



HAL
open science

Etude des plumes convectives de la basse atmosphère par sondage acoustique Doppler

A. Spizzichino, Patrick van Grunderbeeck

► **To cite this version:**

A. Spizzichino, Patrick van Grunderbeeck. Etude des plumes convectives de la basse atmosphère par sondage acoustique Doppler. [Rapport de recherche] Note technique CRPE n° 34, Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1976, 29 p., graphiques. hal-02191682

HAL Id: hal-02191682

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191682v1>

Submitted on 23 Jul 2019

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

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

RP 182 (4)
**CENTRE NATIONAL D'ETUDES
DES TELECOMMUNICATIONS**

**CENTRE NATIONAL DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**CENTRE DE
RECHERCHES
EN PHYSIQUE DE
L'ENVIRONNEMENT
TERRESTRE
ET PLANETAIRE**

CRPE

**NOTE TECHNIQUE
CRPE / 34**

*Etude des plumes convectives
de la basse atmosphère
par sondage acoustique Doppler*

par

**A. SPIZZICHINO
P. VAN GRUNDERBEECK**



14 DEC. 1976

CENTRE NATIONAL D'ETUDES
DES TELECOMMUNICATIONS

CENTRE NATIONAL DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

CENTRE DE RECHERCHE EN PHYSIQUE DE
L'ENVIRONNEMENT TERRESTRE ET PLANETAIRE

NOTE TECHNIQUE CRPE/ 34

ETUDE DES PLUMES CONVECTIVES DE LA BASSE
ATMOSPHERE PAR SONDAGE ACOUSTIQUE DOPPLER.

Par

André SPIZZICHINO

CRPE/ETE

Patrick VAN GRUNDERBEECK

EERM

Pour le Directeur
Le Directeur Adjoint



L'ingénieur chargé
du département ETE



I INTRODUCTION

Les sondeurs acoustiques de l'atmosphère (sodar) apparus depuis quelques années apportent une aide précieuse à la compréhension des phénomènes des basses couches de l'atmosphère. Nous proposons ici une méthode de mesure, à l'aide de cet instrument, de paramètres utilisés par la plupart des auteurs de modèles théoriques pour caractériser les mouvements convectifs (PRIESLEY, 1959 ; TELFORD, 1966).

Les données utilisées pour cette étude ont été enregistrées par le sodar Doppler du CNET, lors d'une expérience à Saclay en Mai-Juin 1974, avec une antenne pointée verticalement.

Après avoir rapidement décrit le sodar du CNET (§ 2), nous exposerons (§ 3) une méthode quantitative de mesure de différents paramètres caractéristiques des thermiques : dimension horizontale, instant de passage en fonction de l'altitude, réflectivité et vitesse verticale. Les quelques cas étudiés nous permettront d'amorcer une étude statistique de ces mesures. Enfin, quelques thermiques étudiés seront comparés (§ 4) à un modèle relativement simple (TELFORD, 1966). Cette première comparaison ne vise pas à confirmer ou infirmer tel ou tel modèle (le petit nombre de cas étudiés nous l'interdit), mais seulement à montrer que la méthode décrite permet de le faire.

II LES MESURES PAR SODAR ET LE TRAITEMENT DES DONNEES

La description de cette méthode d'étude des thermiques commencera par celle du matériel utilisé et du prétraitement des données brutes (pour en extraire principalement la dérive Doppler).

II - 1 Le sondeur acoustique (sodar) du Centre National d'Etudes des Télécommunications

Le sodar est un instrument qui émet une onde acoustique et reçoit l'onde diffusée par la turbulence atmosphérique. Le sodar du CNET est monostatique (l'onde est émise et reçue par le même aérien) ; on montre (MONIN, 1962) que, dans ce cas, seules les fluctuations de température liées à la turbulence donnent naissance à un champ diffusé.

A l'époque à laquelle ont été effectuées les mesures décrites ci-dessous, le CNET disposait d'un unique sodar capable de mesurer la dérive Doppler du signal diffusé, et d'en déduire une composante du vent (depuis octobre 1974, cet équipement a été complété et un ensemble de 3 sodars

permet de mesurer les trois composantes du vent).

La configuration du sodar du CNET est décrite figure 1. Elle comprend :

- le sodar proprement dit, composé d'un émetteur et d'un récepteur alternativement reliés à une antenne. Cette dernière est constituée d'un réflecteur parabolique de 1,5 m de diamètre au foyer duquel se trouve une chambre de compression pouvant recevoir une puissance électrique de 120 W (la chambre joue le rôle de haut-parleur à l'émission et de microphone à la réception). Le sodar émet des impulsions successives, le temps de récurrence étant réglable (généralement 4 secondes pour une portée d'environ 650 m).

. La durée d'une impulsion est également réglable (généralement 100 ms). La fréquence émise est choisie entre 1000 Hz et 3000 Hz : pour des fréquences inférieures à 1000 Hz le lobe principal de l'antenne est trop large et l'observation est gênée par les échos et les bruits parasites ; pour des fréquences supérieures à 3000 Hz, l'onde acoustique est très atténuée, de sorte que le signal reçu devient inférieur au bruit sur la chaîne de réception.

. Après la fin de l'impulsion, le récepteur est aveuglé pendant 30 ms ; il est ainsi protégé contre les bruits résiduels de l'émetteur.

. L'écho reçu est ensuite amplifié, filtré et translaté en fréquence dans le récepteur ; après détection, il est envoyé à un enregistrement analogique de type fac-similé qui fournit en temps réel une carte de la réflectivité sonore des basses couches en fonction du temps (abscisses) et de l'altitude (ordonnées) (exemple figure 2).

- un ensemble de prétraitement et d'enregistrement. A la sortie du récepteur on recueille d'une part l'écho translaté en fréquence vers l'origine avant détection (filtre de largeur 100 Hz dont la fréquence centrale est ramenée à 100 Hz), d'autre part l'écho détecté. Ces deux signaux sont numérisés à 320 Hz et traités en temps réel par un mini-calculateur ; celui-ci calcule pour chaque impulsion émise (de durée 100 ms) et pour une série de portes de distance (de même largeur que l'impulsion) la transformée de Fourier du signal non détecté au moyen d'une FFT câblée (Fast Fourier Transform). Les spectres du signal reçu sont enregistrés sur bande magnétique numérique.

Le même calculateur a aussi pour fonction de commander automatiquement le fonctionnement des ensembles d'émission et de réception.

II - 2 Le prétraitement des données

Les bandes magnétiques numériques ainsi enregistrées sont ensuite traitées par l'ordinateur du centre de calcul du CNET. Dans un premier temps, on détermine pour chaque porte l'amplitude A de l'écho, la dérive Doppler Δf du signal ainsi que son élargissement spectral ∇ . On procède comme suit (figure 3) :

- Le signal, par suite de la dérive Doppler, doit être recherché dans un intervalle de fréquence de l'ordre de 100 Hz, mais occupe en fait un intervalle I beaucoup plus restreint (de l'ordre de ∇ : 10 à 20 Hz). Une détermination préalable de I permet, en limitant le traitement à cet intervalle, de réduire l'influence du bruit et des échos parasites. Pour cela, une valeur approximative f_0 de la fréquence centrale du signal reçu est obtenue en prenant la position du maximum du spectre lissé $S'(f)$. On prend alors pour I l'intervalle $[f_0 - \eta, f_0 + \eta]$ avec η de l'ordre de 20 Hz.

- On obtient la fréquence centrale, l'élargissement spectral et l'amplitude du signal par :

$$f_c = \frac{\int_I S(f) f df}{\int_I S(f) df}$$
$$\nabla = \sqrt{\frac{\int_I S(f) (f - f_c)^2 df}{\int_I S(f) df}}$$
$$A = \int_I S(f) df$$

- La partie du spectre extérieure à l'intervalle I nous fournit une estimation du bruit qui nous permet de rejeter les portes pour lesquelles le rapport signal/bruit est trop faible.

Les paramètres A , $\Delta f = f_c - 100 \text{ Hz}$ (100 Hz est la fréquence centrale du spectre transposé) ainsi obtenus sont enregistrés sur une autre série de bandes magnétiques et sont simultanément présentés sous forme de cartes (exemple figure 4 (a) et 4 (b)).

III VERIFICATION DES HYPOTHESES FONDAMENTALES SUR LES THERMIQUES

Dès que la convection se développe dans les basses couches, les observations du sodar font apparaître des mouvements convectifs verticaux ordonnés : pendant un temps de l'ordre de la minute, la zone observée par le sodar est traversée par une ascendance ; la vitesse verticale est dirigée vers le haut, tandis que la réflectivité - c'est-à-dire l'amplitude des inhomogénéités de température - passe par un maximum. On voit de telles formations sur la figure 2 ; le détail de l'une d'elles est donné par la figure 4.

La plupart des études théoriques publiées à ce jour sur ces formations ascendantes reposent en fait sur certaines hypothèses de base. La condition nécessaire de toute comparaison de ces théories avec l'expérience est que ces hypothèses soient confirmées expérimentalement : c'est ce que nous allons examiner dans ce paragraphe.

III - 1 Hypothèses de base sur la structure des thermiques

Une première hypothèse généralement admise, mais qui n'a pu jusqu'ici faire l'objet d'une vérification expérimentale, est que chacun de ces "thermiques" se déplace sans se déformer, à une vitesse V . Il en résulte que le sodar, dont le faisceau de l'aérien est dirigé verticalement, observe à l'instant t le point d'abscisse initiale:

$$x = - V t$$

La structure temporelle du thermique montrée sur la figure 4 représente donc, au coefficient de proportionnalité V près, sa structure spatiale.

La figure 5 présente les variations $A_z(t)$ et $W_z(t)$ de la réflectivité et de la vitesse verticale en fonction du temps pour quatre altitudes (thermique enregistré à Saclay le 29 Mai 1974 à 9 h 30 locales). Nous voyons que $A_z(t)$ et $W_z(t)$ ont des formes assez régulières pour pouvoir être assimilées à une courbe simple : l'équation d'une telle courbe nous permet d'effectuer un traitement quantitatif sur le thermique en n'utilisant qu'une seule fonction pour toutes les altitudes ; nous rejoignons là l'hypothèse de "self-preservation" (TENNEKES, 1972), utilisée en fait dans la plupart des modèles théoriques de convection.

III - 2 Réduction des données à un profil gaussien

Comme le suggèrent les expériences en laboratoire de SCHMIDT (1941), ROUSE et al. (1952) et RAILSTON (1954), nous avons choisi de représenter la structure horizontale d'une coupe de thermique par une fonction gaussienne. Cette hypothèse est utilisée dans les travaux théoriques de MORTON et al (1956) et PRIESTLEY (1959).

$$p_i(z, t) = P_i(z) \exp\left[-\frac{(t - t_i(z))^2}{2 R_i^2(z)}\right] \quad (1)$$

où $i = 1$ ou 2 , P_i désignant la réflectivité et P_2 la vitesse verticale.

$P_i(z)$ est le maximum de p_i à une altitude z donnée.

$t_i(z)$ est l'instant où le maximum de p_i est observé par le sodar à l'altitude z .

$2 R_i(z)$ est la durée du passage du thermique au-dessus du sodar à l'altitude z .

D'après ce qui a été dit plus haut, les paramètres temporels représentent, à un coefficient de proportionnalité près, des grandeurs spatiales : $t_i(z)$ est la position du centre du thermique dans l'espace, $R_i(z)$ son rayon.

L'ajustement de la gaussienne $p_i(z, t)$ sur les points expérimentaux $p_{i,z}(t)$ est effectué par une méthode de moindres carrés. L'expression (1) étant non linéaire le calcul doit procéder par itérations successives sur les valeurs des paramètres $P_i(z)$, $t_i(z)$, $R_i(z)$, les valeurs finales étant obtenues après satisfaction d'un test de convergence. Pratiquement, cette méthode est appliquée à des courbes $p_{i,z}(t)$ préalablement lissées, ce qui rend la convergence plus rapide.

La méthode employée nous permet également d'évaluer l'erreur sur chaque paramètre de la gaussienne (PETIT, 1965).

Le traitement des données, appliqué à la réflectivité et à la vitesse verticale, nous fournit donc six fonctions de l'altitude accompagnées de leurs barres d'erreur : rayons $R_1(z)$ et $R_2(z)$, maxima $P_1(z)$ et $P_2(z)$, instants de passage du maximum $t_1(z)$ et $t_2(z)$.

III - 3 Discussion du traitement précédent

Le traitement ci-dessus appelle quelques commentaires :

III - 3 - 1 Gaussienne ajustée

Remarquons tout d'abord que le calcul par itérations successives employé utilise un test de la forme $|x_i - x_{i-1}| < \epsilon$, x_i étant la valeur du paramètre x déterminé à l'itération i , ce qui ne garantirait pas en toute rigueur la proximité de la limite x_{lim} ($|x_i - x_{lim}| < \epsilon'$) si la série est lentement convergente. En pratique l'emploi d'un tel test est inévitable et d'un usage courant. On considère qu'il est suffisant dans la plupart des cas.

La figure 5 présente les gaussiennes ajustées par la méthode précédente sur la réflectivité $A_z(t)$ et la vitesse verticale $W_z(t)$ d'un thermique observé expérimentalement. Le tableau I présente, à titre d'exemple, les écarts quadratiques moyens en valeur relative entre gaussiennes et points expérimentaux correspondant pour le cas particulier de la figure 5.

Tableau I

Altitude	Réflectivité	Vitesse
350 m	0.12	0.20
250 m	0.19	0.17
180 m	0.09	0.17
110 m	0.09	0.13

Ecarts quadratiques moyens entre gaussiennes et points expérimentaux pour une observation effectuée à Saclay le 29 Mai 1974 à 9h30 locales.

Le petit nombre de thermiques étudiés jusqu'à ce jour ne nous permet pas de faire une statistique sur ces écarts. La faible valeur de ceux-ci (inférieure à 20 %) nous assure, si elle est confirmée par une

étude ultérieure, qu'une courbe expérimentale $P_{i2}(t)$ est correctement représentée par une gaussienne.

III - 3 - 2 Evaluation de l'erreur

La méthode d'ajustement employée nous permet de déterminer l'erreur sur chacun des paramètres P_i , t_i , R_i moyennant trois hypothèses :

- Les erreurs sur les points expérimentaux sont des variables aléatoires indépendantes.

- Chaque point expérimental est pondéré par $1/\Delta p_i$ où Δp_i est l'erreur moyenne sur la valeur $p_{i2}(t_j)$

- L'ajustement est parfait : le minimum de la fonction $\sum_{j=1}^N [P_{i2}(t_j) - P_i(z, t_j)]^2$ est atteint (N nombre de points expérimentaux).

Ces hypothèses appellent quelques remarques :

- Comme nous l'annonçons au paragraphe III - 3 - 1, le minimum des moindres carrés n'est jamais atteint exactement dans la méthode employée. Nous n'obtenons donc que des valeurs indicatives des barres d'erreur.

- L'erreur Δp_i est difficile à évaluer : l'erreur de mesure est faible comparée aux fluctuations de $p_{i2}(t)$ dues à la turbulence. Celle-ci est donc la cause d'erreur prépondérante. Nous la supposons constante pour tous les points d'une courbe $p_{i2}(t)$ et égale à l'écart quadratique moyen en valeur relative présenté au paragraphe précédent.

Nous ne faisons par ce calcul qu'une estimation de l'ordre de grandeur de l'erreur. Dans une première approche, ceci nous permet cependant d'écarter les points aberrants.

III - 4 Résultats expérimentaux : identité des profils verticaux

Un premier examen des profils $t_i(z)$ et $R_i(z)$ fera immédiatement apparaître une propriété fondamentale des thermiques : l'identité de ces profils pour la réflectivité ($i = 1$) et la vitesse verticale ($i = 2$).

Sur la figure 6 sont portées les fonctions $t_i(z)$ et $R_i(z)$ ainsi que la variation de la vitesse verticale d'un thermique en fonction de l'altitude :

- Les graphiques 6 (a) et 6 (b) montrent une bonne coïncidence (aux barres d'erreur près), entre les profils d'instant de passage et de rayon déduits de la réflectivité et de la vitesse verticale. Un seul point à 77 m semble faire exception : le décalage est dû à la présence, sur la courbe $P_{1z}(t)$ (réflectivité) correspondante, d'un maximum secondaire qui a pour effet, lors de l'ajustement, d'élargir la gaussienne et de déporter son sommet vers les basses valeurs de t .

Ces résultats suggérés par l'étude d'un cas particulier sont confirmés par une comparaison entre $R_1(z)$ et $R_2(z)$ d'une part (figure 7) et entre $t_1(z)$ et $t_2(z)$ d'autre part (figure 8) portant sur 9 thermiques.

Sur la figure 7 on a porté, pour chaque thermique et pour chaque altitude z , $R_1(z)$ en abscisse et $R_2(z)$ en ordonnée : les points ainsi obtenus sont groupés autour de la diagonale $R_1 = R_2$. Plus précisément, $\frac{R_2(z) - R_1(z)}{R_1(z)}$ a pour valeur moyenne 0,102 et pour écart quadratique moyen 0,43.

Sur la figure 8 sont portés les histogrammes de $t_2(z) - t_1(z)$ différence entre les deux instants de passage du maximum et de $R(z) = R_1(z) = R_2(z)$. La distribution des $t_2(z) - t_1(z)$ est centrée sur 0 avec un écart quadratique moyen de 6 secondes ; celui-ci est donc en général petit devant le rayon du thermique R , dont la valeur moyenne est de 19 secondes et l'écart quadratique moyen de 10 secondes (l'histogramme des valeurs de R est porté en traits discontinus sur la figure 8).

Malgré le petit nombre de mesures, cette étude de $R_i(z)$ et $t_i(z)$ nous a permis de valider une autre hypothèse de base des modèles théoriques : les variations de différentes caractéristiques du thermique (vent vertical, réflectivité) dans un plan horizontal peuvent être représentées par une même courbe simple (gaussienne par ex), définies par un centre et un rayon commun. Nous avons vu comment on peut, à partir des données expérimentales, obtenir la forme de cette courbe. Il devient alors possible d'entreprendre une comparaison systématique entre les mesures et les modèles théoriques de thermiques.

IV - COMPARAISON ENTRE RESULTATS EXPERIMENTAUX ET MODELES THEORIQUES

Nous avons vu dans le paragraphe précédent comment on peut, à partir de données expérimentales, obtenir une représentation simplifiée d'un thermique qui se prête à une comparaison avec un modèle théorique. Nous ne chercherons pas dans ce paragraphe à faire systématiquement une telle comparaison sur un grand nombre de thermiques, nous nous bornerons à étudier un petit nombre d'exemples, de manière à discuter la validité de la méthode. Nous appliquerons cette démarche aux modèles de PRIESTLEY (1959) et TELFORD (1966).

Ces deux modèles théoriques utilisent des hypothèses de base communes :

- l'atmosphère est stratifiée horizontalement en température
- le vent est supposé nul
- le thermique possède une symétrie de révolution autour d'un axe vertical

- hypothèse de self-préservation (cf paragraphe III - 1).

Dans le modèle de PRIESTLEY (1959), les variations spatiales des grandeurs physiques à chaque altitude sont représentées par des gaussiennes. Cette hypothèse, ainsi que les conditions aux limites et l'hypothèse sur la turbulence conduisent l'auteur à conclure que :

$$\frac{dR}{dz} = \text{constante}$$

où R est le rayon de thermique à l'altitude z. Si nous voulons adapter ce modèle à nos résultats, nous sommes conduits à choisir $\frac{dR}{dz} = 0$ (exemple de la figure 6). Le modèle introduit alors une incompatibilité entre les profils de température potentielle et de vitesse verticale : si nous nous donnons un profil réaliste de température potentielle ($\frac{d\theta_e}{dz} = 0$), nous obtenons une croissance monotone de la vitesse avec l'altitude ; si au contraire nous introduisons un profil mesuré de vitesse verticale (exemple de la figure 6), le profil de température potentielle obtenu est totalement irréaliste (couche stable comprise entre deux couches instables).

Nous sommes amenés à étudier le modèle théorique de TELFORD (1966) qui introduit une hypothèse différente sur la turbulence.

IV - 1 Le modèle de TELFORD (1966)

TELFORD décrit un thermique à l'aide de quatre fonctions de l'altitude

- son rayon $R(z)$

- sa vitesse verticale $W(z)$

- l'écart $\theta'(z)$ entre les températures potentielles de l'intérieur et de l'extérieur du thermique

- la vitesse quadratique moyenne turbulente $i(z)$

Les paramètres sont supposés constants à l'intérieur du thermique et nuls à l'extérieur : la fonction gaussienne est donc remplacée par un créneau rectangulaire, dans un but de simplification. Nous reprendrons ici, en première approximation, cette hypothèse de TELFORD, bien que le calcul complet reste possible dans le cas d'une fonction gaussienne.

Les phénomènes de mélange et d'entraînement sur les parois latérales du thermique sont pris en compte par l'équation générale :

$$\frac{dY_{int}}{dt} = a (i Y_{ext} - e Y_{int})$$

où Y_{int} (respectivement Y_{ext}) est la valeur d'une variable Y (masse, moment, énergie cinétique turbulente) à l'intérieur (respectivement l'extérieur) du thermique.

a est un coefficient constant

i (respectivement e) est la vitesse turbulente à l'intérieur (respectivement l'extérieur) du thermique.

On utilise les variables normalisées suivantes :

Altitude	$Z = \frac{z}{R_0}$
Rayon	$B = \frac{R}{R_0}$
Vitesse verticale	$W = \frac{W}{W_0}$
Ecart de température	$\Theta = \frac{\theta'}{\theta'_0}$
Vitesse turbulente	$I = \frac{i}{i_0}$

Dans ces expressions, l'indice 0 se rapporte à la valeur du paramètre à l'origine ($z = 0$), g est l'accélération de la pesanteur et θ_e est la température potentielle externe.

Les quatre équations utilisées par le modèle deviennent :

a) Equation de continuité

$$\frac{d}{dz} (B^2 W) = 2 B (I - E)$$

b) Conservation du moment

$$\frac{d}{dz} (B^2 W^2) = \frac{B^2 \Theta}{X} - 2 E B W$$

- 2 EBW représente la résultante des frottements sur les parois latérales du thermique.

c) Evolution de la force d'Archimède

$$\frac{d}{dz} (B^2 W \Theta) = - 2 E B \Theta - B^2 W \frac{1}{\theta'_0} \frac{d\theta_c}{dz}$$

- 2 EBH est le terme d'entraînement sur les parois tandis que $- B^2 W \frac{1}{\theta'_0} \frac{d\theta_c}{dz}$ représente la variation de la force d'Archimède due à la variation extérieure de température potentielle

d) Evolution de l'énergie cinétique turbulente.

$$\frac{d}{dz} (B^2 W I^2) = 2 B [I (W^2 + E^2) - E I^2]$$

Notons que la création d'énergie turbulente par entraînement est continue ($2 B I W^2$) mais qu'il n'y a pas dissipation de cette énergie.

Ces équations ne dépendent plus alors que de 2 paramètres :

$$E = \frac{e}{w_0} \quad (\text{turbulence extérieure normalisée})$$

$$X = \frac{\alpha w_0^2}{g R_0} \frac{\theta_c}{\theta'_0}$$

La signification du paramètre X est immédiate : c'est le rapport entre l'énergie cinétique w_0^2 et l'énergie potentielle $g R_0 \frac{\theta_c}{\theta'_0}$ (due à la force d'Archimède) à la base du thermique. A une valeur faible de X correspondra un thermique "chaud" à l'origine et à vitesse initiale peu élevée : son évolution suivant l'altitude est donc commandée par une forte accélération au départ correspondant à une diminution notable de son diamètre. Un thermique "à vitesse initiale élevée" (valeur élevée de X) présentera de moins grandes variations de la vitesse verticale et du rayon avec l'altitude.

IV - 2 Comparaison entre les mesures expérimentales et le modèle de TELFORD (1966)

Afin de comparer les résultats du modèle aux résultats expérimentaux, il est nécessaire de normaliser ceux-ci en prenant comme origine des altitudes le niveau de la première mesure sodar. Le rayon du thermique

est le produit de la moitié du temps de passage au-dessus du sodar par la vitesse de déplacement de la cellule. Cette vitesse étant inconnue, les profils expérimentaux normalisés présentés figures 9 et 10 ont été calculés pour la vitesse de déplacement V donnant le meilleur accord avec les profils théoriques.

Les figures 9 et 10 présentent deux thermiques enregistrés à Saclay le 29 Mai 1974 à 9h10 et 9h30 TL (celui de 9h30 a déjà été présenté sur les figures 5 et 6). Sur chaque graphique, nous avons porté les profils normalisés $R(z) = \frac{R_1(z) + R_0(z)}{2}$ déduits des mesures du sodar ainsi que le profil théorique du thermique s'écartant le moins des résultats expérimentaux.

Il est nécessaire de noter que le double ajustement courbe théorique - courbe expérimentale n'a rien d'abusif. D'une part le choix de la vitesse de déplacement V introduit une transformation de la courbe expérimentale par une affinité ayant pour axe l'axe des altitudes normalisées. D'autre part le choix des paramètres X et E détermine sur la courbe théorique, pour le premier une transformation par affinité admettant comme axe l'axe des abscisses et pour le second une translation de la courbe. Ces conditions assurent théoriquement l'unicité de l'ajustement. Pratiquement, on ne peut attendre de cette méthode qu'elle nous donne une bonne précision sur les paramètres V , X et E . Elle nous permet cependant une première comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.

La figure 9 correspond à un thermique "chaud" : nous en retrouvons les caractéristiques sur les profils expérimentaux (maximum de vitesse associé à un minimum du rayon à $Z = 0.5$). L'ajustement correspond en effet à $X = 0.03$ (cf. IV - 1). A basse altitude ($Z < 0.7$) les profils expérimentaux et théoriques correspondent. Au-delà le profil théorique du rayon présente une croissance monotone qui n'est pas observée sur le profil expérimental.

La figure 10 présente un thermique à "vitesse initiale élevée". Le profil expérimental de vitesse verticale correspond assez bien au profil théorique : il ne présente pas de variation importante suivant l'altitude, ce qui correspond à une valeur forte de X . Par contre le profil théorique du rayon présente toujours une croissance importante en fonction de

l'altitude qui n'est pas observée expérimentalement.

IV - 3 Discussion des résultats précédents

Rappelons que les équations du modèle de TELFORD (1966) ne prennent pas en compte la dissipation de l'énergie turbulente. Comme il y a constamment création de turbulence (cf paragraphe IV - 1), le thermique entraîne de plus en plus d'air extérieur, et son rayon s'accroît rapidement, d'une manière explosive.

Le modèle s'écarte donc manifestement de la réalité qu'il veut représenter. Dans un article ultérieur, TELFORD propose un traitement plus raffiné où une dissipation turbulente est introduite. Ici, nous ne présenterons qu'une amélioration plus simple du modèle de TELFORD (1966).

Pratiquement, le terme que nous avons introduit dans le modèle est de la forme :

$$\left(\frac{d i}{d t}\right) \text{dissipation} = - q \frac{i^2}{R}$$

où q est un nombre sans dimension.

Ce terme est analogue à celui employé par TELFORD (1968).

La figure 10 présente un exemple d'application du modèle ainsi modifié. Nous constatons effectivement une réduction notable du rayon vers le haut du thermique. Le profil $R(z)$ obtenu se rapproche sensiblement des résultats de mesure, sans cependant pouvoir s'y ajuster exactement (le meilleur ajustement possible de $R(z)$ correspondrait à une augmentation de $W(z)$ aux altitudes élevées).

La comparaison entre quelques exemples expérimentaux et les résultats du modèle théorique ont permis de mettre en évidence les défauts fondamentaux de celui-ci. Mais le petit nombre de cas étudiés ne nous incitait pas à choisir un modèle raffiné (TELFORD, 1970) avec lequel les comparaisons eussent été délicates.

CONCLUSION

Rappelons que notre but était de proposer une méthode de mesure par sodar de certains paramètres des mouvements convectifs dans les basses couches. La méthode suivie présente la particularité de considérer les thermiques individuellement, et donc de fournir des résultats comparables directement à ceux des modèles théoriques.

Cette démarche nous a permis d'amorcer deux études :

- statistique sur les paramètres (rayons, instants de passage)
- comparaison avec un modèle théorique.

Les résultats obtenus suffisent à montrer que la méthode proposée permet effectivement une comparaison entre résultats expérimentaux et modèles théoriques. On peut donc entreprendre cette comparaison de manière systématique sur un grand nombre de thermiques. Une extension particulièrement intéressante de cette étude est l'utilisation d'un ensemble de trois sodars qui, d'une part mesurent les trois composantes du vent, et d'autre part observent le passage d'un même thermique au-dessus de trois points et permettent ainsi de reconstituer son mouvement. On peut ainsi accéder à certaines données complémentaires :

- profil de vent dans la couche observée par le sodar.
- vitesse de déplacement horizontale des cellules convectives : cette donnée permettra de faire une mesure effective de la dimension horizontale des cellules.

BIBLIOGRAPHIE

MONIN A.S.

Characteristics of the scattering of sound in a turbulent atmosphere ;
Soviet Physics - Acoustics, 7, 4, pp 370 - 373, 1962.

MORTON B.R., SIR G.I. TAYLOR et J.S. TURNER

Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous
Sources, Proc. Roy. Soc. London, A, 234, pp 1 - 23, 1956.

PETIT M.

Mesures faites par l'intermédiaire d'un spectre de puissance.
Corrélations entre erreurs de mesure, Revue du CETHEDC, 2, pp 89 -
97, 1965.

PRIESTLEY C.H.B.

Turbulent Transfer in the lower atmosphere,
The University of Chicago Press, 1959.

RAILSTON W.

The temperature decay law of a naturally convected air stream,
Proc. Phys. Soc. London, B, 67, pp 42 - 51, 1954.

ROUSE H., C.S. YIH et H. W. HUMPHREYS

Gravitational Convection from a boundary source, Tellus, 4,
pp 201 - 210, 1952.

SCHIMDT W.

Turbulent expansion of a stream of heated air, Zeitschr. angew.
Math. Mech, 21, pp 265 - 278 et 351 - 363, 1941.

TELFORD J.W.

The convective Mechanism in clear air.
J. Atmos. Sci., 23, pp 652 - 666, 1966.

TELFORD J.W.

Convective plumes in a convective field, J. Atmos. Sci,
27, pp 347 - 358, 1970.

TENNEKES H. and J. L. LUMLEY

A first course in turbulence
The M.I.T. Press, 1972.

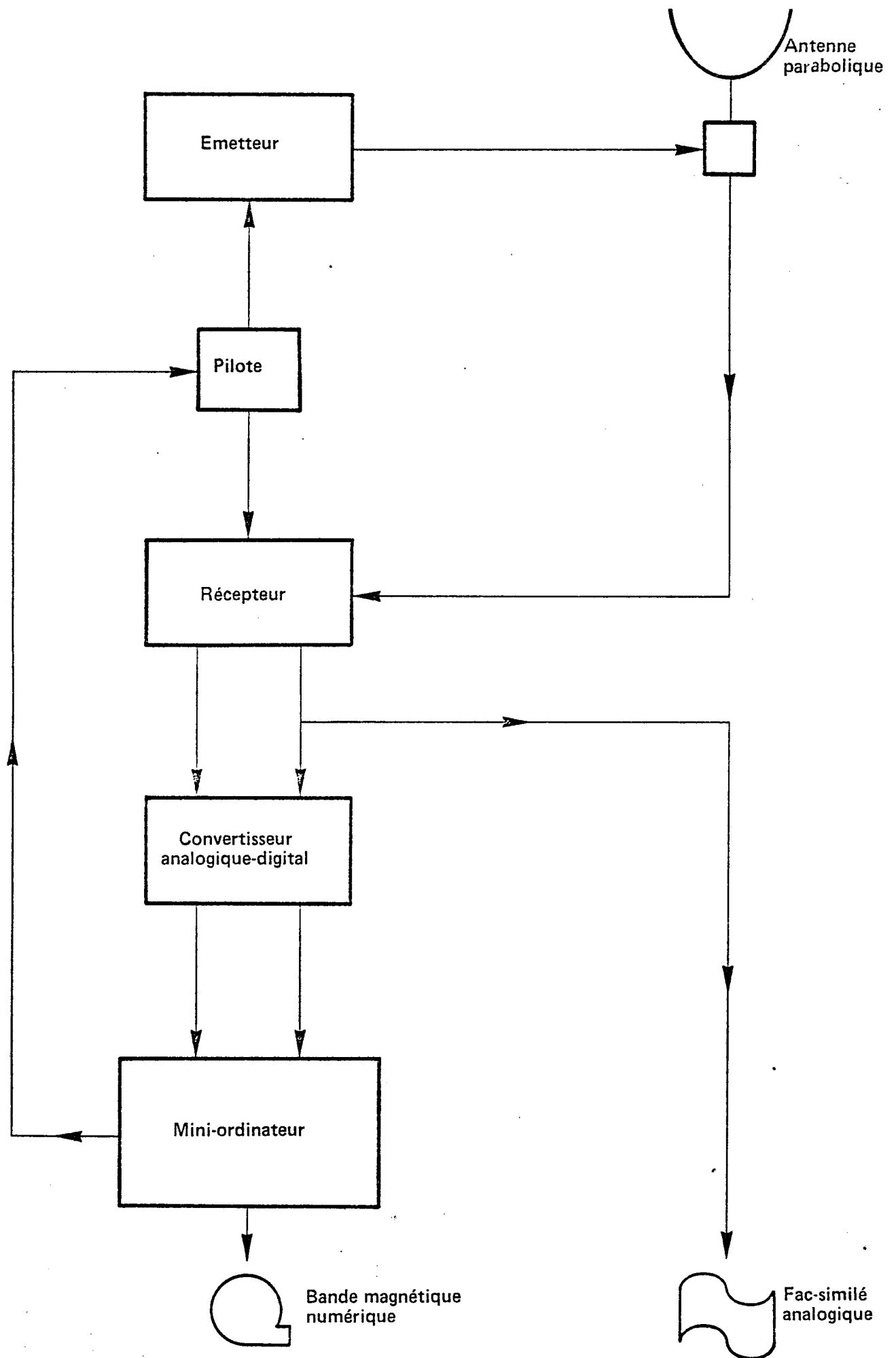


Fig. 1. SCHEMA GENERAL DE LA DISPOSITION DU SONDEUR ACOUSTIQUE DU CNET

CHIGNE

4 JUN 1975

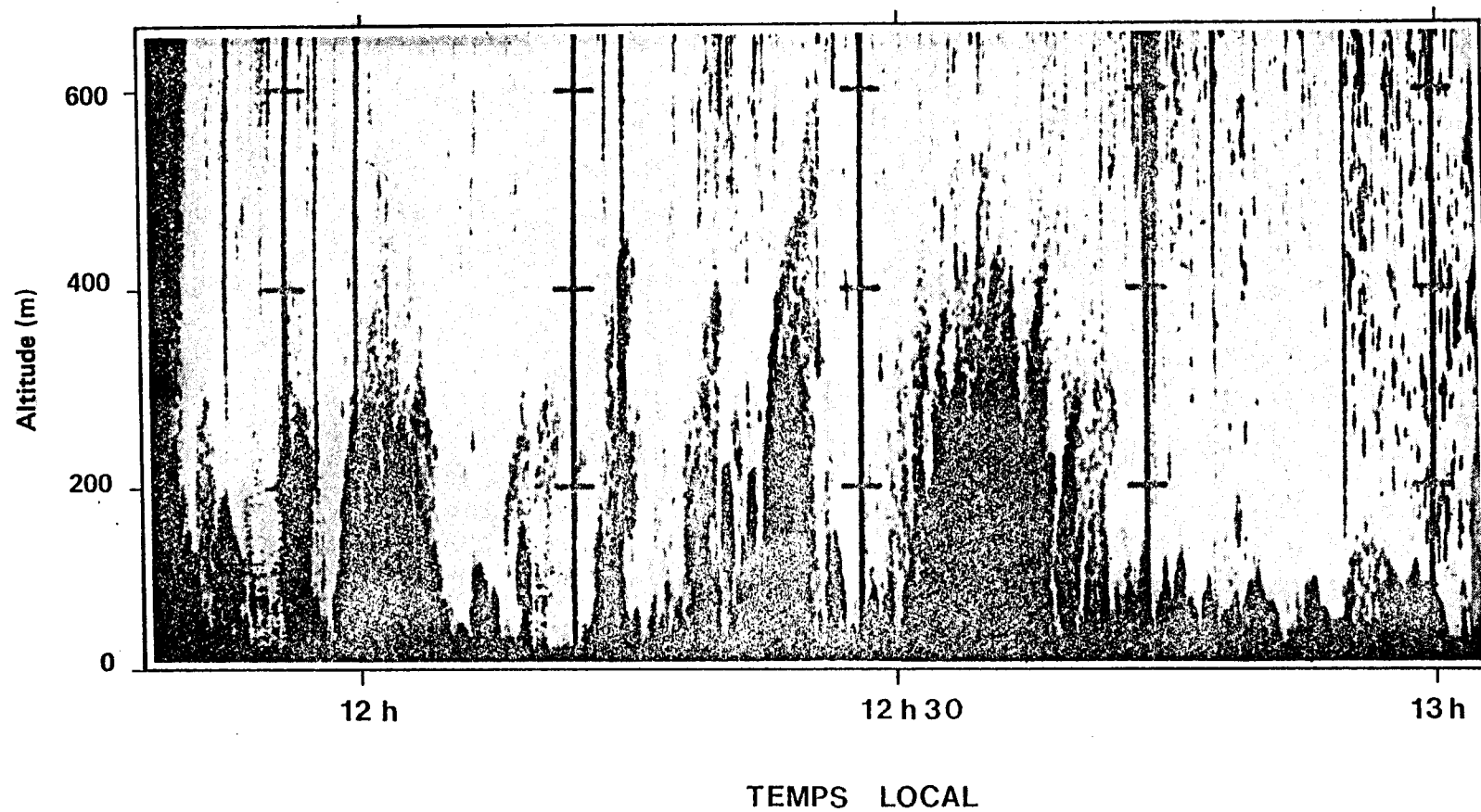


Fig. 2. EXEMPLE DE FAC-SIMILE ANALOGIQUE. DES MOUVEMENTS CONVECTIFS, CARACTERISES PAR UNE FORTE TURBULENCE THERMIQUE, SONT VISIBLES VERS 12.00, 12.25 et 12.35 TL.

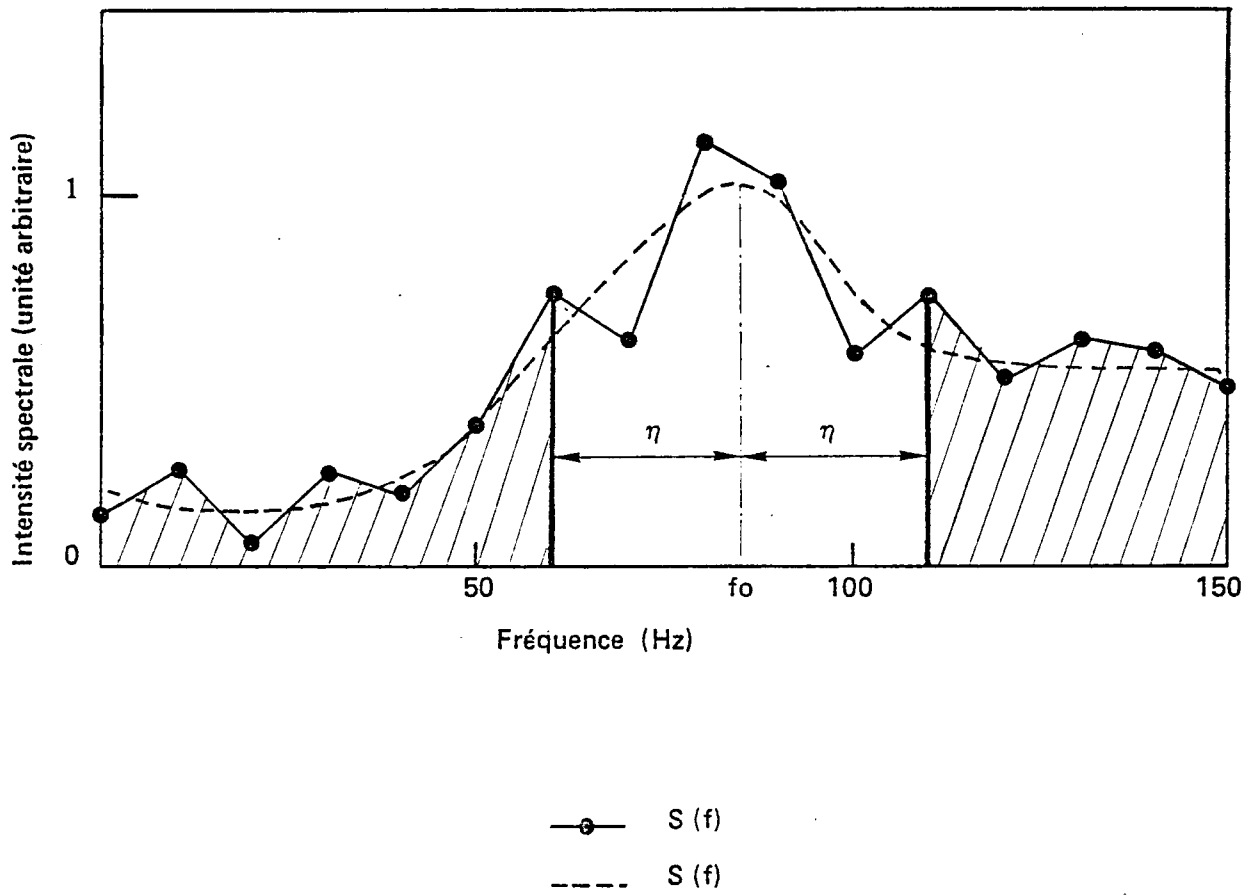


Fig. 3. : Traitement du spectre du signal reçu dans une porte de distance
La partie hachurée fournit une estimation du bruit.

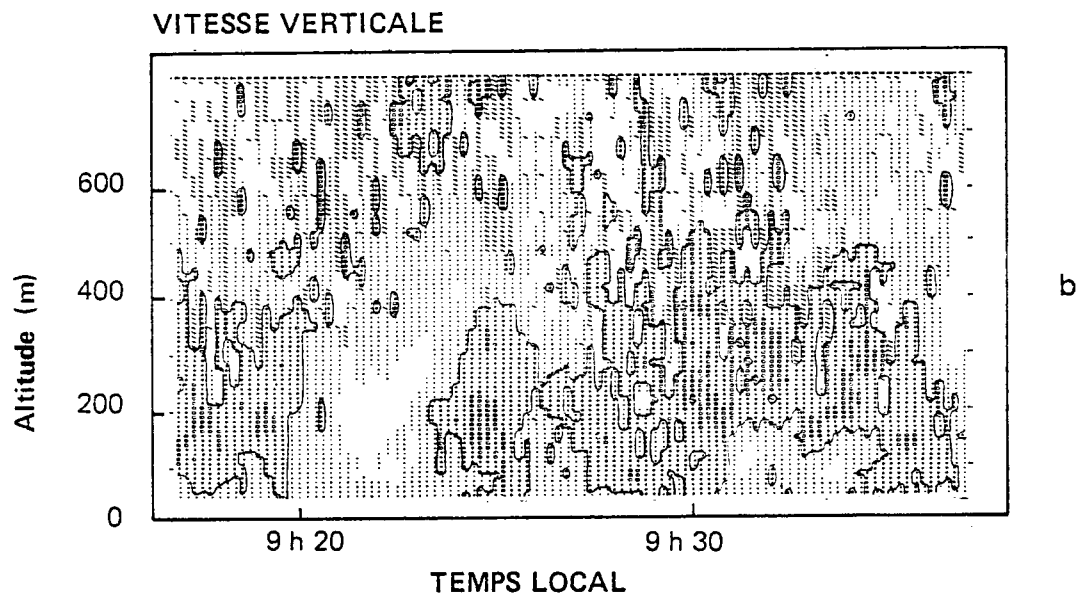
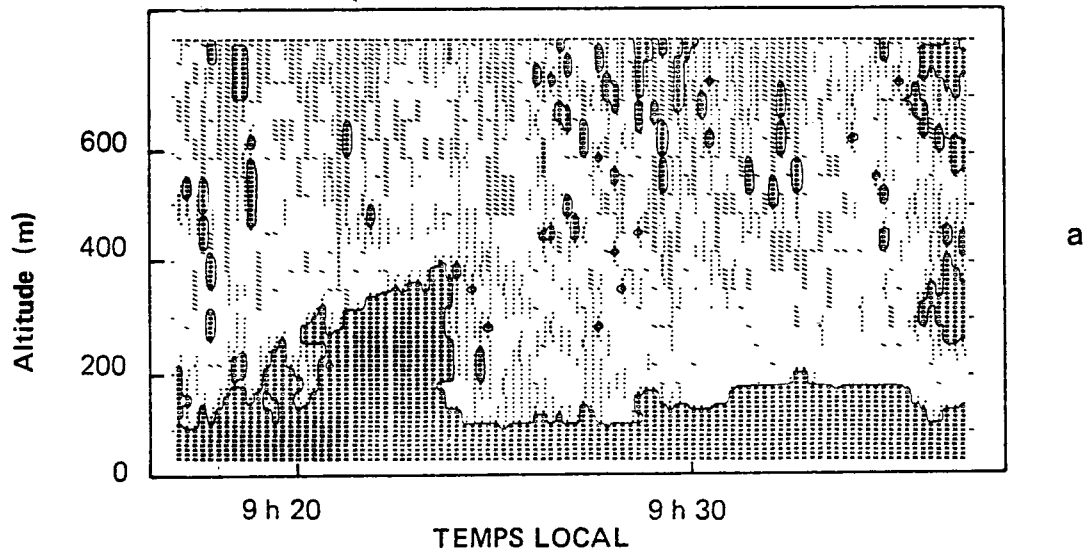


Fig. 4. - Exemple de fac-similés numériques de la réflectivité (a) et de la vitesse verticale (b)
 Nous observons vers 9 h 20 TL un thermique associé à une forte réflectivité et à une vitesse verticale positive.

29-5-74

9 h 20

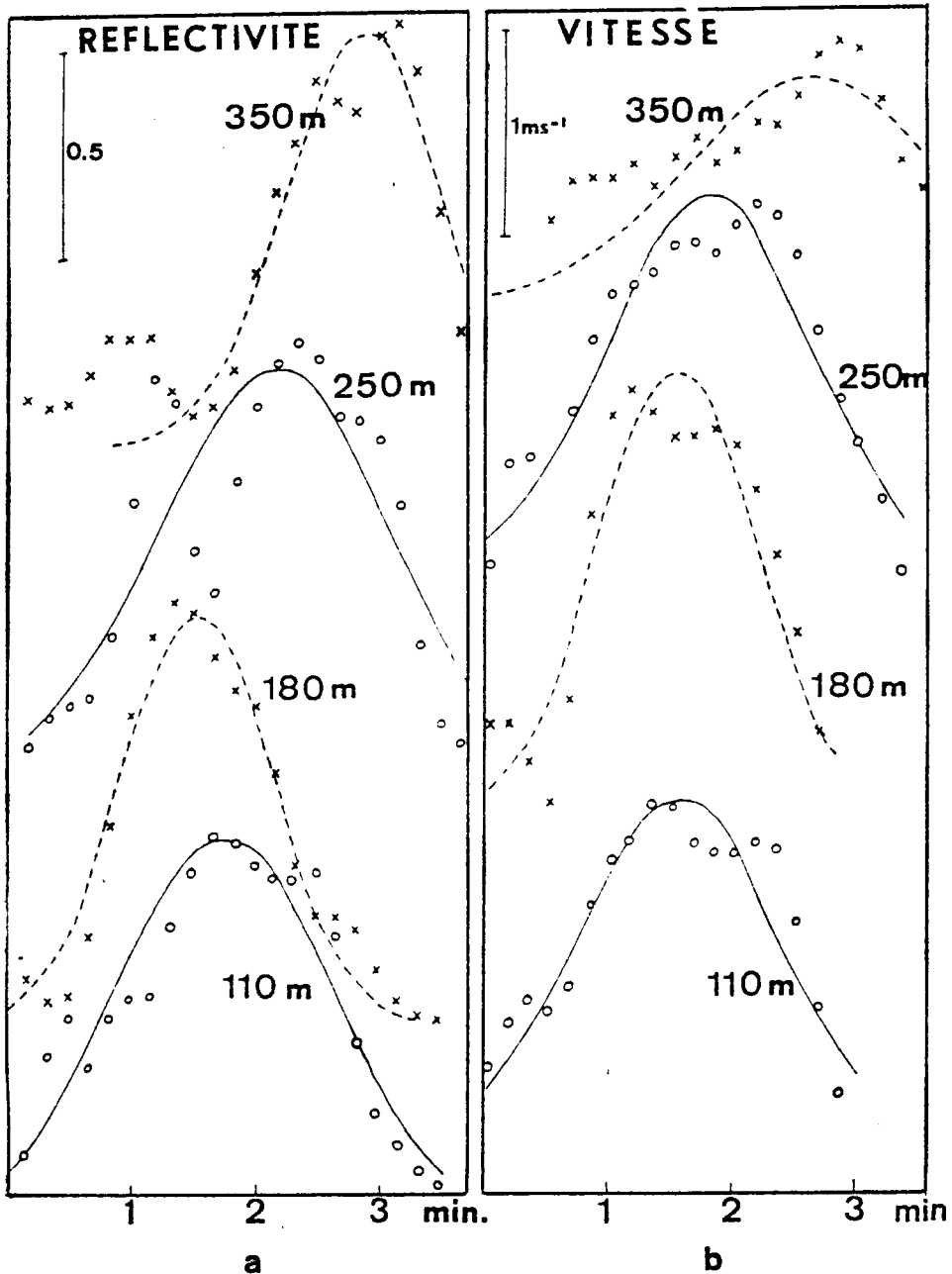


Fig. 5. - Observation d'un thermique par le sodar : variation en fonction du temps, pour quatre altitudes, de la réflectivité (a), et de la vitesse verticale (b) ; l'échelle de temps est la même pour les deux parties. Par souci de clarté, les points expérimentaux (O ou X) correspondant aux différentes altitudes ont été décalés les uns par rapport aux autres. Les courbes, alternativement en traits pleins ou discontinus, sont les gaussiennes s'ajustant au sens des moindres carrés sur les points expérimentaux.

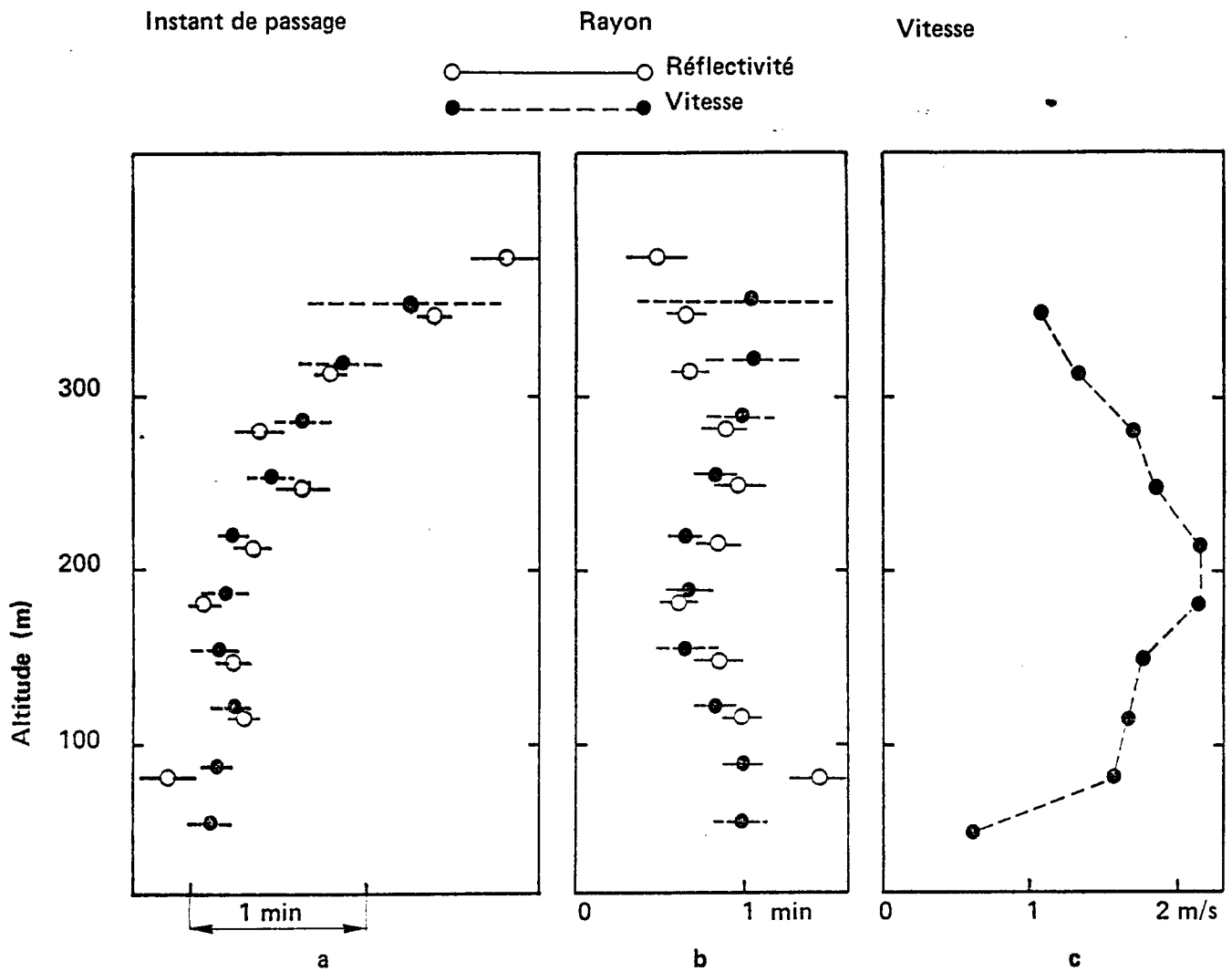


Fig. 6. - Profils suivant l'altitude du thermique de la figure 5.

- a Instant de passage du maximum de la gaussienne pour la réflectivité (—○—) et pour la vitesse verticale (—●—) avec les barres d'erreur correspondantes.
- b Rayon du thermique exprimé en minutes pour la réflectivité et la vitesse verticale. A chaque point est jointe la barre d'erreur correspondante.
- c Maximum de la vitesse verticale.

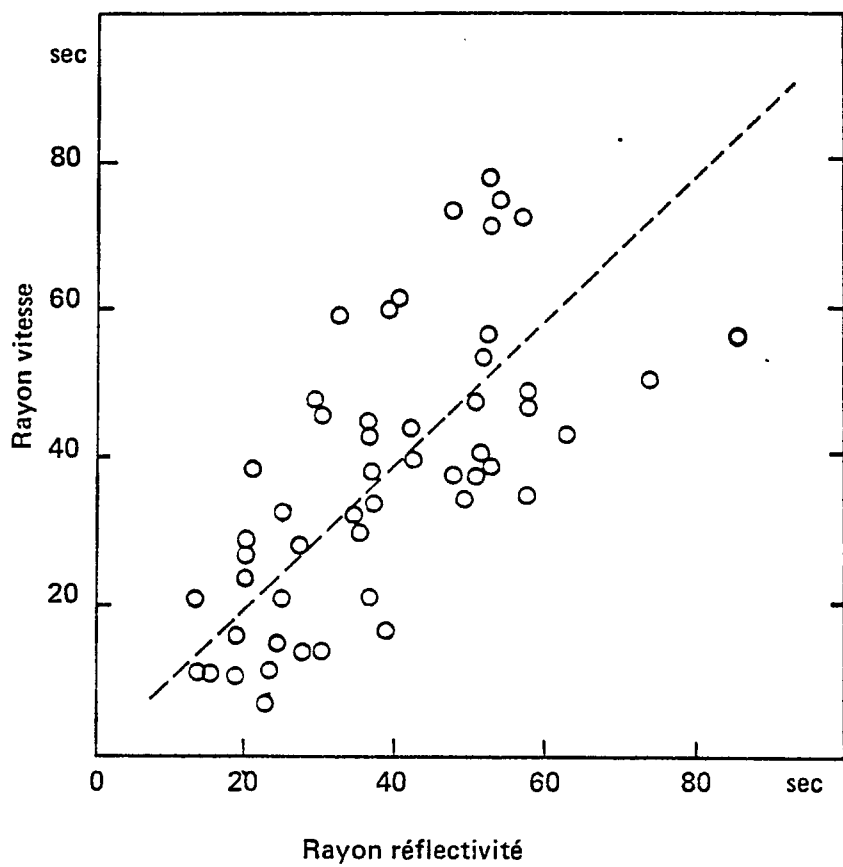
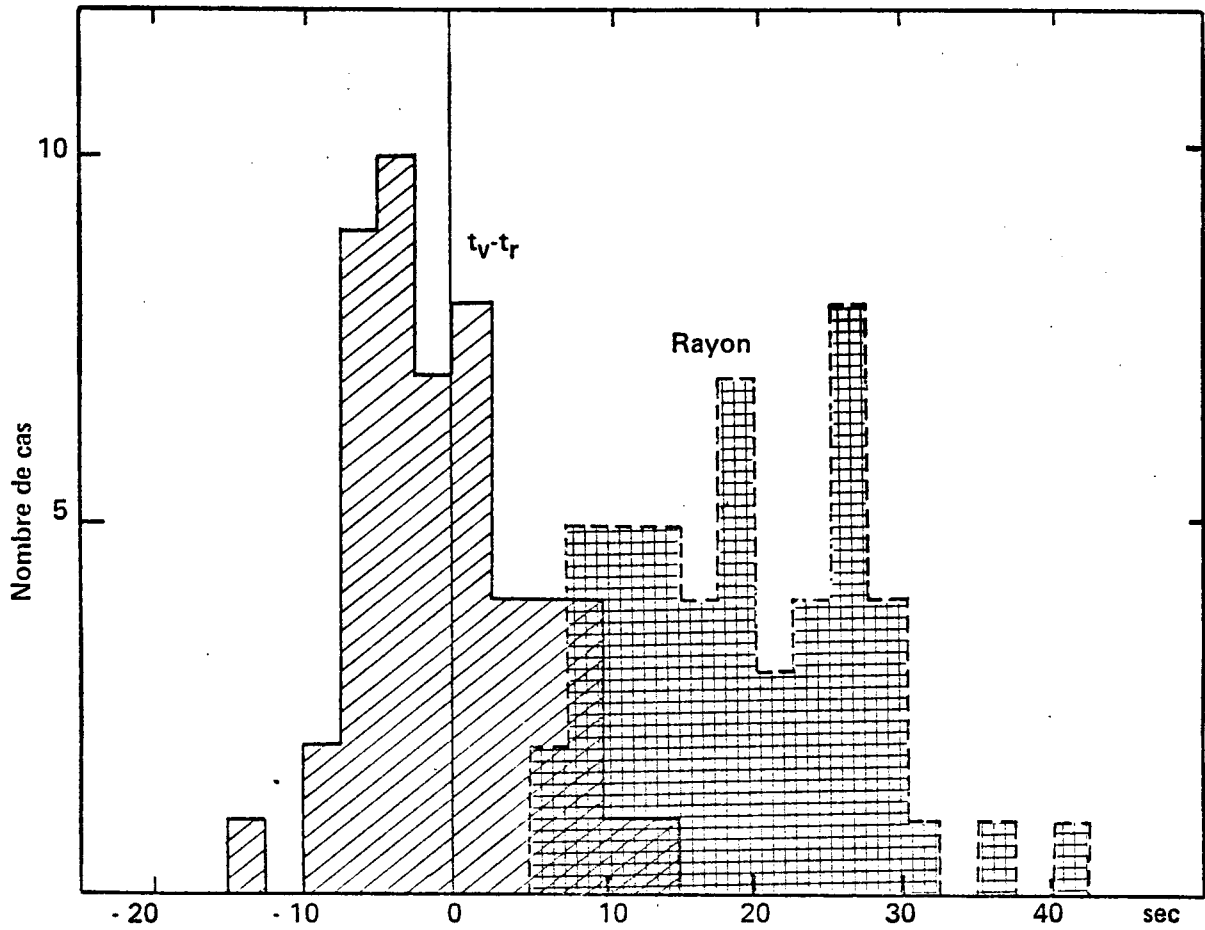


Fig. 7. - Corrélation, pour les thermiques étudiés, entre le rayon déterminé par la réflectivité et celui déterminé par la vitesse verticale.



t_v Instant de passage du maximum de vitesse
 t_r Instant de passage du maximum de réflectivité

Fig. 8. - Illustration du fait que les temps de passage des maxima de vitesse et de réflectivité sont pratiquement confondus. Sur la figure sont portés les histogrammes respectifs de $t_v - t_r$ et du rayon des thermiques étudiés.

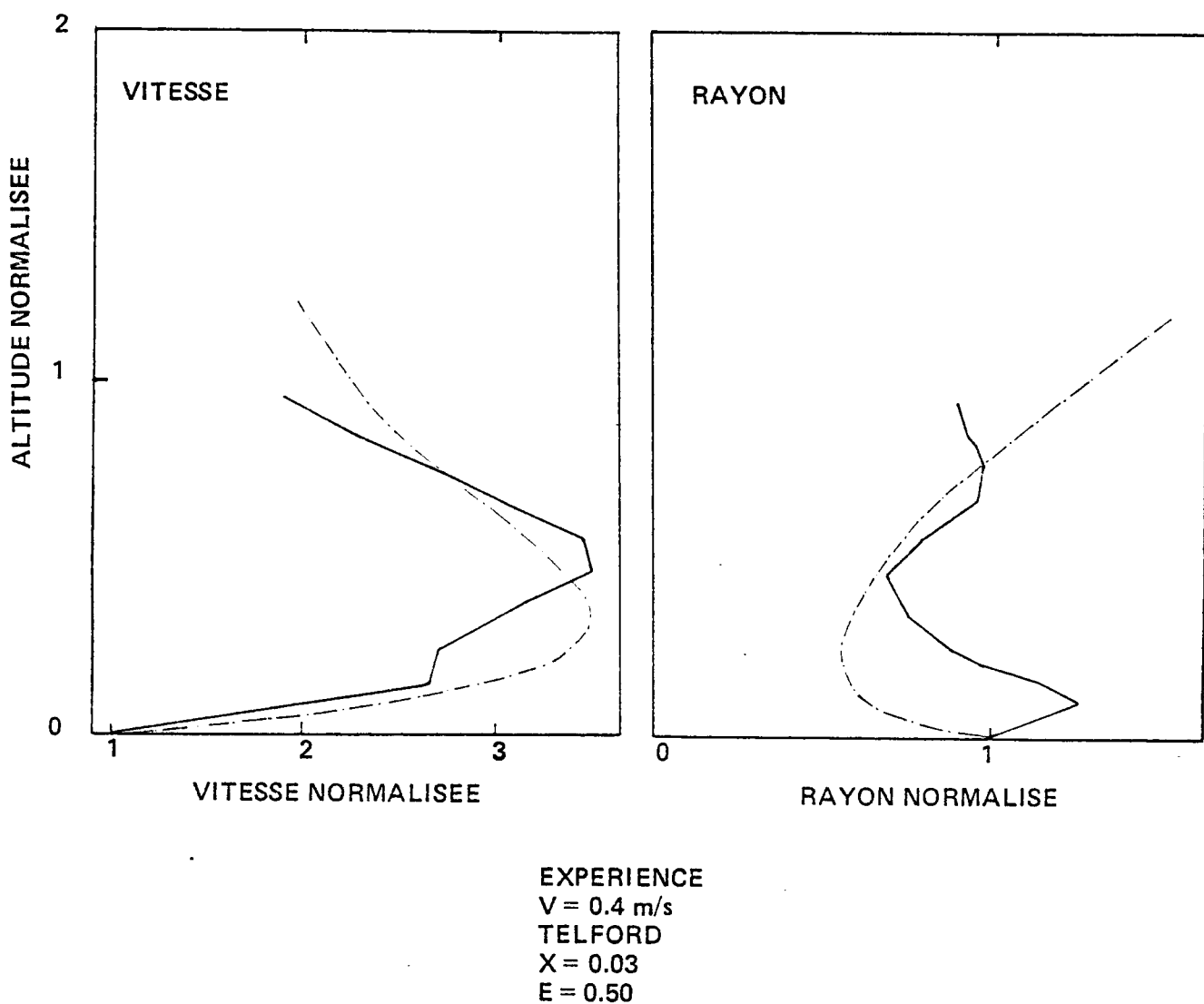


Fig. 9. - Comparaison entre les profils normalisés de vitesse verticale et de rayon d'un thermique observé (29.5.1974 9 h 20 TL) et ceux du modèle de TELFORD (1966) donnant le meilleur ajustement.

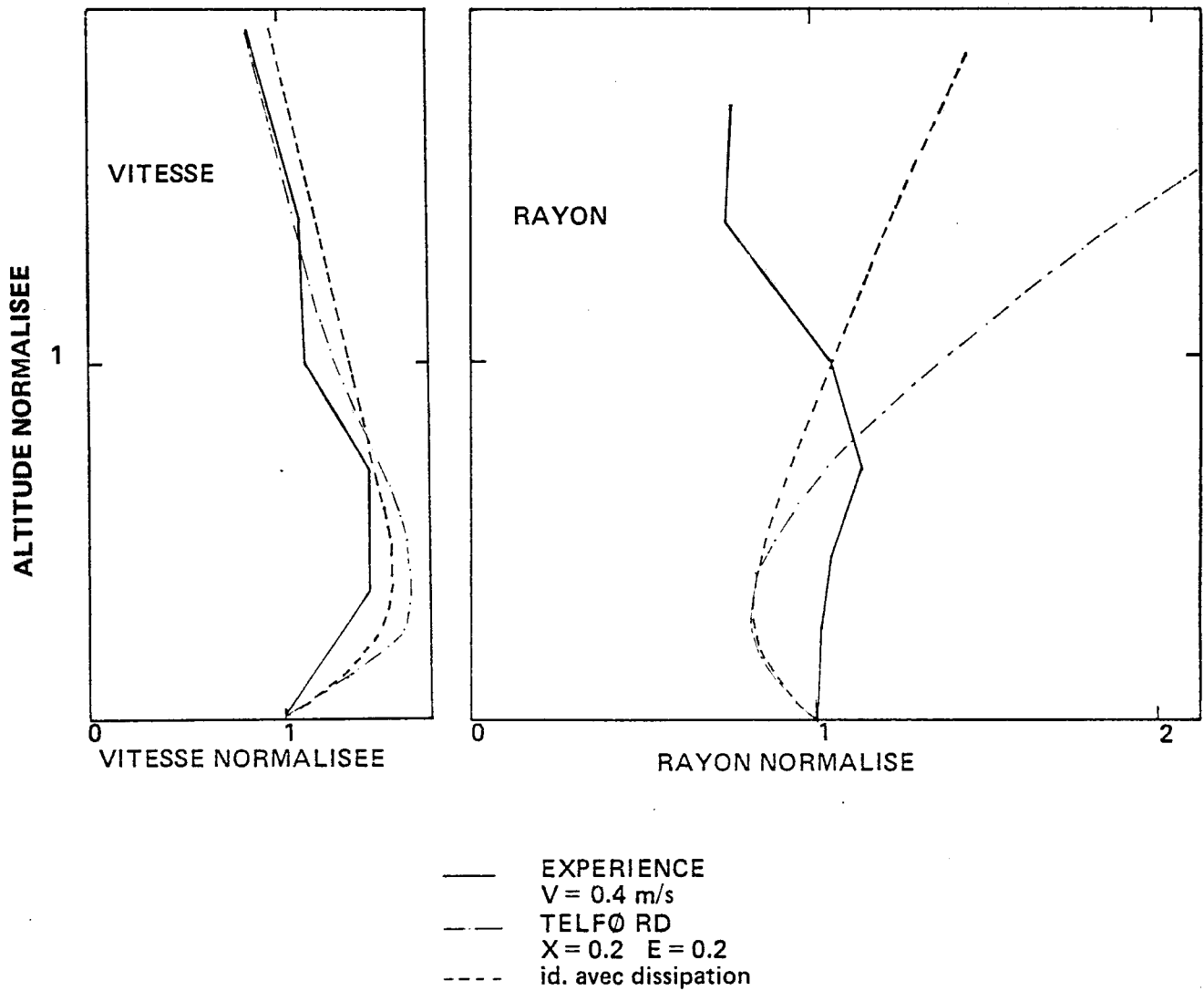


Fig. 10. - Même figure que la précédente pour un autre thermique (29.5.1974 9 h 10 TL). Cette fois sont également portés sur les graphiques les profils obtenus avec le modèle de TELFORD modifié (introduction d'un terme de dissipation de l'énergie turbulente).

Remerciements

La mise en oeuvre du calculateur HP 2100 était sous la responsabilité de G. BELBEOCH.

Cette étude a été financée par le CNET et la D.R.M.E (contrat 72/275 et 74/1099).

CRPE
*Centre de Recherches
en Physique de l'Environnement
terrestre et planétaire*

*Avenue de la Recherche scientifique
45045 ORLEANS CEDEX*

Département PCE
*Physique et Chimie
de l'Environnement*

*Avenue de la Recherche scientifique
45045 ORLEANS CEDEX*

Département ETE
*Etudes par Télédétection
de l'Environnement*

*CNET - 38-40 rue du général Leclerc
92131 ISSY-LES-MOULINEAUX*