



**HAL**  
open science

## Mesure des profils de vent par sodar Doppler

Michel Chong

► **To cite this version:**

Michel Chong. Mesure des profils de vent par sodar Doppler. [Rapport de recherche] Note technique CRPE n° 22, Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1976, 107 p. hal-02191387

**HAL Id: hal-02191387**

**<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191387v1>**

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 (1)  
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 / 22

Mesure

des profils de vent

par SODAR-DOPPLER

par

Michel CHONG

*Michel* 



13 SEP 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 C.R.P.E/22

MESURE DES PROFILS DE VENT PAR SODAR DOPPLER

PAR

Michel CHONG

Juin 1976



P/Le Directeur  
Le Directeur Adjoint

M. PETIT

## RESUME

---

Nous utilisons dans cette étude le sodar (sondeur acoustique) Doppler pour la mesure du vent dans les basses couches de l'atmosphère.

Dans une première partie (A), nous analysons un ensemble de problèmes de physique de la mesure inhérents à l'utilisation de cet instrument et dans la seconde partie (B), nous déterminons les profils de vent à partir de la dérive Doppler du signal rétrodiffusé :

### A) Problèmes de physique de la mesure :

- Emploi d'un mini-calculateur en temps réel pour la détermination des spectres de Fourier du signal rétrodiffusé ;

- Choix des paramètres pour un fonctionnement optimal du sondeur :  
Fréquence d'émission (1200 Hz et 2 000 Hz), durée de l'impulsion (100 ms et 200 ms), site de l'antenne (60°), largeur de bande du filtre (100 Hz et 200 Hz) et cadence de répétition des impulsions (2s et 4 s).

- Répartition des cibles dans le volume diffusant. On montre que l'hypothèse d'une répartition homogène de la turbulence à l'intérieur du volume diffusant affecte peu la mesure du vent par sodar (erreur sur la vitesse inférieure à 6 %).

### B) Détermination des profils de vent:

Deux méthodes sont utilisées pour la détermination des profils de vent moyen par sodar, à partir de la dérive Doppler du signal rétrodiffusé : la première consiste à utiliser la valeur médiane d'une distribution de Doppler en l'absence d'échos fixes ; la seconde nécessite l'emploi d'un spectre moyen permettant d'éliminer par un traitement spécial les échos fixes éventuels. Ces profils de vent sont comparés expérimentalement à ceux obtenus par des moyens classiques (ballon pilot, anémomètres sur mât).

Il ressort de cette étude que le sodar Doppler est parfaitement adapté à l'étude des profils de vent dans les basses couches de l'atmosphère

## P L A N

---

### I INTRODUCTION

### II LE SONDAGE ACOUSTIQUE

II.1 Le sondeur acoustique (SODAR) du Centre National d'Etudes des Télécommunications.

II.2 Les conditions de fonctionnement optimal du sodar du C.N.E.T.

- a) Choix de la fréquence d'émission
- b) Choix de la durée d'une impulsion et du site  $\theta$
- c) Choix de la largeur de bande du filtre et de la cadence des impulsions
- d) Récapitulation

II.3 La mesure du vent par effet Doppler.

- a) En milieu homogène
- b) en milieu non homogène

### III LA MESURE DU VENT PAR LE SODAR DOPPLER TRIPLE DU C.N.E.T.

III.1 Le traitement des spectres

III.2 Les composantes du vent

III.3 La détermination des profils "médiants" (1ère méthode)

- a) L'obtention des composantes du vent "médiants"
- b) Comparaison des profils "médiants" avec les profils obtenus par des moyens classiques.

III.4 La détermination des profils "moyens" (2ème méthode)

a) l'obtention des composantes du vent "moyen"

b) la correction des échos fixes.

III.5 Comparaison des profils "médiants" et des profils "moyens"

III.6 Comparaison des profils "moyens" avec les mesures classiques.

#### IV CONCLUSION

## I. INTRODUCTION

Pratiquement fondée à la suite des articles de Mc ALLISTER (1968) et LITTLE (1969), l'étude de l'atmosphère par sondage acoustique s'est développée rapidement au cours des cinq dernières années. La plupart de ces développements concernent l'étude<sup>de</sup> la structure thermique des basses couches qui est qualitativement accessible à partir des cartes de réflectivité du sodar (sondeur acoustique). Dès 1971 il a été proposé d'étudier avec le sodar également les phénomènes dynamiques de la couche limite planétaire en utilisant l'effet Doppler qui affecte le signal rétrodiffusé (BERAN et al 1971, BERAN et CLIFFORD 1971), mais il est évident que la mesure effective des profils de vent par ce moyen se heurte à de nombreuses difficultés dans le domaine de la technique ou de la physique de la mesure.

Au plan technique, malgré de nombreuses tentatives, la seule solution utilisable actuellement semble être l'exploitation du spectre de Fourier du signal rétrodiffusé. Cela pose bien entendu des problèmes quantitatifs de traitement des données qui ne sont pratiquement résolus qu'en utilisant un mini-ordinateur en temps réel.

Au plan physique de la mesure, il est indispensable d'analyser théoriquement les problèmes créés, par exemple, par la largeur des lobes d'antennes des sondeurs acoustiques et de comparer expérimentalement les mesures de vent par sodar aux mesures obtenues simultanément par des moyens classiques (ballon pilot suivi par théodolite, anémomètres fixes sur mât).

Or aujourd'hui, quatre ans après les articles de BERAN, où en est-on ? A cause de leur coût relativement élevé, les sodars Doppler avec calculateur en temps réel sont rares, la plupart des problèmes de physique de la mesure n'ont pas été abordés et il existe peu de comparaisons systématiques entre les mesures par sodars et les mesures plus conventionnelles.

Le but de notre travail a été de remédier en partie à cet état de fait. Nous avons utilisé pour cela le sodar Doppler triple du Centre National d'Etudes des Télécommunications qui permet de mesurer trois composantes de la vitesse du vent. Au paragraphe II, nous en décrirons le principe, les conditions de fonctionnement optimal et nous résoudrons quelques problèmes de physique

de la mesure . Au paragraphe III, nous présenterons les grandes lignes du traitement des données que nous avons mis au point, ainsi que les améliorations multiples que nous lui avons apportées compte tenu des résultats de la campagne de mesures au Centre d'Essais des Landes en octobre-novembre 1974. A la suite de cette même campagne de mesures qui mettait en jeu outre le sodar Doppler, un grand nombre de mesures météorologiques classiques effectuées par la Météorologie Nationale, nous avons pu comparer systématiquement les profils de vent obtenus par sodar et ceux fournis par des mesures conventionnelles. Ces comparaisons, tout en mettant en lumière les avantages et les inconvénients des différentes mesures de vent, nous permettent de conclure que le sodar Doppler est très bien adapté à l'étude des profils de vent dans les basses couches de l'atmosphère.

## II. LE SONDAGE ACOUSTIQUE

Il nous faut d'abord décrire le principe du sondage acoustique et les caractéristiques principales du sondeur que nous avons utilisé. Il faut également définir les conditions optimales de fonctionnement de cet appareil ; pour cela nous ferons au paragraphe II.2, une synthèse des travaux antérieurs : ceux de SPIZZICHINO ( 1974) et ceux de BAUDIN et BERNADINI (1975).

Enfin au paragraphe II.3, nous montrerons qu'un appareil de télédection sur cibles distribuées peut, lorsque la distribution des cibles n'est pas homogène commettre une erreur sur la mesure du Doppler. Nous donnerons une limite supérieure de cette erreur dans le cas particulier du sodar.

### II.1-Le sondeur acoustique (SODAR) du Centre National d'Etudes des Télé- communications

L'intérêt essentiel du sondage acoustique réside dans le fait que la vitesse de phase du son dans l'air dépend de trois paramètres météorologiques : la vitesse du vent, la température et l'humidité de l'air. Les fluctuations turbulentes de ces paramètres produisent des fluctuations d'indice, donc la diffusion des ondes acoustiques . D'après MONIN (1962), la section efficace de diffusion des ondes acoustiques dans une direction  $\phi$  par rapport à la normale d'onde incidente et dans un cône d'angle solide  $d\Omega$  , est donnée par :

$$d\sigma = 2\pi k^4 V \cos^2 \phi \left[ \frac{1}{c^2} E(K) \cos^2(\phi/2) + \frac{1}{4} T^2 \Phi(K) \right] d\Omega \quad (\text{II.1})$$

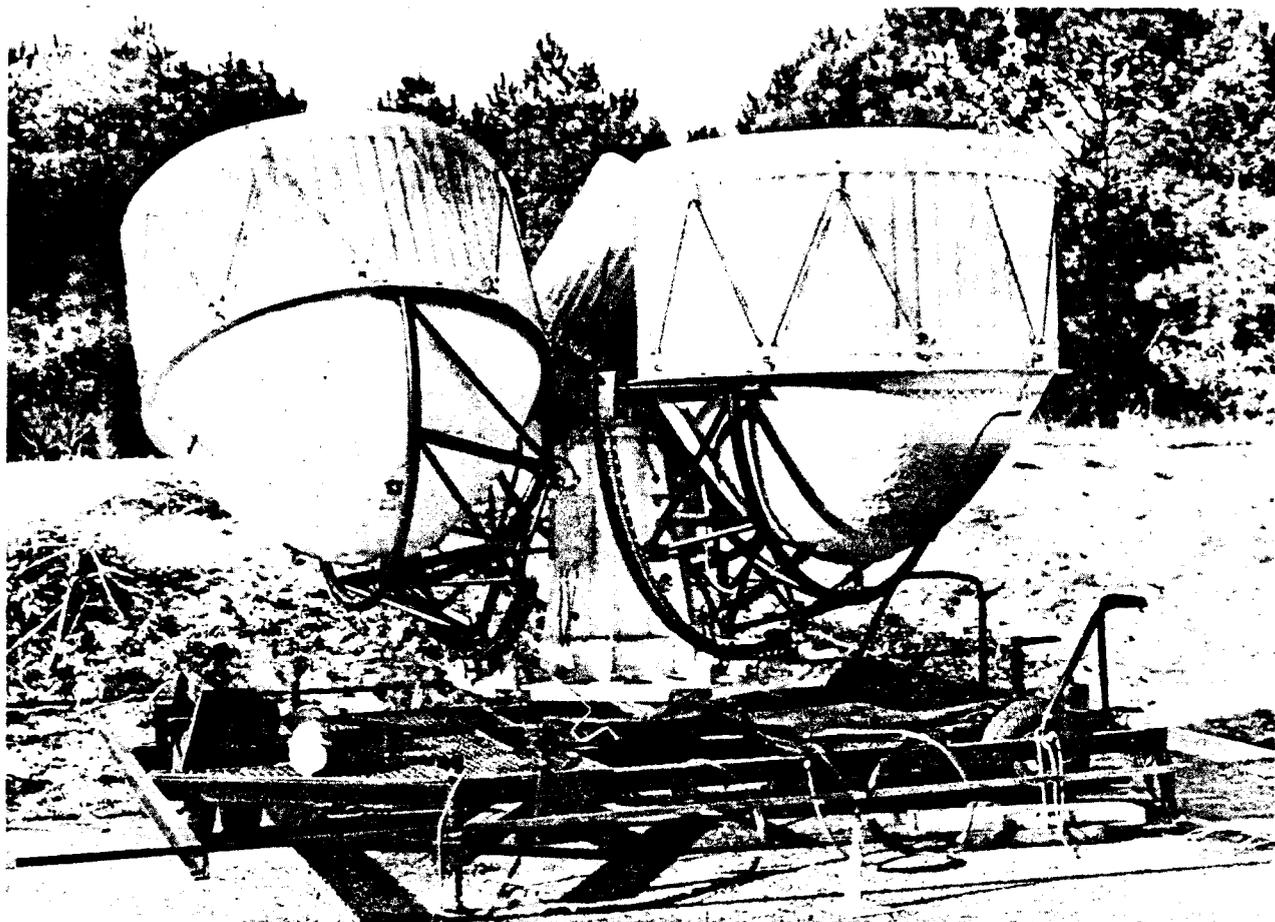
- où .  $k = 2\pi/\lambda$ , est le nombre d'onde acoustique,
- .  $K = 2k \sin \phi/2$
- .  $C$  et  $T$  sont respectivement la vitesse moyenne du son et la température moyenne du volume diffusant  $V$
- .  $E(K)$  et  $\Phi(K)$  sont respectivement les intensités spectrales des fluctuations de vent et de température ;
- . la diffusion due aux fluctuations d'humidité est beaucoup plus faible et peut être négligée.

Les ondes diffusées peuvent être reçues soit à l'endroit où l'onde primaire a été émise (système monostatique), soit à un endroit différent (système bistatique). Le sodar Doppler triple du C.N.E.T est constitué de trois sodars monostatiques dont les antennes sont fixées sur une plate-forme tournante (fig. 1), qui permet de les orienter facilement en site et en azimut. Le système étant monostatique, seules les fluctuations turbulentes de température donnent naissance aux échos reçus. Il est commode de séparer l'appareil en deux parties essentielles :

A - Le sodar proprement dit, composé d'un émetteur et d'un récepteur reliés alternativement à une antenne (fig. 2). Cette dernière est constituée d'un réflecteur parabolique dont la distance focale, égale à 20 cm, correspond à une ouverture de 1,50 m pour une profondeur de 80 cm (AUBRY et al. , 1974). Près du foyer de ce paraboloïde se trouve un haut-parleur LANSING à chambre de compression (puissance électrique = 120 w) qui joue le rôle du haut-parleur à l'émission et de microphone à la réception. L'émetteur est composé d'un oscillateur à quartz à fréquence fixe ( 4 800 kHz ) et d'un synthétiseur OL 1 à fréquence variable (146 kHz à 151,3 kHz), reliés à un mélangeur qui fournit une fréquence d'émission variable entre 1 kHz et 6,3 kHz par pas de 100 Hz. Le signal est ensuite amplifié avant d'attaquer le haut-parleur.

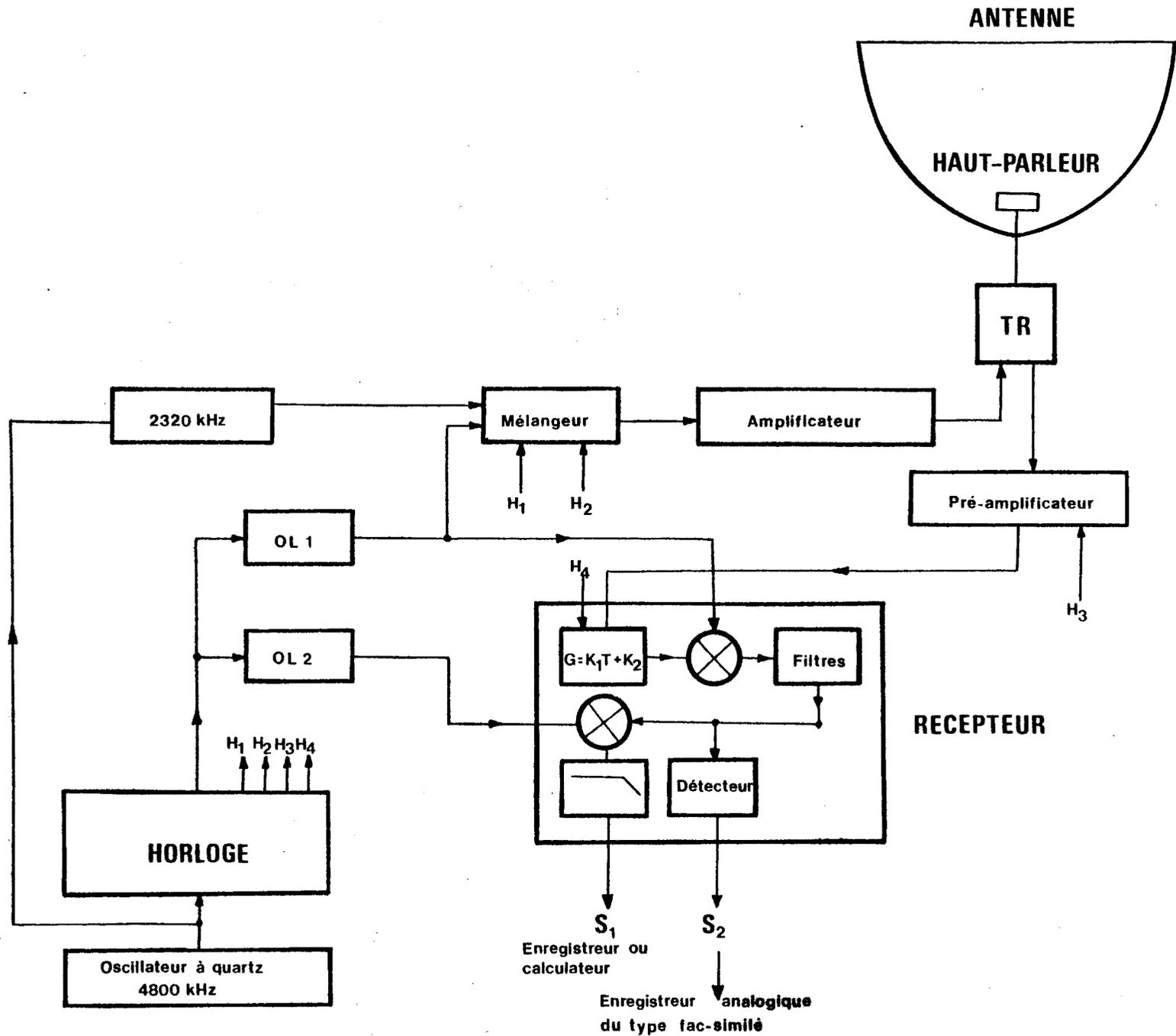
Le sodar émet des trains d'ondes acoustiques (impulsions) successifs dont la durée (généralement 100 ms ou 200 ms) et la période de répétition (4s, pour une portée d'environ 650 m) sont réglables. La fréquence d'émission est généralement comprise entre 1 000 Hz et 3 000 Hz pour que le sodar opère dans des conditions optimales : pour des fréquences inférieures à 1 000 Hz, le lobe principal de l'antenne est trop large et l'observation des basses couches de l'atmosphère est gênée par les échos et les bruits parasites ; pour des fréquences supérieures à 3 000 Hz, l'onde est très atténuée de sorte que la puissance de l'onde rétrodiffusée devient inférieure au niveau de bruit acoustique reçu par la chaîne de réception.

Après l'émission d'une impulsion, le récepteur est aveuglé pendant environ 30 ms pour le protéger contre les bruits résiduels de l'émetteur. Ensuite l'écho reçu sous forme de puissance électrique à l'entrée d'un pré-amplificateur dont le gain est de 60 dB, est amplifié (à l'aide d'un amplificateur à gain variable) et translaté



**Fig.1. LE SODAR DOPPLER TRIPLE DU CENTRE NATIONAL  
D'ETUDES DES TELECOMMUNICATIONS.**

Fig. 2. Schéma synoptique du sodar du CNET.



en fréquence dans le récepteur, puis filtré dans une largeur de bande adéquate (généralement 100 Hz ou 200 Hz).

B - L'ensemble de pré-traitement et d'enregistrement. A la sortie du récepteur on recueille d'une part l'écho translaté en fréquence  $S_1$  avant détection ( $S_1$  représente la forme d'onde du signal qui contient toutes les informations), d'autre part l'écho détecté  $S_2$  (représentant le même signal après détection. Un enregistreur analogique du type fac-similé permet de visualiser l'écho détecté  $S_2$  et de fournir en temps réel la carte de réflectivité sonore (fig.3) des basses couches en fonction du temps (abscisses) et de l'altitude (ordonnées).

Les deux signaux sont numérisés et traités en temps réel par un mini-calculateur HP 2 100. Celui-ci calcule, pour chaque impulsion émise et pour une série de portes d'analyse de durée et position réglables, la transformée de Fourier du signal non détecté  $S_1$  au moyen d'une FFT câblée (Fast Fourier Transform). Les spectres ainsi obtenus sont enregistrés sur des bandes magnétiques numériques ainsi que le signal détecté.

Le mini calculateur sert aussi à commander automatiquement le fonctionnement du sodar.

## II.2-Les conditions de fonctionnement optimal du sodar du C.N.E.T.

En utilisant l'effet Doppler subi par le signal rétrodiffusé, le sodar Doppler triple du C.N.E.T permet de mesurer les composantes de la vitesse du vent en fonction de l'altitude  $z$  du volume détecté. La précision de ces mesures est donc fonction des incertitudes  $\sigma_u$  et  $\sigma_z$  sur une composante  $u$  du vent et sur l'altitude  $z$ . Le problème posé par l'utilisation des sondeurs acoustiques est celui de la minimisation de ces incertitudes qui dépendent d'un certain nombre de paramètres définissant le fonctionnement du sodar. Ces paramètres de fonctionnement sont les suivants :

- $f$  la fréquence d'émission,
- $\Delta F$  la largeur de bande du filtre,
- $\tau_i$  la durée d'une impulsion,
- $\theta$  le site de l'axe de l'antenne

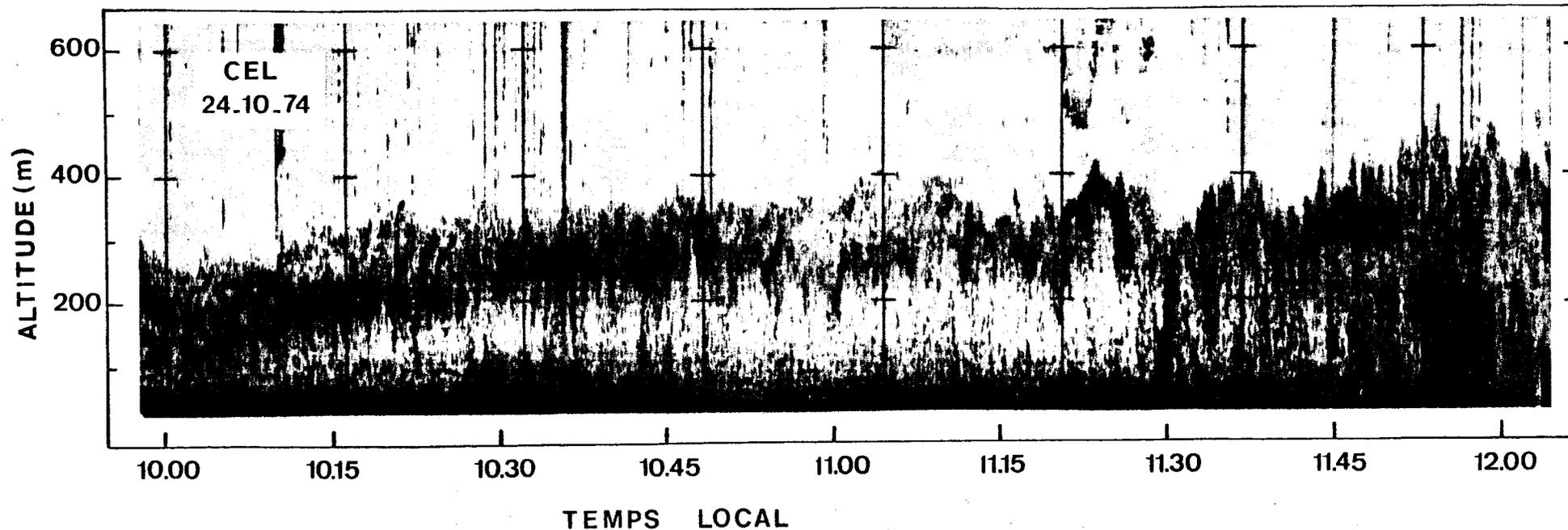


Fig.3.- Exemple d'enregistrement fac-similé (antenne verticale). Le noircissement est proportionnel à l'intensité de l'écho reçu. Fréquence d'émission: 1200 Hz ; cadence de répétition des impulsions: 4s ; durée d'une impulsion: 100ms ; largeur de bande du filtre: 100 Hz.

auxquels il faut ajouter :

-  $\tau_p$  la durée d'une porte d'analyse,

- N le nombre d'impulsions sur lesquelles on calcule le spectre moyen.

L'étude des incertitudes  $\sigma_x$  et  $\sigma_z$  a été faite par SPIZZICHINO (1974) ; en particulier l'incertitude  $\sigma_z$  sur l'altitude est donnée par la relation :

$$\sigma_z^2 = \left( \frac{c \sigma_x \sin \theta}{2} \right)^2 + \left( \frac{c \sigma_p \sin \theta}{2} \right)^2 + \left( z \alpha \cot \theta \right)^2$$

où  $\sigma_z^2$ ,  $\sigma_x^2$ ,  $\sigma_p^2$  et  $\alpha^2$  représentent la largeur de l'intervalle d'altitude d'où provient le champ diffusé et les largeurs de l'impulsion, de la porte d'analyse et du faisceau de l'aérien ( $\alpha$  dépend bien entendu de la fréquence d'émission  $f$ ) définies comme étant des moments d'ordre 2, par la relation générale :

$$\sigma_x^2 = \frac{\int f(x)(x-\bar{x})^2 dx}{\int f(x) dx} \quad \text{avec} \quad \bar{x} = \frac{\int f(x) x dx}{\int f(x) dx}$$

SPIZZICHINO (1974) a montré d'autre part que, pour une sensibilité donnée,  $\sigma_z^2$  est minimale pour  $\tau_I = \tau_p$  et que si  $\tau$  représente la durée d'une porte et d'une impulsion rectangulaires, on a :

$$\sigma_x = \sigma_p = \tau / 2\sqrt{3}$$

En conséquence, l'incertitude sur l'altitude devient :

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{6} \left( \frac{c\tau}{2} \sin \theta \right)^2 + (z \alpha \cot \theta)^2 \quad (\text{II.2})$$

On montre également que l'incertitude sur la vitesse verticale est donnée par :

$$\sigma_w = \frac{\lambda}{2} \sigma_f$$

tandis que l'incertitude sur une des composantes horizontales de la vitesse est donnée par la relation :

$$\sigma_u = \frac{\lambda}{2 \cos \theta} \sigma_f$$

où  $\sigma_f$  est l'incertitude sur la fréquence du signal reçu (ou l'élargissement spectral de ce signal) définie de la même manière que  $\sigma_z, \sigma_x, \sigma_y$  et  $\alpha$  ; et  $\lambda$  la longueur d'onde émise ( $= c/f$ ). En supposant que le signal présente un spectre gaussien et que l'élargissement spectral soit dû principalement à la turbulence,  $\sigma_u$  et  $\sigma_w$  s'écrivent finalement :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_u^2 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \cdot \frac{\lambda^2 b_1}{N} \cdot \frac{1}{\tau \cos \theta} \\ \sigma_w^2 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \cdot \frac{\lambda^2 b_1}{N} \cdot \frac{1}{\tau} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.3})$$

où  $b_1$  représente la bande de fréquence occupée par le signal (généralement de l'ordre de 10 Hz) On voit donc d'après les relations (II.2) et (II.3) que les incertitudes  $\sigma_z, \sigma_x$  et  $\sigma_w$  dépendent toutes les trois de  $f, \tau, \theta$  et que pour  $\tau$  et  $\theta$  constants, elles diminuent lorsque la fréquence augmente. On aura donc intérêt à choisir une gamme de fréquence aussi élevée que possible. Toutefois, on est limité par le fait que l'atténuation des ondes acoustiques croît lorsque la fréquence augmente. C'est pour cette raison que la recherche de la fréquence optimale est faite seulement entre 1 000 Hz et 3 000 Hz .

#### a) Choix de la fréquence d'émission

Afin d'utiliser le sodar à la fréquence optimale, il est nécessaire de connaître le rendement de l'aérien en émission comme en réception ainsi que la variation de ce rendement avec la fréquence. L'étude de l'efficacité des aériens du sodar du C.N.E.T a été faite par BAUDIN et BERNARDINI (1975) à partir des mesures effectuées en chambre sourde, en collaboration avec le département TMA-ETA du C.N.E.T Lannion. Rappelons rapidement le principe de cette étude.

L'équation du sodar monostatique s'écrit :

$$P_R = P_0 A_s \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{h}{2} F \sigma L \quad (\text{II.4})$$

où -  $P_R$  désigne la puissance acoustique reçue,

- $P_0$  est la puissance acoustique totale rayonnée par l'antenne,
- $A_e$  la surface réceptrice de l'antenne,
- $r$  la distance radiale de la cible,
- $h/2$  l'épaisseur du volume diffusant intercepté par le faisceau de l'antenne  
(  $h/2 = \frac{c\tau}{2}$ ,  $c$  étant la vitesse du son),
- $F$  un coefficient tenant compte de la forme des impulsions (estimé à 0,45),
- $\sigma$  la section efficace de rétrodiffusion par unité de volume et unité d'angle solide (ou réflectivité),
- $L$  l'atténuation due au milieu de propagation entre le sodar et la cible détectée, de la forme  $e^{-kr}$  ( $k$  étant le coefficient d'atténuation).

La relation (II.4) peut s'écrire sous une autre forme ;

$$\sigma L = \frac{P_R}{P_0} \cdot \frac{2 r^2}{h A_e F} \quad (\text{II.5})$$

Le récepteur étant muni d'un amplificateur à gain variable directement proportionnel au temps, la tension  $V_s$  en sortie du récepteur est proportionnelle à  $P_R^{1/2} \cdot r$ . Le gain minimum du récepteur est de 100 dB et croît jusqu'à 140 dB en 8 secondes. Les signaux émis et reçus par le sodar étant mesurés sous forme d'une tension  $V_E$  aux bornes de la bobine en émission et d'une tension  $V_s$  en sortie du récepteur, on peut donc écrire ;

$$\sigma L = K \left( \frac{V_s}{V_E} \right)^2 \quad (\text{II.6})$$

où  $K$  est un coefficient dépendant des rendements à l'émission et à la réception. Ces rendements sont eux-mêmes fonction de la fréquence d'émission, de la durée de l'impulsion, de la position de la chambre de compression dans la parabole et du gain de l'antenne (diagramme de rayonnement). BAUDIN et BERNARDINI (1975) ont effectué leurs mesures en chambre sourde pour différentes valeurs de la distance  $d$  entre le fond de la parabole et le haut-parleur ( $d = 20,5 \text{ cm} -$

$d = 21,5 \text{ cm} - d = 22,5 \text{ cm} - d = 23,5 \text{ cm}$ ) et pour différentes valeurs de la fréquence d'émission prise entre 1 000 Hz et 3 000 Hz par pas de 200 Hz. La durée des impulsions a été fixée à 100 ms pour ces mesures.

On a pu obtenir ainsi les diagrammes de rayonnement et déterminer les valeurs de  $K$  pour chaque fréquence et chaque valeur de  $d$ . Nous représentons à titre d'exemple sur la figure 4 les diagrammes de rayonnement pour  $d = 23 \text{ cm}$  et pour trois

fréquences différentes ( 1 000Hz - 2 500 Hz et 4 500Hz ).

Les courbes de la figure 5 représentant les variations de K en fonction de la fréquence présentent 3 zones de minimas ( 1 000- 1 200 Hz , 1 800 - 2 300 Hz et 2 800 - 3 000Hz ) et 2 zones de maximas ( 1 300 - 1 700Hz , 2 300 - 2 600Hz ). Or d'après la relation (II.6) le signal de sortie  $V_s^2$  est d'autant plus fort que le coefficient K est faible. Ce sont donc les zones de minimas qui déterminent les fréquences optimales du sodar. D'autre part la meilleure position du haut-parleur correspond à une distance d de 21,5 cm si on veut utiliser plusieurs fréquences. En conséquence, lors de la campagne de mesures effectuées au Centre d'Essais des Landes, les fréquences d'émission du sodar ont été fixées à 1 200 Hz et 2 000 Hz et la distance d à 21,5 cm.

b) Choix de la durée d'une impulsion  $\tau$  et du site  $\theta$  .

Si l'on se fixe un domaine  $\mathcal{D}$  (fig.6) où doivent varier  $\tau$  et  $\theta$  , domaine limité par les conditions  $\sigma_u < \varepsilon_u$  et  $\sigma_z < \varepsilon_z$  ( $\varepsilon_u$  et  $\varepsilon_z$  étant les valeurs maximales acceptables des incertitudes), SPIZZICHINO (1974) a montré que l'on peut déterminer une courbe  $\Gamma$  qui représente le lieu des points de fonctionnement intérieurs à ce domaine  $\mathcal{D}$  pour lesquels le produit  $\sigma_u \cdot \sigma_z$  est minimum. En effet  $\sigma_z$  passe par un minima  $M \in \mathcal{D}$  sur toute courbe  $\sigma_u = \text{const.}$  (  $\sigma_u < \varepsilon_u$  ) et vice-versa .

En utilisant les variables normalisées :

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{\tau}{\tau_0} & \text{avec} & \quad \tau_0 = \frac{2z\alpha}{c} \\ S_u &= \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{N\tau_0}{\sqrt{3}b_u}} \sigma_u \\ S_z &= \frac{\sqrt{6}}{\alpha z} \sigma_z \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.7})$$

Les équations (II.2) et (II.3) s'écrivent finalement sous la forme :

$$\left. \begin{aligned} S_u^2 &= \frac{1}{\eta\mu} \\ S_z^2 &= \eta^2(1-\mu) + \frac{\mu}{1-\mu} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.8})$$

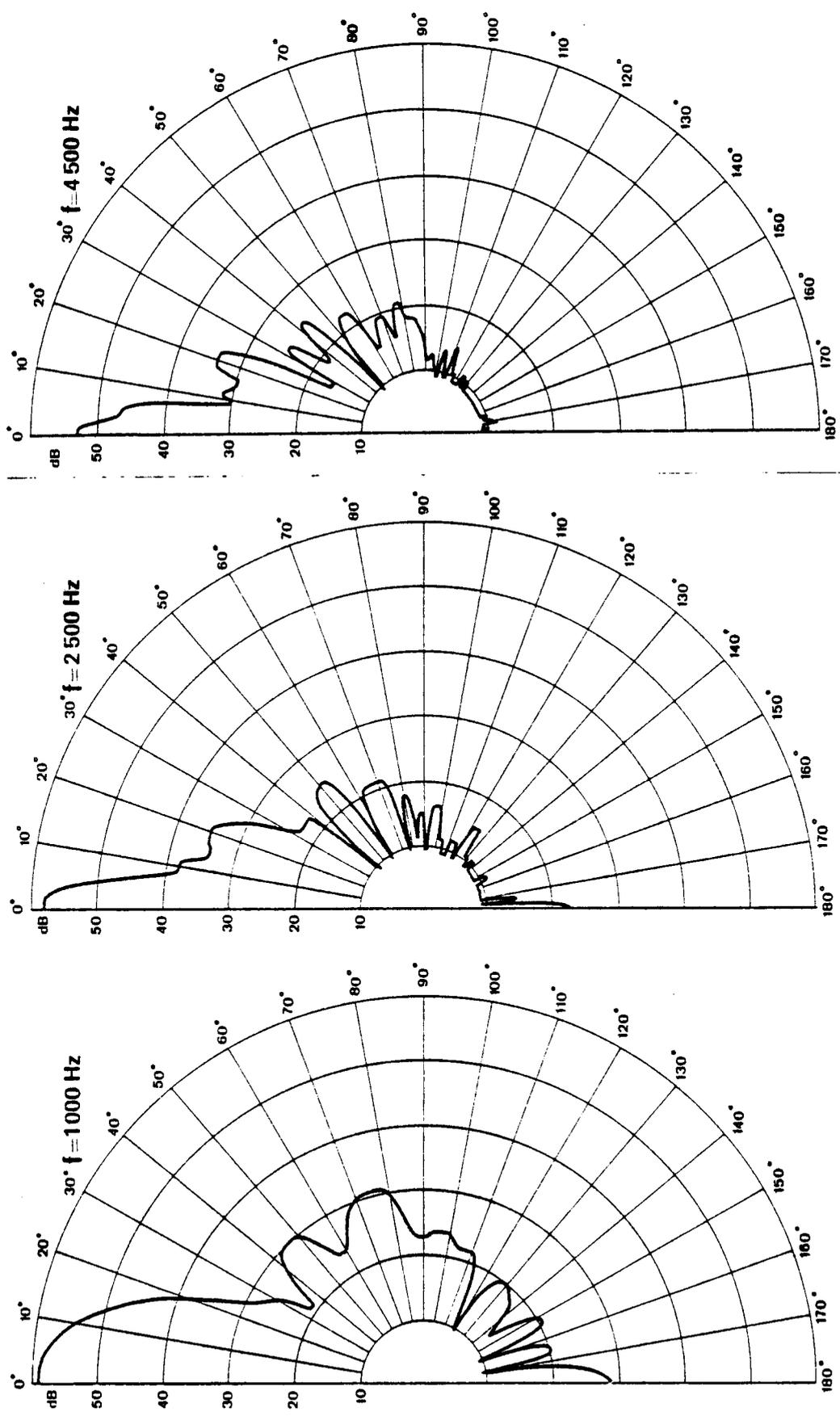


Fig. 4. DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DE L'ANTENNE PARABOLIQUE DU SODAR DU CNET. Le haut-parleur est situé à 23 cm du fond de la parabole de distance focale 20 cm (ouverture : 1,5 m, profondeur , 80 cm).

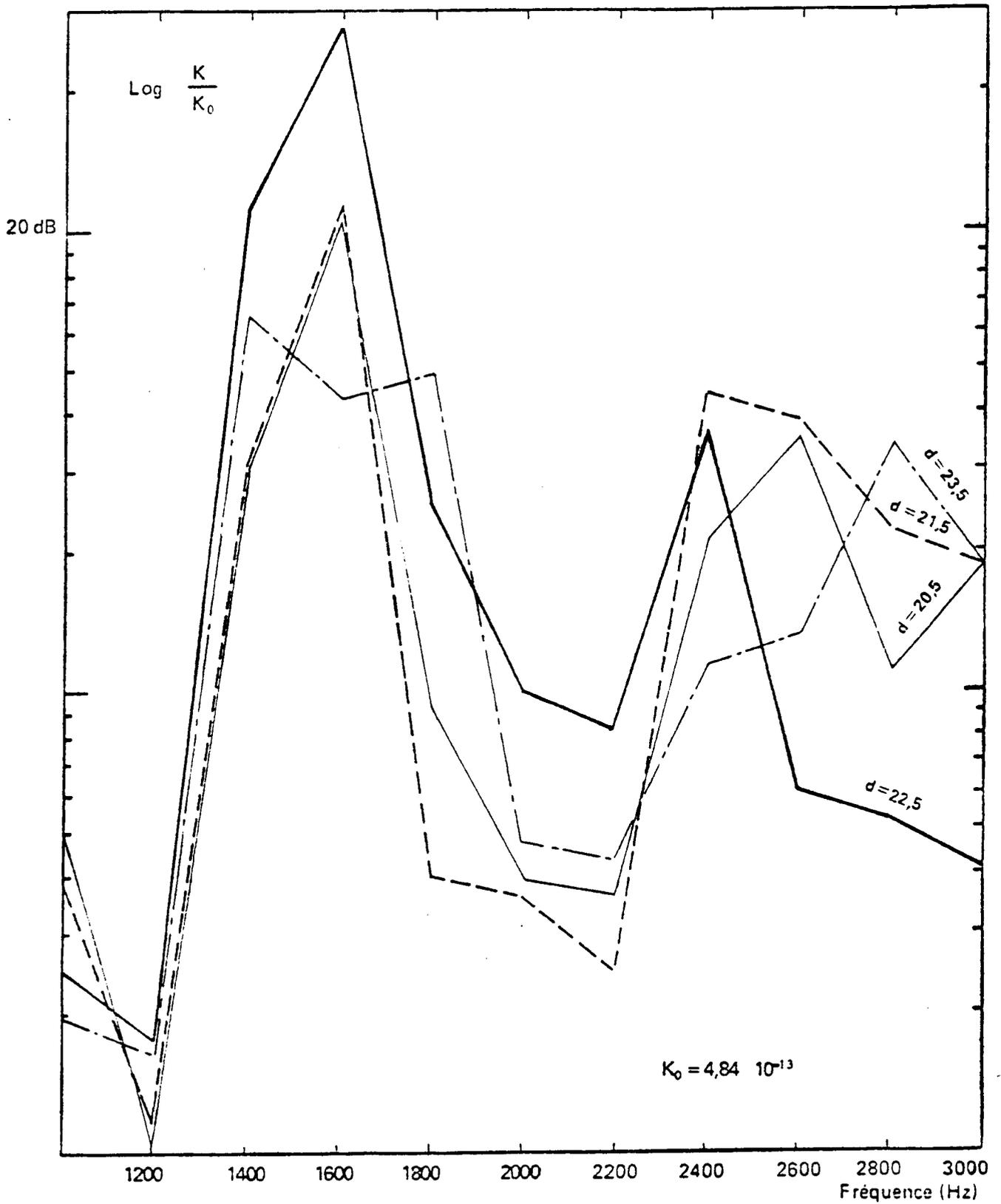


Fig. 5. COEFFICIENT K DU SODAR EN FONCTION DE LA FREQUENCE, POUR DIFFERENTES POSITIONS DU HAUT-PARLEUR.  $K_0$  est la plus petite valeur mesurée de K (BAUDIN et BERNARDINI, 1975).

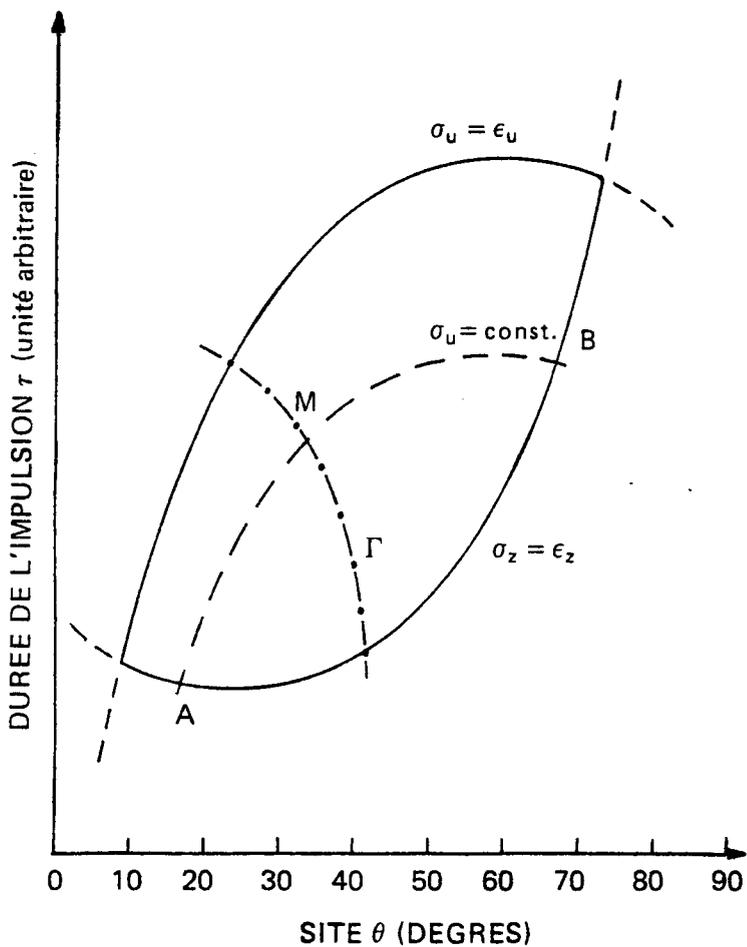


Fig. 6. DOMAINE DE VARIATION DE  $\tau$  ET  $\theta$ .

$\epsilon_z$  et  $\epsilon_u$  sont les valeurs maximales acceptables des incertitudes  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur l'altitude et la vitesse ; la courbe  $\Gamma$  est le lieu des minima du produit  $\sigma_u \sigma_z$ . (SPIZZICHINO, 1974).

avec  $\mu = \cos^2 \theta$

Les variations de  $S_u$  et  $S_z$  en fonction de  $\eta$  et  $\mu$  (ou  $\theta$ ) sont représentées par la figure 7 ; la courbe  $\Gamma$  correspondant au minimum du produit  $\sigma_u \sigma_z$  est définie par :

$$\frac{D(S_u^2, S_z^2)}{D(\eta, \mu)} = 0 \quad \text{qui est le jacobien,}$$

ce qui donne :

$$\eta = \frac{\tau}{\tau_0} = \frac{1}{(1-\mu)(\frac{2}{\mu}-1)^{1/2}} = \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta (1 + \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (\text{II.9})$$

On a pu ainsi représenter sur la figure 8 les variations de  $\eta$ ,  $S_u$  et  $S_z$  le long de cette courbe  $\Gamma$  donnée par (II.9) en fonction de  $\mu$ , donc de  $\theta$ . Sur cette courbe, lorsque  $\eta$  croît,  $\theta$  et  $\sigma_u$  décroissent tandis que  $\sigma_z$  croît ; il devient donc impossible de minimiser à la fois l'incertitude sur la vitesse et l'incertitude sur l'altitude.

On a représenté sur les figures 9 et 10 les variations de  $\frac{\eta}{\tau}$ ,  $\frac{S_z}{\sigma_z}$  et  $\frac{S_u}{\sigma_u}$  en fonction de la fréquence  $f$ , ce qui nous permet de passer facilement des variables normalisées aux variables ordinaires et vice-versa, moyennant les hypothèses restrictives suivantes :

- on admet que la gain de l'antenne en fonction du site  $\beta$  par rapport à l'axe de l'antenne est donnée par la relation :

$$g \simeq g_0 (1 - \beta^2/\beta_0^2)$$

où  $\beta_0$  et  $g_0$  sont des constantes ;

et que la largeur du faisceau de l'antenne à - 3 dB est donnée par :

$$\beta_1 = 1,13 \lambda/D = \sqrt{2} \beta_0$$

où  $D$  est le diamètre de l'antenne (=1,50m)

Par ailleurs la largeur  $\alpha$  du faisceau de l'aérien est définie par :

$$\alpha^2 = \frac{\int g(\beta)(\beta - \bar{\beta})^2 d\beta}{\int g(\beta) d\beta}$$

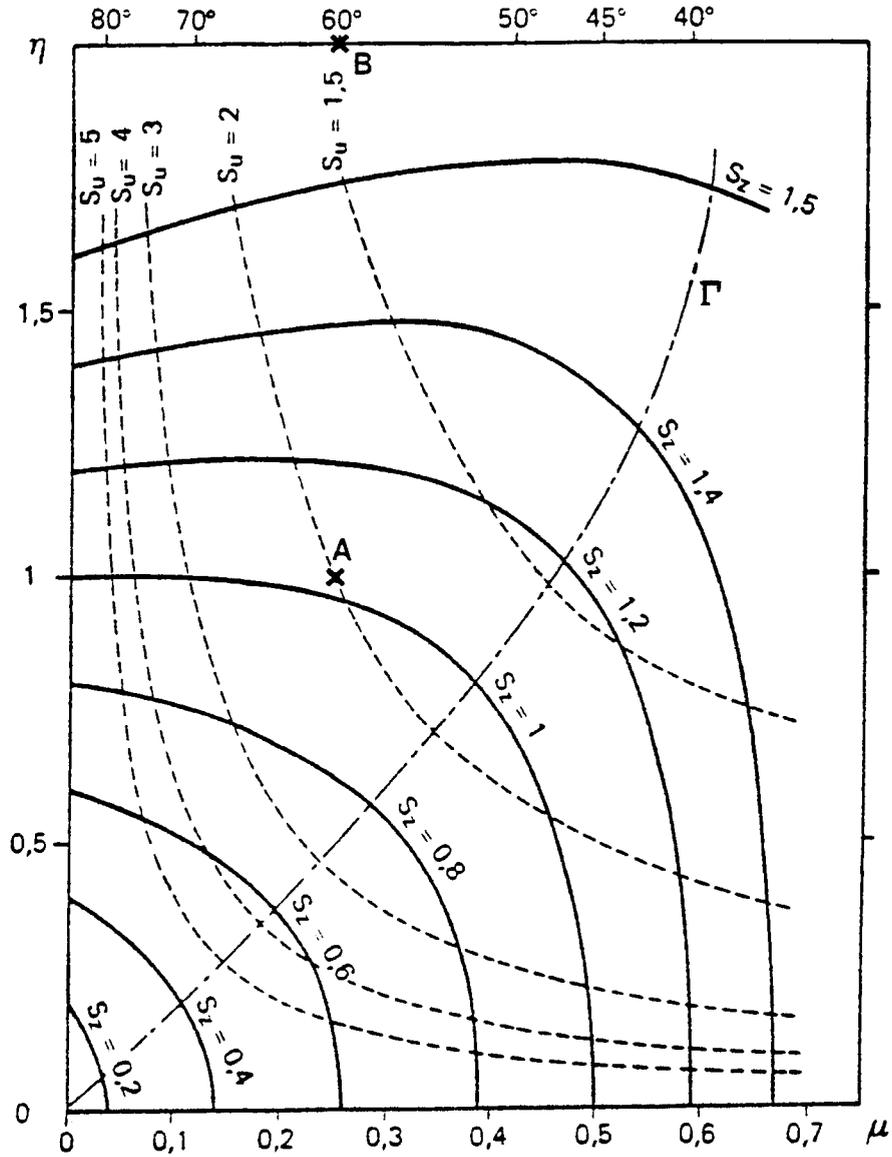


Fig. 7. VARIATIONS DE  $S_u$  ET  $S_z$  EN FONCTION DE  $\eta$  ET  $\mu$  (ou  $\theta$ )  
 $S_u$ ,  $S_z$ ,  $\eta$  et  $\mu$  sont des variables normalisées ; la courbe  $\Gamma$   
 représente le lieu des minima du produit  $S_u S_z$  ; les points  
 A et B correspondent respectivement aux points de fonction-  
 nement ( $\tau = 100$  ms,  $\theta = 60^\circ$ ) et ( $\tau = 200$  ms,  $\theta = 60^\circ$ ) utili-  
 sés au CEL ( $\tau$  étant la durée de l'impulsion et  $\theta$  le site).  
 (SPIZZICHINO, 1974).

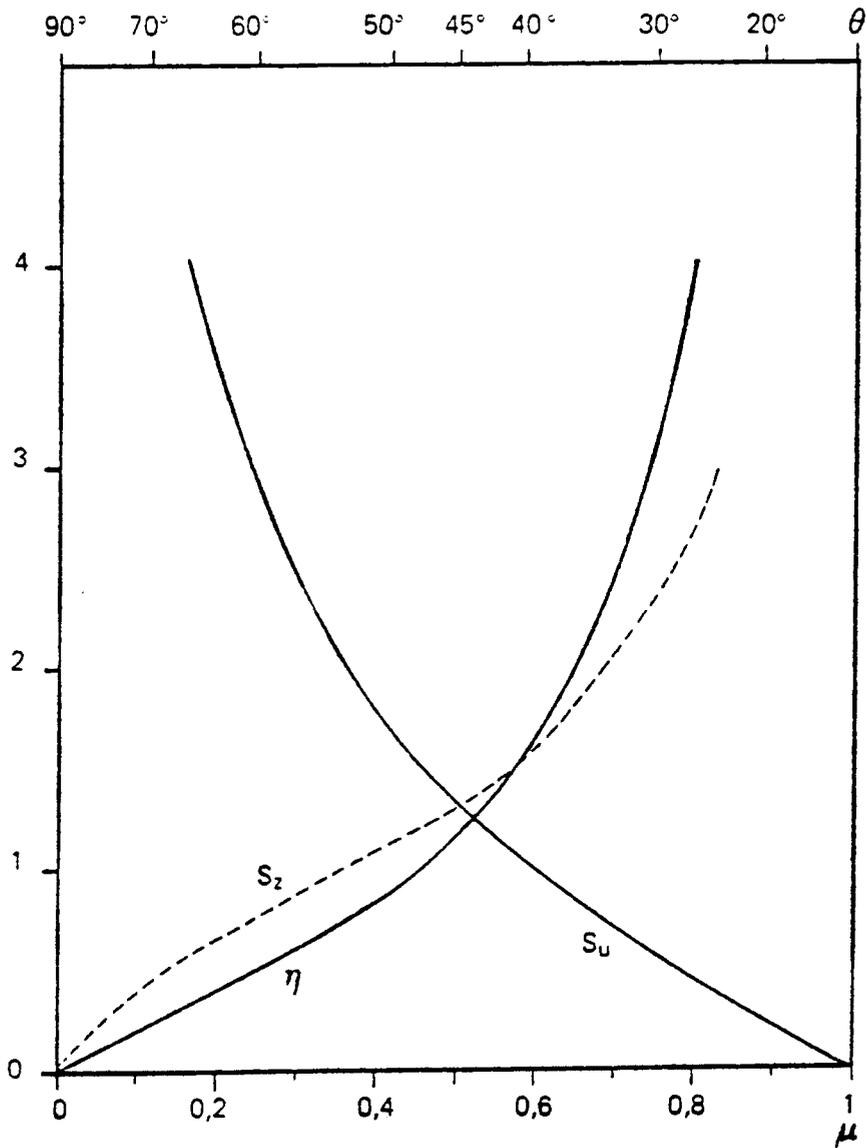


Fig. 8. VARIATIONS DE  $\eta$ ,  $S_u$  ET  $S_z$  LE LONG DE LA COURBE  $\Gamma$ .  
 $S_u$ ,  $S_z$ ,  $\eta$  et  $\mu$  sont des variables normalisées. (SPIZZICHINO, 1974).

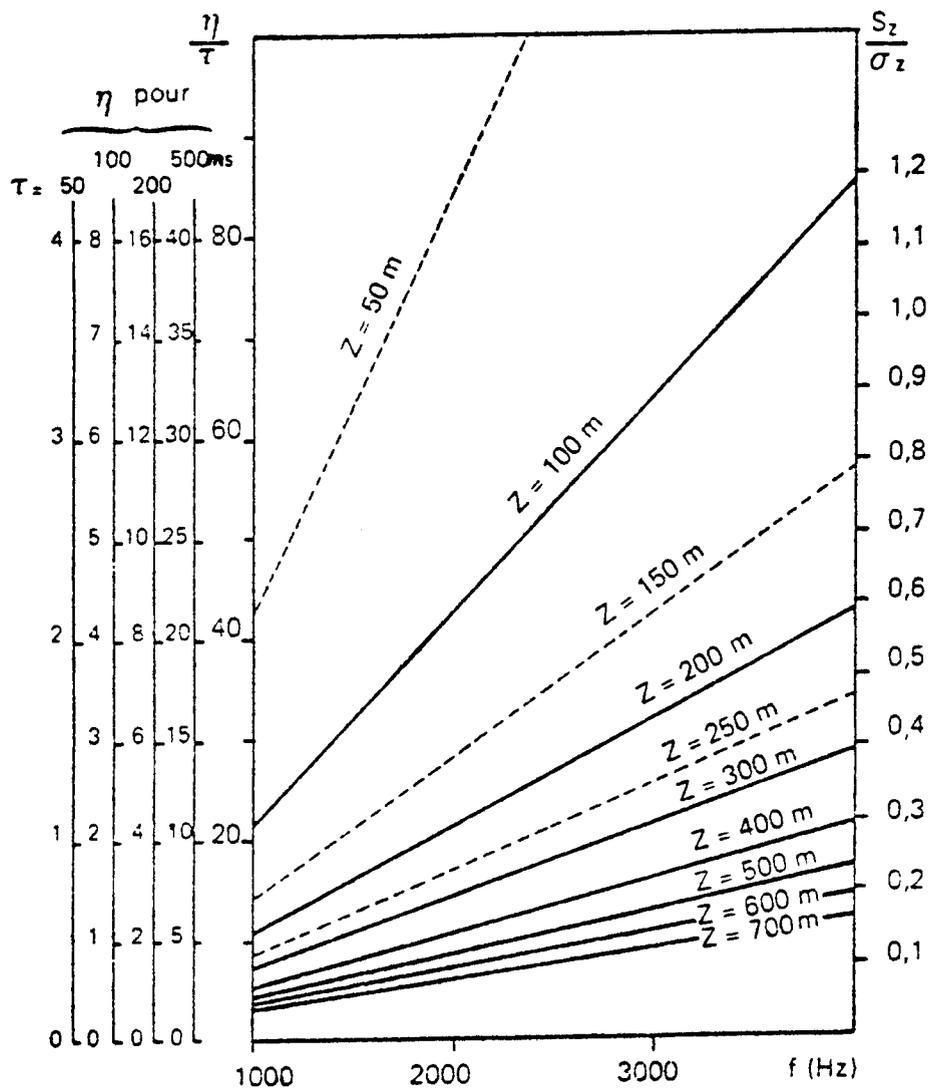


Fig. 9. VARIATIONS DE  $\eta/\tau$  et  $S_z/\sigma_z$  EN FONCTION DE LA FREQUENCE  $f$  POUR DIFFERENTES VALEURS DE L'ALTITUDE  $Z$ .  $S_z$  et  $\eta$  sont des variables normalisées ;  $\tau$  est la durée de l'impulsion et  $\sigma_z$  l'incertitude sur l'altitude (SPIZZICHINO, 1974).

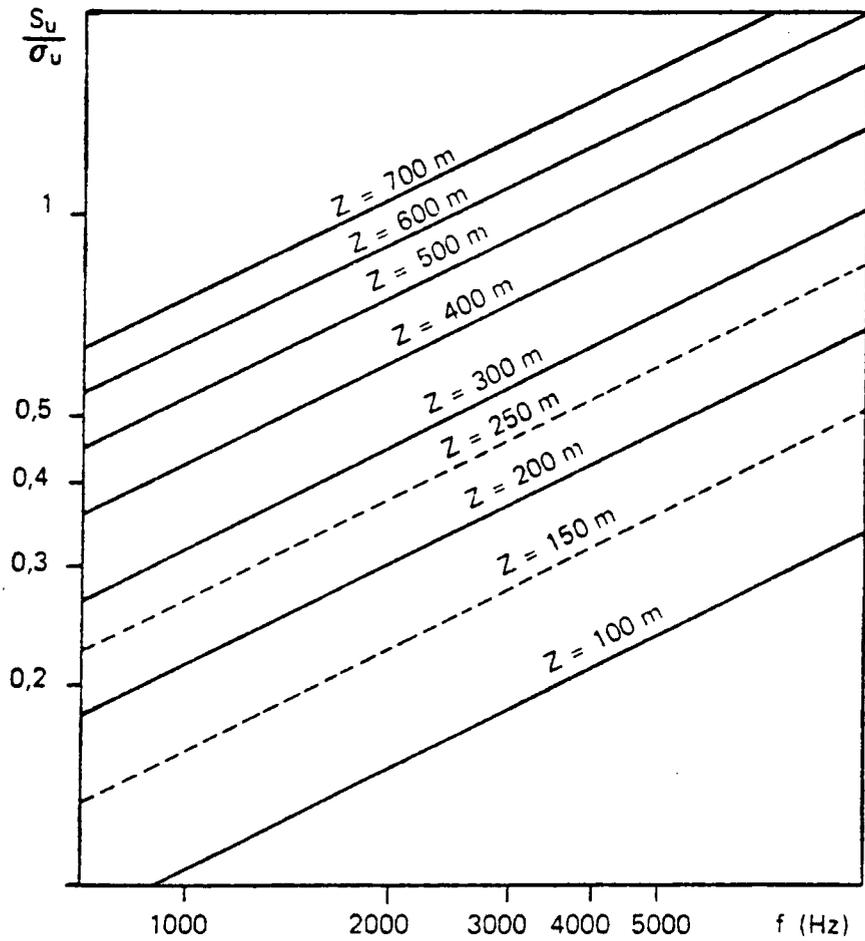


Fig. 10. VARIATION DE  $S_u/\sigma_u$  EN FONCTION DE LA FRE-  
QUENCE  $f$  POUR DIFFERENTES VALEURS DE  
L'ALTITUDE  $Z$ .  $S_u$  est une variable normalisée et  $\sigma_u$   
l'incertitude sur la vitesse. (SPIZZICHINO, 1974).

avec

$$\bar{\beta} = \frac{\int g(\beta) \beta d\beta}{\int g(\beta) d\beta}$$

il en résulte donc :

$$\alpha = \frac{\beta_0}{\sqrt{s}} = \frac{\beta_1}{\sqrt{10}}$$

- On suppose  $c = 350 \text{ ms}^{-1}$  et  $b_1 \sim 10 \text{ Hz}$ , ce qui donne  $\alpha_{rad} = 83/f(\text{Hz})$ . Moyennant ces hypothèses, les figures 7, 8, 9 et 10 nous permettent d'évaluer  $\sigma_u$  et  $\sigma_z$  pour une fréquence  $f$  donnée : la figure 9 fournit  $S_z/\sigma_z$  ainsi que  $\eta$  pour 4 valeurs de  $\tau$  ; la figure 8 permet de déduire de  $\eta$  les valeurs de  $S_z$ ,  $S_u$  et  $\theta$  sur la courbe  $\Gamma$  ; la figure 10 donne  $S_u/\sigma_u$ . Du couple de valeurs  $S_z$ ,  $S_z/\sigma_z$  et de celui de  $S_u$ ,  $S_u/\sigma_u$  on déduit respectivement les valeurs de  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur cette courbe  $\Gamma$ . Par ailleurs si on se fixe un site  $\theta$ , l'utilisation de la figure 8 sera remplacée par celle de la figure 7.

Un exemple numérique donnant  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur la courbe  $\Gamma$  pour 3 valeurs de  $\tau$  (50 ms, 100 ms et 200 ms) est représenté par le tableau 1 où l'on a choisi  $f = 2000 \text{ Hz}$ ,  $z = 400 \text{ m}$ ,  $b_1 = 10 \text{ Hz}$  et  $N = 1$ . Deux autres exemples numériques sont donnés par les tableaux 2 et 2 bis pour deux valeurs respectives de  $\theta$  ( $60^\circ$  et  $70^\circ$ ) et dans les mêmes conditions de fonctionnement que précédemment. Les conclusions que suggèrent ces trois exemples sont les suivantes :

- les erreurs sur l'altitude sont très faibles ; les erreurs sur la vitesse sont relativement moins importantes pour  $\tau = 100 \text{ ms}$  et  $\tau = 200 \text{ ms}$  que pour  $\tau = 50 \text{ ms}$  ;
- les erreurs sur l'altitude et la vitesse sont surtout fonction du site  $\theta$  : on a une meilleure définition de la vitesse lorsque le site est le plus bas possible, mais on est limité par les risques de réfraction et de réception des échos de sol. Par contre, lorsque  $\theta$  est grand, l'altitude est bien définie, mais l'erreur sur la vitesse est importante. Cette erreur est toutefois réduite d'un facteur  $N^{1/2}$  si on moyenne sur un nombre  $N$  d'impulsions, ce qui est le cas des profils de vent moyennés sur quelques minutes.

	fig 9		fig 8			fig 10				
$\tau$ (ms)	$\eta$	$S_z/\sigma_z$	$S_z$	$S_u$	$\theta$	$S_u/\sigma_u$	$\sigma_z$ (m)	$\sigma_u$ (ms <sup>-1</sup> )	$ \sigma_z /z$	
50	0,5	0,15	0,75	2,9	60°	0,6	± 5	± 4,8	0,012	
100	1	0,15	1,2	1,5	47°	0,6	± 8	± 2,5	0,02	
200	2	0,15	1,8	0,85	36°	0,6	± 12	± 1,4	0,03	

Tableau 1. Incertitudes  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur l'altitude et la vitesse pour  $f = 2\ 000$  Hz et  $z = 400$  m, dans les conditions de fonctionnement correspondant au minimum du produit  $\sigma_u \sigma_z$ .

	Fig 9		Fig 7			Fig 10				
$\tau$ (ms)	$\eta$	$S_z/\sigma_z$	$S_z$	$S_u$	$\theta$	$S_u/\sigma_u$	$\sigma_z$ (m)	$\sigma_u$ (ms <sup>-1</sup> )	$ \sigma_z /z$	
50	0,5	0,15	0,75	2,9	60°	0,6	± 5	± 4,8	0,012	
100	1	0,15	1,03	2	60°	0,6	± 6,9	± 3,3	0,017	
200	2	0,15	1,7	1,5	60°	0,6	± 11	± 2,5	0,025	

Tableau 2 Incertitudes  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur l'altitude et la vitesse pour  $f = 2\ 000$  Hz  $z = 400$  m et  $\theta = 60^\circ$

	Fig 9		Fig 7			Fig 10				
$\tau$ (ms)	$\eta$	$S_z/\sigma_z$	$S_z$	$S_u$	$\theta$	$S_u/\sigma_u$	$\sigma_z$ (m)	$\sigma_u$ (ms <sup>-1</sup> )	$ \sigma_z /z$	
50	0,5	0,15	0,6	4,2	70°	0,6	± 4	± 7	0,01	
100	1	0,15	1	2,9	70°	0,6	± 6,7	± 4,8	0,017	
200	2	0,15	1,9	2,1	70°	0,6	± 12,7	± 3,5	0,032	

Tableau 2 bis . Incertitudes  $\sigma_z$  et  $\sigma_u$  sur l'altitude et la vitesse pour  $f = 2\ 000$  Hz  $z = 400$  m et  $\theta = 70^\circ$

L'intérêt de cette étude est d'une part de nous montrer comment  $\sigma_u$  et  $\sigma_z$  varient en sens inverse l'un de l'autre, d'autre part de nous permettre de calculer  $\sigma_u$  et  $\sigma_z$  pour quelques cas typiques de fonctionnement. Cependant lorsque nous devons choisir effectivement les paramètres de fonctionnement du sodar, d'autres éléments doivent être pris en compte. Il faut d'abord éviter les échos fixes, ce qui conduit à choisir un site  $\theta$  assez élevé (nous avons pris  $\theta = 60^\circ$ ). Il faut ensuite travailler avec un bon rapport signal sur bruit, ce qui conduit à éviter les valeurs trop faibles de  $\tau$  (donc de  $\eta$ ). Nous avons utilisé les valeurs  $\tau = 100$  ms et  $\tau = 200$  ms. Les points de fonctionnement A et B correspondant dans le plan  $(\mu, \eta)$  sont indiqués sur la figure 7.

c) Choix de la largeur de bande du filtre et de la cadence des impulsions.

- Le choix de la bande passante totale  $\Delta F$  du filtre résulte de celui de la fréquence d'émission  $f$  et il est imposé par la condition de pouvoir recevoir dans le filtre un signal dont la dérive Doppler est  $2 \frac{u_r}{c} f$  où  $u_r$  désigne la composante radiale du vent.

Si  $u_{max}$  désigne la plus forte composante radiale que l'on puisse mesurer, on peut écrire :

$$\Delta F = 4 \frac{u_{max}}{c} f$$

Avec  $u_{max} = 10 \text{ ms}^{-1}$  et  $c = 340 \text{ ms}^{-1}$ , il vient :

$$\Delta F = 0,12 f$$

La largeur choisie pour la plupart des mesures effectuées durant la campagne de mesures au CEL est de 100 Hz, ce qui correspond pour une fréquence d'émission de 2 000 Hz à une composante radiale maximale de  $4,25 \text{ ms}^{-1}$ , soit une composante horizontale de la vitesse du vent de  $8,5 \text{ ms}^{-1}$  pour un site de  $60^\circ$ .

- La cadence de répétition des impulsions  $T$  est définie d'après la distance au-delà de laquelle on ne reçoit plus de signaux. Elle est généralement de 2 s ou 4 s, ce qui correspond à une portée de 340 m ou 680 m.

d) Récapitulation

En résumé, les valeurs des paramètres de fonctionnement du sodar

Doppler triple du C.N.E.T., utilisées lors de campagne de mesures au C.E.L sont les suivantes :

- la fréquence d'émission  $f$  a été fixée à 1 200 Hz ou 2 000 Hz ,
- La largeur totale de bande du filtre est de 100 Hz ,
- la durée d'une impulsion égale à la durée d'une porte d'analyse est de 100 ms ou 200 ms, suivant le phénomène observé et la finesse du sondage (un point de mesure tous les 17 m ou 34 m).
- le site est égal à  $60^\circ$  (pour les sodars pointés obliquement),
- La cadence des impulsions  $T$  est de 2 s ou 4 s suivant le phénomène observé.
- La position du haut-parleur par rapport au fond de la parabole est de 21,5 cm. Dans toute cette étude, on n'a pas tenu compte de la réfraction des ondes acoustiques dans l'atmosphère. Cette réfraction introduit un terme correctif petit  $\delta\mu$  dépendant du vent lui-même, dans la valeur du vent horizontal mesuré dans les conditions du fonctionnement que nous avons définies (SPIZZICHINO, 1974). Ce terme correctif  $\delta\mu$  est inférieur ou égal à  $1,35 \text{ ms}^{-1}$  pour un vent de  $10 \text{ ms}^{-1}$  dans l'hypothèse pessimiste où l'on majore les termes qui définissent  $\delta\mu$  .

### II.3 - La mesure du vent par effet Doppler

Les mesures par sodar étant effectuées dans des portes d'analyse de durée déterminée, le problème est de savoir à quel niveau on peut affecter ces mesures. Deux cas sont à considérer :

#### a) En milieu homogène

La vitesse du vent  $\mu$  dans une direction horizontale  $Ox$  située dans le plan vertical défini par l'axe de l'antenne, à une altitude  $z_0$  donnée, est déduite de la dérive de fréquence Doppler par la relation :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{2 \mu \cos \theta_0}{c} + \frac{2 w \sin \theta_0}{c} \quad (\text{II.10})$$

où  $\Delta f$  est la dérive de fréquence,

$\theta_0$  le site moyen de l'antenne défini par l'axe de l'antenne et la direction  $Ox$  considérée,

$w$  la vitesse verticale du vent.

Si l'on peut négliger le second terme de la relation (II.10), la vitesse  $u$  est réduite à son expression la plus simple :

$$u = \frac{c}{2} \frac{\Delta f}{f} \frac{1}{\cos \theta_0} \quad (\text{II.11})$$

L'altitude  $z_0$  est définie à partir de la distance radiale moyenne  $r_0$  du volume détecté, que l'on suppose déterminée par la distance du milieu de la porte analysée, soit :

$$z_0 = r_0 \sin \theta_0 \quad (\text{II.12})$$

b) En milieu inhomogène.

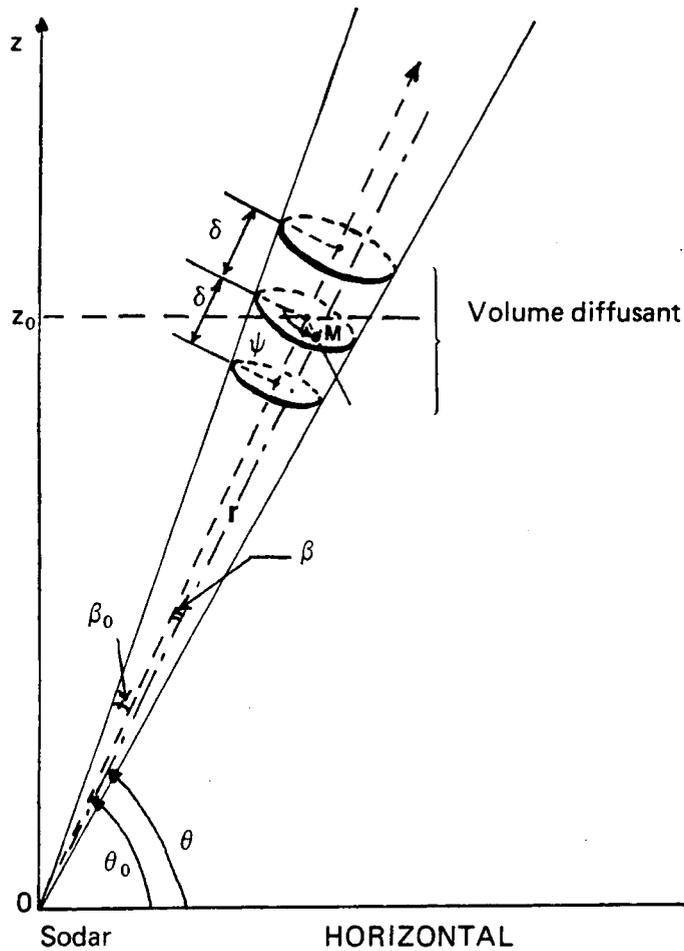
Le faisceau de l'antenne ayant une certaine largeur, le volume diffusant détecté par le sodar présente une dimension finie et l'énergie reçue représente la contribution de tous les points situés dans ce volume. Si la densité des cibles est répartie d'une façon inégale à l'intérieur du volume, un certain nombre de problèmes peuvent apparaître que nous allons analyser maintenant.

En effet, le centre de gravité du volume détecté n'est plus représenté par les coordonnées  $(r_0, \theta_0)$ . Le problème posé est celui des erreurs que l'on commet sur l'altitude et la vitesse du vent si l'on affectait la mesure au niveau  $(r_0, \theta_0)$ . Dans un système de coordonnées sphériques  $(r, \beta, \psi)$ ,  $\psi$  étant l'azimut d'un point M du plan perpendiculaire à l'axe de l'antenne et  $\beta$  le site par rapport à cet axe, le site  $\theta$  de ce point M (fig.11) s'écrit :

$$\theta \simeq \theta_0 + \beta \cos \psi \quad (\text{II.13})$$

en supposant  $\beta$  petit (cela est possible si on se limite au voisinage du lobe principal de l'antenne).

Dans tout ce qui suit, nous nous limiterons aux approximations du premier ordre



**Fig. 11. REPRESENTATION SPATIALE DES COORDONNEES D'UN POINT DU VOLUME DIFFUSANT.**

- $z_0$  : niveau moyen
- $\theta_0$  : site moyen de l'axe de l'antenne
- $r$  : distance radiale du point considéré
- $\beta_0$  : ouverture du lobe principal de l'antenne
- $\beta$  : site du point considéré
- $\psi$  : azimut du point considéré
- $2 \delta = c \tau$  hauteur du volume diffusant  
( $\tau$  étant la durée de l'impulsion)

en  $\beta$ . D'où :

$$\sin \theta \simeq \sin \theta_0 + \beta \cos \theta_0 \cos \psi \quad (\text{II.14})$$

En utilisant cette dernière relation, l'altitude  $z$  d'un point du volume diffusant s'écrit sous la forme :

$$z = r \sin \theta \simeq r \sin \theta_0 \left( 1 + \beta \cotg \theta_0 \cos \psi \right)$$

L'altitude moyenne  $\bar{z}$  s'écrit donc :

$$\bar{z} = \overline{r \sin \theta} \simeq \sin \theta_0 \left[ \bar{r} + \overline{r \beta \cos \psi \cotg \theta_0} \right]$$

d'où l'erreur commise sur la détermination de l'altitude :

$$\Delta z = z_0 - \bar{z} = \sin \theta_0 \left[ (r_0 - \bar{r}) - \overline{r \beta \cos \psi \cotg \theta_0} \right] \quad (\text{II.15})$$

L'erreur commise sur la détermination de la vitesse s'écrit :

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{u - \bar{u}'}{u} = 1 - \frac{\cos \theta_0}{\overline{\cos \theta}} \quad (\text{II.16})$$

où  $u$  est la vitesse mesurée affectée au niveau  $(r_0, \theta_0)$  et  $\bar{u}'$  la vitesse moyenne dans le volume diffusant (ce résultat vient du fait que la vitesse radiale mesurée s'écrit :  $u_r = u \cos \theta_0 = \bar{u}' \overline{\cos \theta}$ ),

$$\text{avec} \quad \overline{\cos \theta} \simeq \cos \theta_0 - \beta \cos \psi \sin \theta_0 \quad (\text{II.17})$$

Il suffit donc, pour évaluer les erreurs  $\frac{\Delta u}{u}$  et  $\Delta z$ , de calculer  $\bar{r}$ ,  $\overline{r \beta \cos \psi}$  et  $\overline{\beta \cos \psi}$ .

Considérons un élément de volume diffusant  $dV$  dont la puissance moyenne diffusée dans la direction  $\vec{r}$  définie par  $(r, \theta)$  ou  $(r, \beta, \psi)$  et reçue par le sodar est  $E(\vec{r})$ , nous définirons  $\bar{r}$ ,  $\overline{r \beta \cos \psi}$  et  $\overline{\beta \cos \psi}$  par :

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \frac{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) r dV}{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) dV} \\ \overline{r \beta \cos \psi} &= \frac{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) r \beta \cos \psi dV}{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) dV} \\ \overline{\beta \cos \psi} &= \frac{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) \beta \cos \psi dV}{\int_{\vec{r}} E(\vec{r}) dV} \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

où  $dV = r^2 \sin \rho \, dr \, d\rho \, d\psi$

dans le système de coordonnées sphériques  $(r, \rho, \psi)$ .

La puissance reçue par le sodar s'écrit sous la forme :

$$E(\vec{r}) = T(r) g(\rho) F(z) \quad (\text{II.18bis})$$

où -  $T(r)$  désigne la contribution au champ diffusé des points situés à la distance  $r$  du sodar,

-  $g(\rho)$  est le gain de l'antenne dont le diagramme est supposé de révolution (c'est une fonction du site  $\rho$ ),

-  $F(z)$  est la réflectivité que l'on suppose de la forme  $e^{-z/H}$  où  $H$  joue le rôle d'une échelle de hauteur.

Par ailleurs, l'expression de  $T(r)$  est de la forme (c f. Annexe 1) :

$$T(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \leq r_0 - \delta \\ \frac{r - (r_0 - \delta)}{\delta} & \text{pour } r_0 - \delta < r < r_0 \\ -\frac{r - (r_0 + \delta)}{\delta} & \text{pour } r_0 < r < r_0 + \delta \\ 0 & \text{pour } r \geq r_0 + \delta \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

où  $\delta = \frac{c\tau}{2}$  représente la largeur d'une porte,  $\tau$  étant la durée d'une porte d'analyse égale à celle d'une impulsion,

$r_0$  la distance radiale moyenne du volume diffusant.

Finalement en tenant compte de l'approximation (II.13) et des relations (II.18bis) et (II.19), les expressions (II.18) deviennent :

$$\bar{r} = \frac{\int_{\rho=0}^{\rho_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\rho) \rho I_1(\rho, \psi) \, d\psi \, d\rho}{\int_{\rho=0}^{\rho_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\rho) \rho I_0(\rho, \psi) \, d\psi \, d\rho}$$

$$\left. \begin{aligned} \overline{r \beta \cos \psi} &= \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta^2 I_1(\beta, \psi) \cos \psi \, d\psi \, d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_0(\beta, \psi) \, d\psi \, d\beta} \\ \overline{\beta \cos \psi} &= \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta^2 I_0(\beta, \psi) \cos \psi \, d\psi \, d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_0(\beta, \psi) \, d\psi \, d\beta} \end{aligned} \right\} \text{(II.20)}$$

en posant :

$$\left. \begin{aligned} I_0(\beta, \psi) &= \int_{r_0-\delta}^{r_0+\delta} T(r) e^{-\frac{r \sin \theta_0}{H} (1 + \beta \cot \theta_0 \cos \psi)} r^2 \, dr \\ I_1(\beta, \psi) &= \int_{r_0-\delta}^{r_0+\delta} T(r) e^{-\frac{r \sin \theta_0}{H} (1 + \beta \cot \theta_0 \cos \psi)} r^3 \, dr \end{aligned} \right\} \text{(II.20 bis)}$$

$\beta_0$ , borne d'intégration par rapport à  $\beta$ , est l'ouverture maximale du lobe principal de l'antenne.

Les expressions des intégrales  $I_0(\beta, \psi)$  et  $I_1(\beta, \psi)$  ont été développées dans l'annexe 2, où l'on s'est limité à un développement au premier ordre en  $\beta$ . L'évaluation des intégrales (II.20) a été faite numériquement en utilisant la méthode des trapèzes avec des variations respectives de  $\beta$  et  $\psi$  de  $1^\circ$  et  $5^\circ$ . Les valeurs de  $g(\beta)$  proviennent des diagrammes de rayonnement. On a pu ainsi évaluer  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  pour deux valeurs de la durée d'une porte (100 ms et 200 ms) et pour différentes valeurs de l'échelle de hauteur  $H$  et de la distance radiale  $r_0$ . Les tableaux 3 et 4 donnent les valeurs de  $\Delta z$  et  $\Delta u/u$  pour  $\theta_0 = 60^\circ$ , calculées pour les valeurs de  $\delta$  égales à 17m (tableau 3) et 34 m (tableau 4) à la fréquence 2 000 Hz. L'ouverture maximale  $\beta_0$  du lobe principal de l'antenne à cette fréquence est de  $13^\circ$  et l'approximation (II.14)

H(m)	20		40		60		80		100	
r <sub>0</sub> (m)	Δz(m)	Δu/u								
50	0,5	0,026	-0,6	0,014	-0,9	0,009	-1,1	0,007	-1,2	0,006
100	2,4	0,050	0,8	0,026	0,3	0,018	0	0,013	-0,2	0,011
150	4,5	0,072	2,1	0,040	1,2	0,026	0,8	0,020	0,5	0,016
200	7,2	0,093	3,5	0,050	2,2	0,035	1,6	0,026	1,2	0,021
250	10,3	0,111	5,3	0,062	3,5	0,043	2,5	0,033	2,0	0,026
300	14,0	0,127	7,4	0,073	4,9	0,051	3,6	0,039	2,9	0,031
350	18,1	0,142	9,8	0,083	6,6	0,058	4,9	0,045	3,9	0,036
400	22,4	0,154	12,5	0,093	8,5	0,066	6,4	0,051	5,1	0,041

H(m)	-20		-40		-60		-80		-100	
r <sub>0</sub> (m)	Δz(m)	Δu/u								
50	-3,8	-0,03	-2,7	-0,014	-2,3	-0,01	-2,2	-0,007	-2,1	-0,006
100	-4,2	-0,058	-2,5	-0,028	-2,0	-0,019	-1,7	-0,014	-1,5	-0,011
150	-5,9	-0,087	-3,2	-0,042	-2,3	-0,028	-1,9	-0,021	-1,6	-0,017
200	-8,3	-0,116	-4,5	-0,057	-3,1	-0,037	-2,4	-0,028	-2,0	-0,022
250	-11,4	-0,145	-6,1	-0,071	-4,2	-0,047	-3,2	-0,035	-2,6	-0,028
300	-15,0	-0,173	-8,1	-0,086	-5,5	-0,057	-4,2	-0,042	-3,4	-0,033
350	-19,0	-0,20	-10,4	-0,101	-7,1	-0,066	-5,4	-0,049	-4,4	-0,039
400	-23,4	-0,225	-13,1	-0,115	-9,0	-0,076	-6,8	-0,057	-5,5	-0,045

Tableau 3. Erreurs commises sur l'évaluation de l'altitude et de la vitesse pour  $f = 2\ 000\ \text{Hz}$  ;  $\theta_0 = 60^\circ$  ;  $\beta = 13^\circ$  ;  $\delta = 17\ \text{m}$

H(m)	20		40		60		80		100	
$r_0$ (m)	$\Delta z$ (m)	$\Delta u/u$								
50	0,4	0,026	-2,9	0,014	-4,0	0,010	-4,5	0,007	-4,9	0,006
100	5,0	0,049	1,0	0,026	-0,4	0,018	-1,1	0,014	-1,6	0,011
150	7,9	0,071	3,0	0,038	1,3	0,026	0,4	0,020	-0,1	0,016
200	10,8	0,091	4,9	0,05	2,8	0,034	1,7	0,026	1,0	0,021
250	14,1	0,109	6,9	0,062	4,2	0,043	2,9	0,032	2,0	0,026
300	17,8	0,126	9,1	0,072	5,8	0,050	4,1	0,039	3,1	0,031
350	21,9	0,140	11,6	0,083	7,6	0,058	5,5	0,045	4,3	0,036
400	26,3	0,153	14,4	0,093	9,6	0,066	7,1	0,051	5,5	0,041

H(m)	-20		-40		-60		-80		-100	
$r_0$ (m)	$\Delta z$ (m)	$\Delta u/u$								
50	-12,4	-0,035	-9,4	-0,017	-8,3	-0,011	-7,8	0,008	-7,5	-0,006
100	-11,7	-0,063	-7,5	-0,030	-6,1	-0,019	-5,4	-0,014	-5,0	-0,012
150	-12,9	-0,092	-7,6	-0,044	-5,8	-0,029	-4,9	-0,021	-4,4	-0,017
200	-15,1	-0,121	-8,5	-0,058	-6,2	-0,038	-5,1	-0,028	-4,4	-0,022
250	-18,1	-0,149	-9,9	-0,073	-7,1	-0,048	-5,6	-0,035	-4,8	-0,028
300	-21,7	-0,177	-11,8	-0,087	-8,3	-0,057	-6,5	-0,042	-5,4	-0,034
350	-25,7	-0,203	-14,1	-0,102	-9,8	-0,067	-7,6	-0,050	-6,3	-0,039
400	-30,0	-0,228	-16,7	-0,116	-11,6	-0,077	-8,9	-0,057	-7,3	-0,045

Tableau 4. Erreurs commises sur l'évaluation de l'altitude et de la vitesse pour  $f = 2\ 000\ \text{Hz}$  ;  $\theta_0 = 60^\circ$  ;  $\beta = 13^\circ$  ;  $\delta = 34\ \text{m}$

reste valable pour  $\theta_0 = 60^\circ$  ; en effet :

pour  $47^\circ < \theta < 73^\circ$

$0,73 < \sin \theta < 0,96$  sans approximation

et  $0,75 < \sin \theta < 0,98$  avec approximation

Les variations de  $\Delta z$  en fonction de  $r_0$  pour H donné sont représentées par la figure 12 et celles de  $\frac{\Delta u}{u}$  sont représentées par la figure 13. On remarquera que seules les valeurs de  $\frac{\Delta u}{u}$  correspondant à  $\delta = 17$  m sont portées sur la figure 13 car  $\frac{\Delta u}{u}$  est sensiblement la même pour  $\delta = 17$  m et  $\delta = 34$  m et que d'autre part, les courbes de variation de  $\frac{\Delta u}{u}$  pour H donné peuvent être représentées par des droites se joignant en 0.

Les enseignements que l'on peut tirer de ces calculs théoriques des erreurs  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  sont les suivants :

- pour H positif (réflectivité décroissante), les erreurs  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  augmentent avec z lorsque H est constant et elles diminuent lorsque H croît à z constant. Les valeurs de  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  étant positives, le centre de gravité réel du volume diffusant se trouve dans la partie inférieure de celui-ci (fig.14) et on dira que le point de mesure associé à  $(r_0, \theta_0)$  est "relevé".

- pour H négatif (réflectivité croissante), les erreurs  $|\Delta z|$  et  $|\frac{\Delta u}{u}|$  augmentent avec z lorsque H est constant et elles diminuent lorsque  $|H|$  croît à z constant. Les valeurs de  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  étant négatives, le centre de gravité du volume diffusant est dans la partie supérieure de celui-ci (fig.15) et on dira dans ce cas, que le point de mesure associé à  $(r_0, \theta_0)$  est "abaissé".

On peut essayer de voir maintenant comment un point de mesure "abaissé" ou "relevé" affecte un profil de vent réel. Nous allons pour cela utiliser la figure 16 ; supposons un profil de vent présentant un gradient b et considérons un niveau de mesure  $z_0$  où la vitesse mesurée par le sodar et affectée à ce niveau est  $u_0$  et soit  $u'_0$  la vitesse réelle du vent à l'altitude  $z_0$ . Si nous désignons par  $\Delta z$  et  $\frac{\Delta u}{u}$  les erreurs théoriques commises sur l'altitude et la vitesse en affectant la mesure au niveau  $z_0$ , la vitesse mesurée  $u_0$  par le sodar est en fait la vitesse mesurée au niveau  $z_1$  défini par  $z_1 = z_0 - \Delta z$  où la vitesse réelle du vent est définie par :

$$u'_1 = u'_0 - b \Delta z \quad (II.21)$$

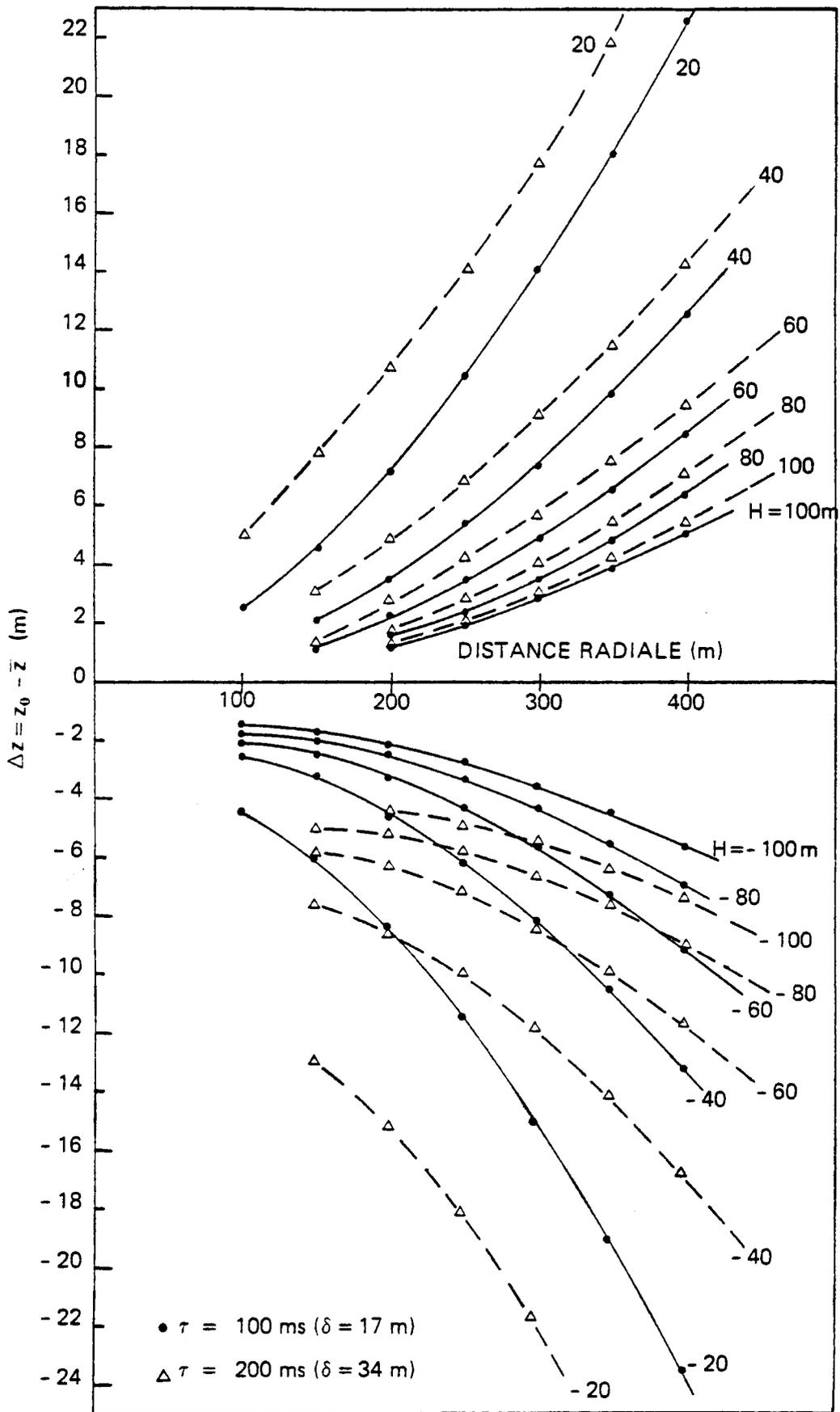


Fig. 12. ERREURS COMMISES SUR LA DETERMINATION DE L'ALTITUDE POUR DIFFERENTES VALEURS DE L'ECHELLE DE HAUTEUR H DE LA REFLECTIVITE ET POUR 2 VALEURS DE LA DUREE D'IMPULSION  $\tau$ : 100 ms ( $\delta = 17 m$ ) ET 200 ms ( $\delta = 34 m$ ). FREQUENCE D'EMISSION = 2000 Hz ; site = 60°.

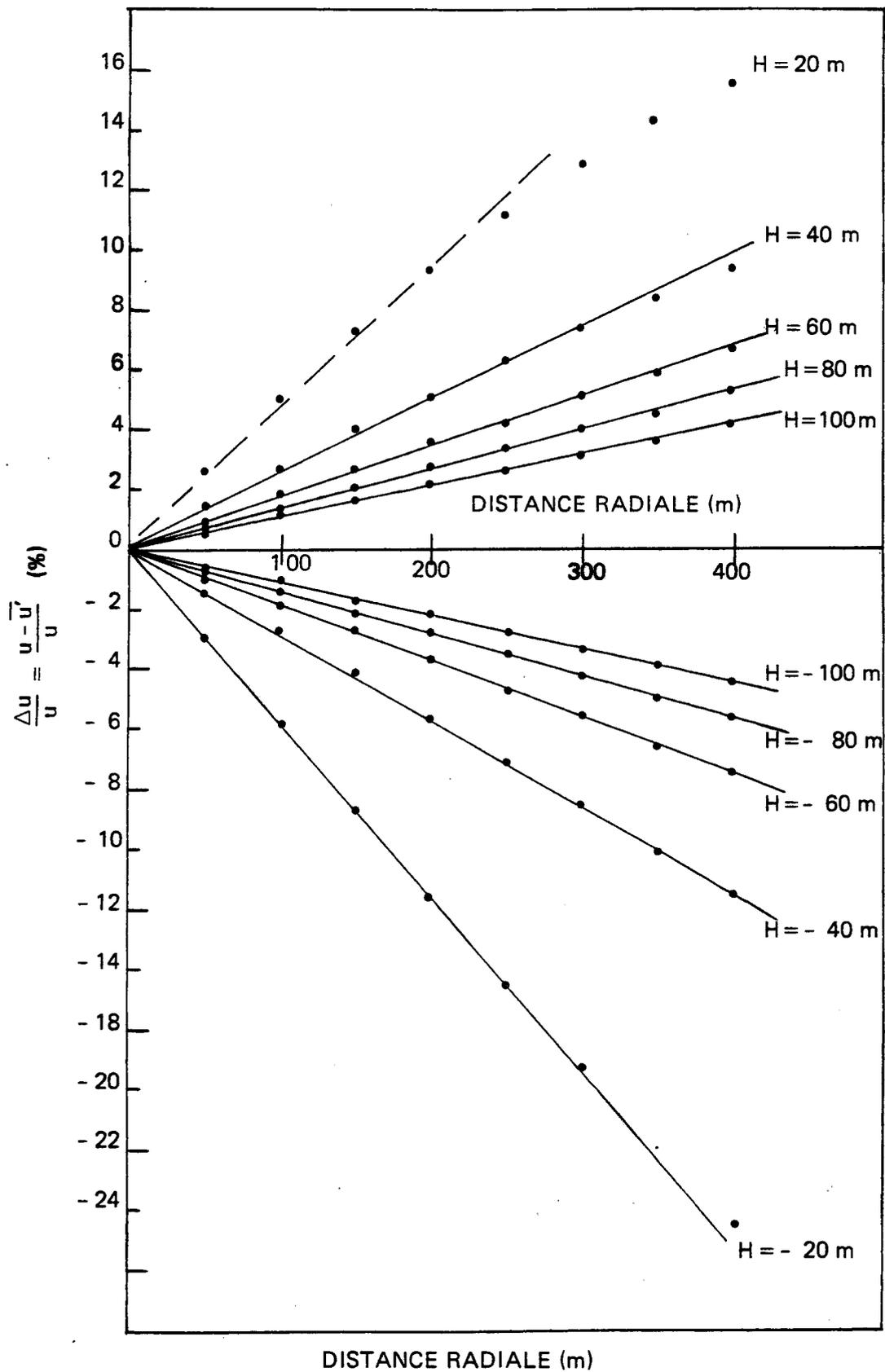
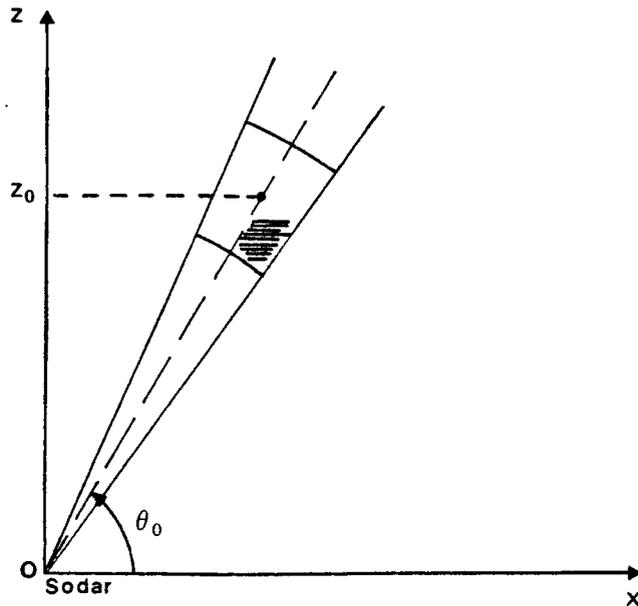
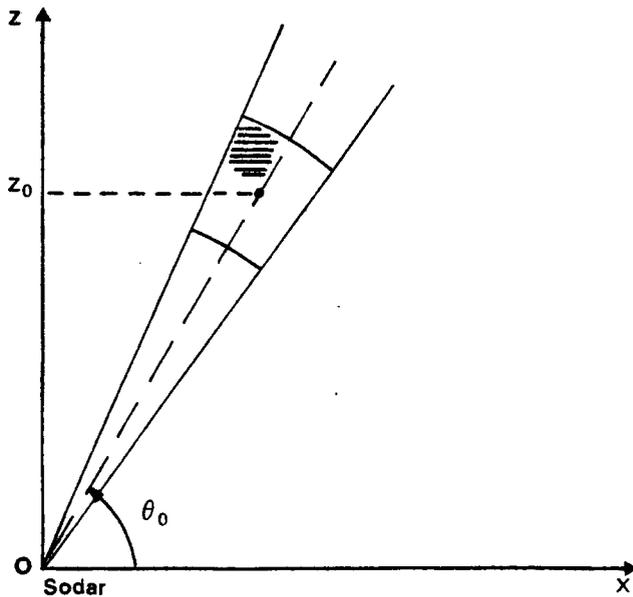


Fig. 13. ERREURS COMMISES SUR LA DETERMINATION DE LA VITESSE PAR SODAR. Fréquence d'émission = 2000 Hz ; site  $\theta_0 = 60^\circ$  ; durée de l'impulsion = 100 ms ( $\delta = 17$  m) ; H est l'échelle de hauteur de la réflectivité.



**Fig. 14. POSITION DU CENTRE DE GRAVITE DU VOLUME DIFFUSANT (partie hachurée) DANS LE CAS D'UNE REFLECTIVITE DECCROISSANTE.  $z_0$  et  $\theta_0$  SONT LES COORDONNEES MOYENNES DU VOLUME EN L'ABSENCE D'INHOMOGENEITES.**



**Fig. 15. POSITION DU CENTRE DE GRAVITE DU VOLUME DIFFUSANT (partie hachurée) DANS LE CAS D'UNE REFLECTIVITE CROISSANTE.  $z_0$  et  $\theta_0$  SONT LES COORDONNEES MOYENNES DU VOLUME EN L'ABSENCE D'INHOMOGENEITES.**

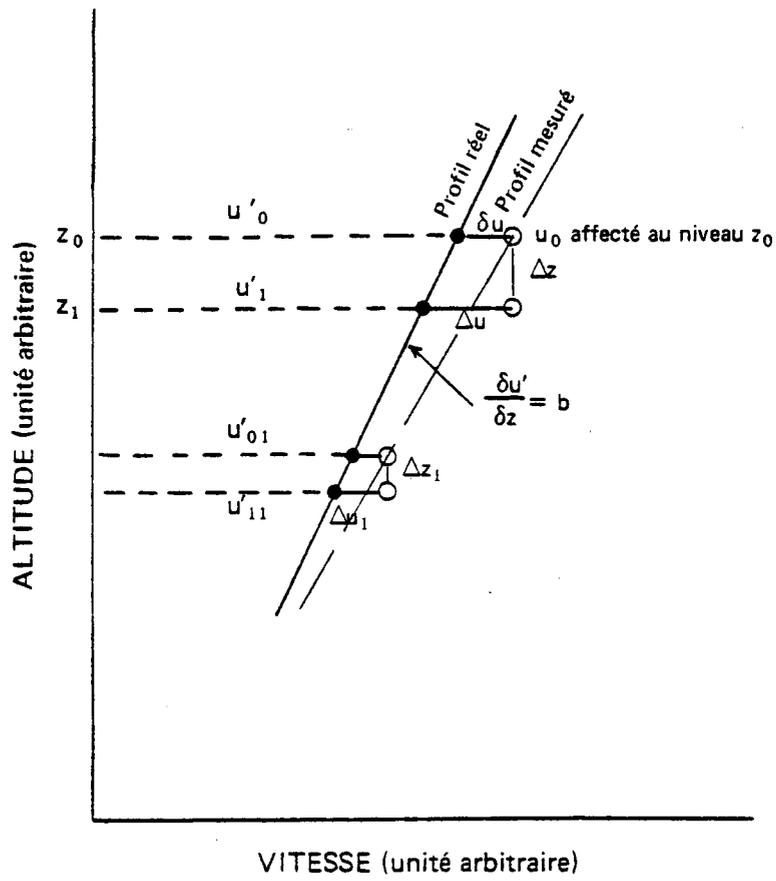


Fig. 16. PROFIL REEL ET PROFIL MESURE POUR UNE REFLECTIVITE DONNEE (voir commentaire dans le texte)

Par conséquent, l'erreur sur la vitesse  $\frac{\Delta u}{u}$  est :

$$\gamma \equiv \frac{\Delta u}{u} = \frac{u_0 - u'_1}{u_0} \quad (\text{II.22})$$

L'écart de vitesse qui nous intéresse au niveau  $z_0$  est :

$$(\delta u)_{z_0} = u_0 - u'_0 \quad (\text{II.23})$$

Soit, en combinant avec les relations (II.21) et (II.22) :

$$(\delta u)_{z_0} = \frac{\gamma u'_0}{1-\gamma} - \frac{b}{1-\gamma} \Delta z \quad (\text{II.24})$$

Pour un gradient de vent  $b$  donné et une vitesse  $u_0$  donnée, on peut évaluer à l'aide cette relation (II.24), l'écart de vitesse  $\delta u$  à un niveau  $z$  donné, connaissant les valeurs théoriques de  $\gamma$  et  $\Delta z$  à ce niveau ( $\gamma$  et  $\Delta z$  dépendent bien entendu de la courbe de réflectivité). Nous avons représenté sur les tableaux 5 a et 5 b quelques exemples numériques donnant les écarts de vitesse  $\delta u$  pour des gradients de vent de  $\pm 1 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ m}$  et  $\pm 5 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ m}$  à deux niveaux différents (200 m et 300 m) et pour une largeur de porte d'analyse de 17 m. Nous avons choisi pour ces exemples numériques les échelles de hauteur de 40 m (tableau 5 a) et -40 m (tableau 5 b). Nous avons pu calculer aussi l'erreur commise  $\delta b (= \text{grad} u_0 - b)$  sur le gradient de vent  $b$  à partir des valeurs calculées de  $\delta u$ , en supposant que les courbes de variation de  $\Delta z$  sont définies par des droites dans la couche d'altitude considérée.

Ces exemples montrent que l'on peut déterminer la vitesse du vent à 10 % près lorsqu'on affecte la mesure au milieu de la porte analysée sans se préoccuper d'une éventuelle répartition inhomogène des cibles dans le volume diffusant. Ils montrent par ailleurs que le sodar mesure une vitesse trop grande lorsque la réflectivité décroît et trop petite dans le cas d'une réflectivité croissante. Enfin en présence d'une réflectivité décroissante, le sodar mesure un gradient de vent positif plus fort et un gradient de vent négatif plus faible tandis que pour une réflectivité croissante, le sodar mesure un gradient

$z_0$ (m)	$\Delta z$ (m)	$\gamma$	$b = 1 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = 5 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = 1 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = -5 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$		
			$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )
200	4,7	0,058	5	0,26		5	0,06		5	0,36		10	0,87	
300	9,2	0,087	6	0,47	0,21	10	0,45		4	0,48	0,12	5	0,98	0,11

Tableau 5 a - Erreurs commises sur la vitesse et le gradient de vent lorsque la réflectivité décroît ( $H = 40 \text{ m}$ ).

$z_0$ (m)	$\Delta z$ (m)	$\gamma$	$b = 1 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = 5 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = -1 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$			$b = -5 \text{ ms}^{-1} / 100 \text{ m}$		
			$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )	$u'_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	$\delta b$ ( $\text{ms}^{-1}/100\text{m}$ )
200	-5,5	-0,066	5	-0,26		5	-0,05		5	-0,36		10	-0,88	
300	-10,4	-0,10	6	-0,46	-0,2	10	-0,45	-0,4	4	-0,46	-0,1	5	-0,92	-0,04

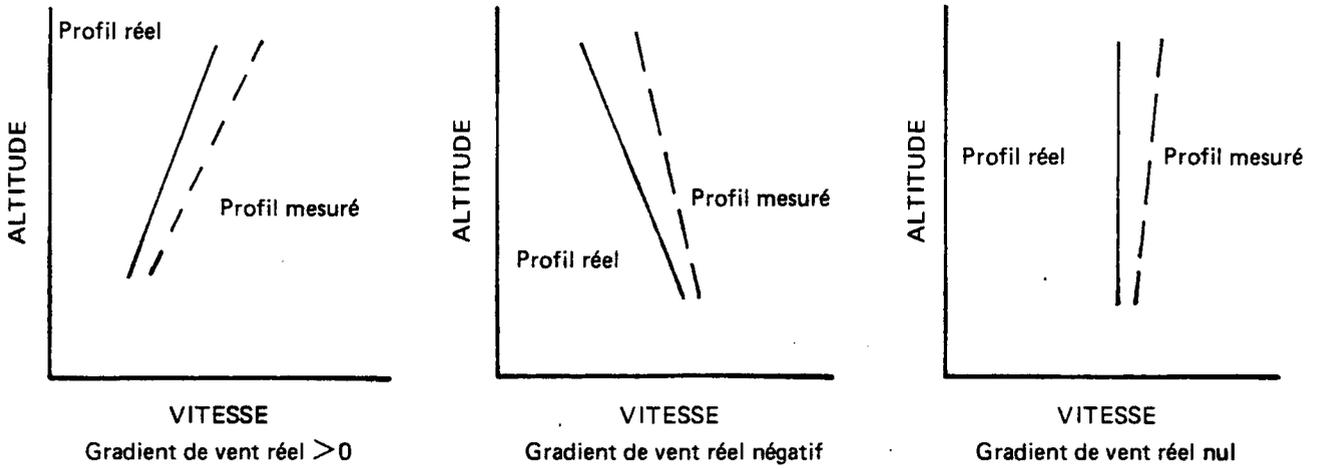
Tableau 5 b - Erreurs commises sur la vitesse et le gradient de vent lorsque la réflectivité croît ( $H = 40 \text{ m}$ )

positif plus faible et un gradient négatif plus fort. Dans le cas d'un gradient nul, la relation (II.24) montre que pour une réflectivité décroissante le sodar mesure des vitesses trop fortes et un gradient positif tandis que pour une réflectivité croissante, il mesure une vitesse trop faible et un gradient négatif. Nous avons résumé toutes ces constatations sur la figure 17. Il est bien évident que les écarts que nous avons calculés dans les exemples ci-dessus deviennent plus petits lorsque l'échelle de hauteur H croît, c'est-à-dire lorsque les gradients de réflectivité diminuent.

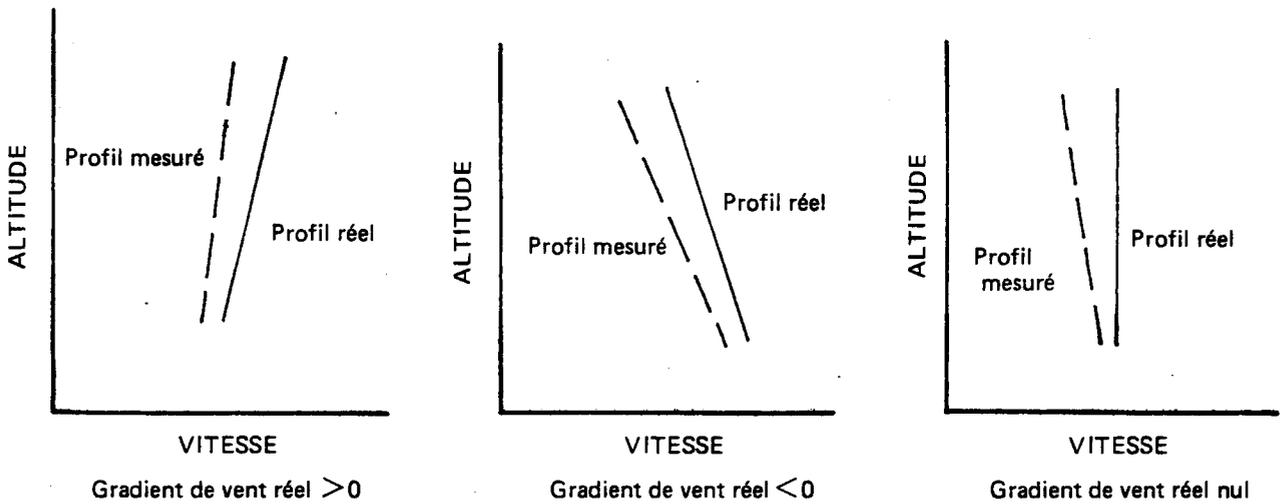
En conclusion, l'étude que nous venons de faire sur les erreurs que l'on commet en supposant une répartition homogène dans le volume diffusant montre que la mesure de vent par sodar n'est pas trop affectée par cette approximation. Nous supposerons donc dans la suite que les profils de vent sont déduits des mesures affectées au niveau défini par :

$$z_0 = r_0 \sin \theta_0$$

où  $r_0$  est la distance moyenne de la porte analysée (milieu de la porte)  
 $\theta_0$  le site moyen de l'antenne défini par son axe.



a) Réfectivité décroissante



b) Réfectivité croissante

**Fig. 17. COMPARAISON DES PROFILS REELS ET DES PROFILS MESURES.  
LES UNITES SONT ARBITRAIRES.**

### III LA MESURE DU VENT PAR LE SODAR DOPPLER TRIPLE DU C.N.E.T

L'objet de ce paragraphe est d'abord de décrire les différents stades de traitement des données que nous avons mis au point (paragraphe III.1), ensuite de donner les équations qui nous permettent de déterminer les composantes du vent à partir des résultats ainsi obtenus (paragraphe III.2). Enfin nous présenterons successivement dans les paragraphes III.3 et III.4 deux méthodes de traitement conduisant à la détermination des profils de vent.

#### III.1 - Le traitement des spectres.

Il consiste à déterminer pour chaque spectre  $S(f)$  moyenné sur deux impulsions, l'amplitude  $A$  de l'écho reçu (qui traduit la réflectivité du milieu), la dérive Doppler  $\Delta f$  du signal ainsi que son élargissement spectral  $\sigma$ . La dérive Doppler est déduite de celle de la fréquence moyenne  $\bar{f}$  du signal reçu par la relation :  $\Delta f = f_0 - \bar{f}$  où  $f_0$  est la fréquence centrale du filtre égale à la fréquence du signal en l'absence d'effet Doppler. Les bandes magnétiques sont traitées par un ordinateur HB 6080. On procède comme suit (fig.18):

- On cherche d'abord dans quelle partie de la bande passante du récepteur se trouve l'écho reçu. Celui-ci, par suite de la dérive Doppler doit être recherché dans un intervalle  $J$  beaucoup plus restreint, de l'ordre de 10 à 20 Hz. Une détermination préalable de  $J$  permet, en limitant le traitement à cet intervalle, de réduire l'influence du bruit et des échos parasites. Pour cela, une valeur approximative  $f_1$  de la fréquence centrale du signal est obtenue en calculant un spectre lissé  $\widehat{S}(f)$  sur trois valeurs successives de  $S(f)$ . Cette valeur  $f_1$  représente le maximum du spectre lissé (on peut ainsi lever l'ambiguïté que pose la présence de deux pics dont l'un seulement représente l'écho). On prend alors pour  $J$  l'intervalle  $[f_1 - \eta, f_1 + \eta]$  avec  $\eta$  de l'ordre de 20 Hz ou 40 Hz, suivant le pas en fréquence des spectres (5 Hz ou 10 Hz).

- On calcule dans cet intervalle  $J$  la fréquence moyenne  $\bar{f}$  du signal, l'élargissement spectral  $\sigma$  et l'amplitude  $A$  de l'écho, donnés par les relations suivantes :

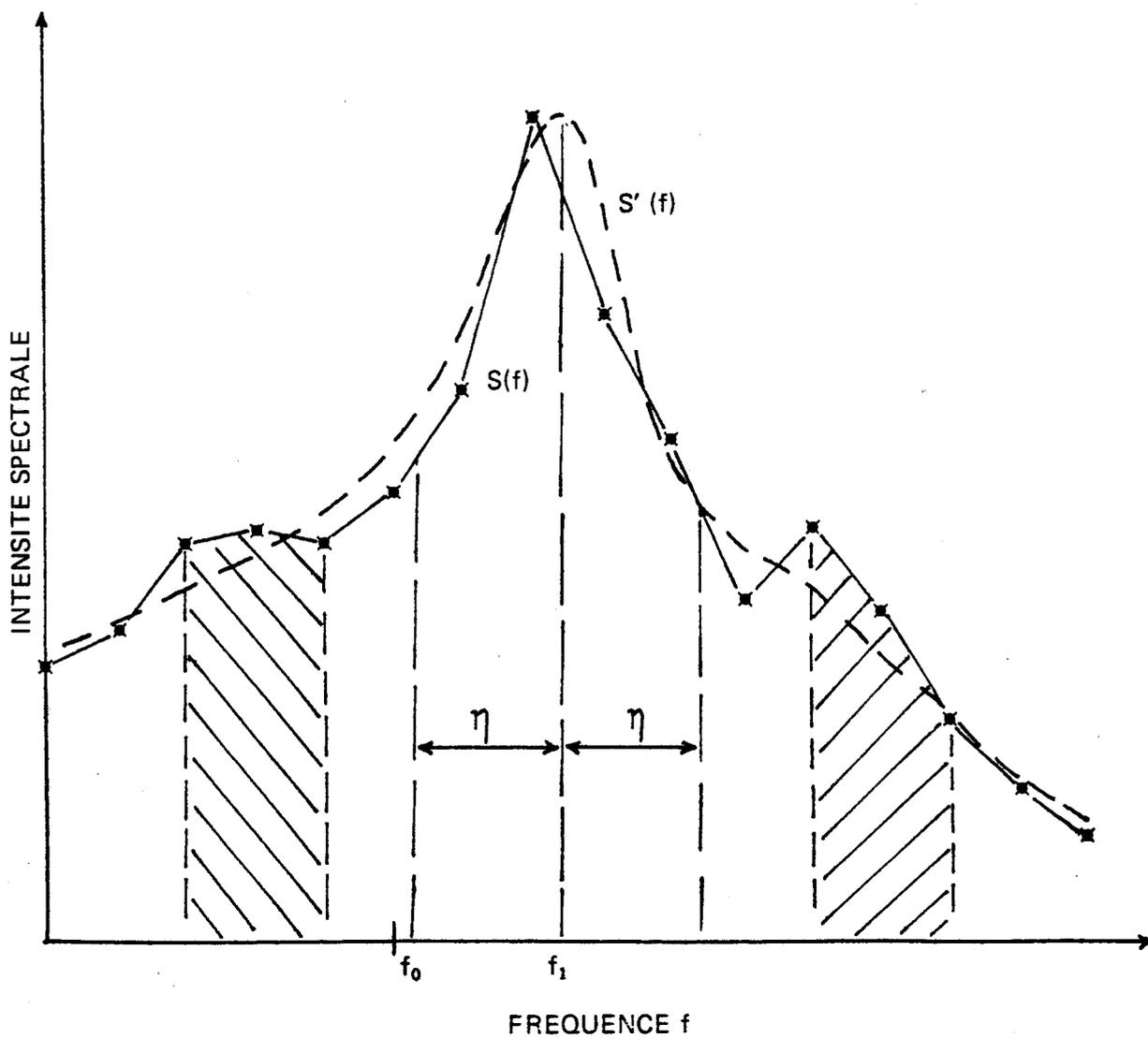
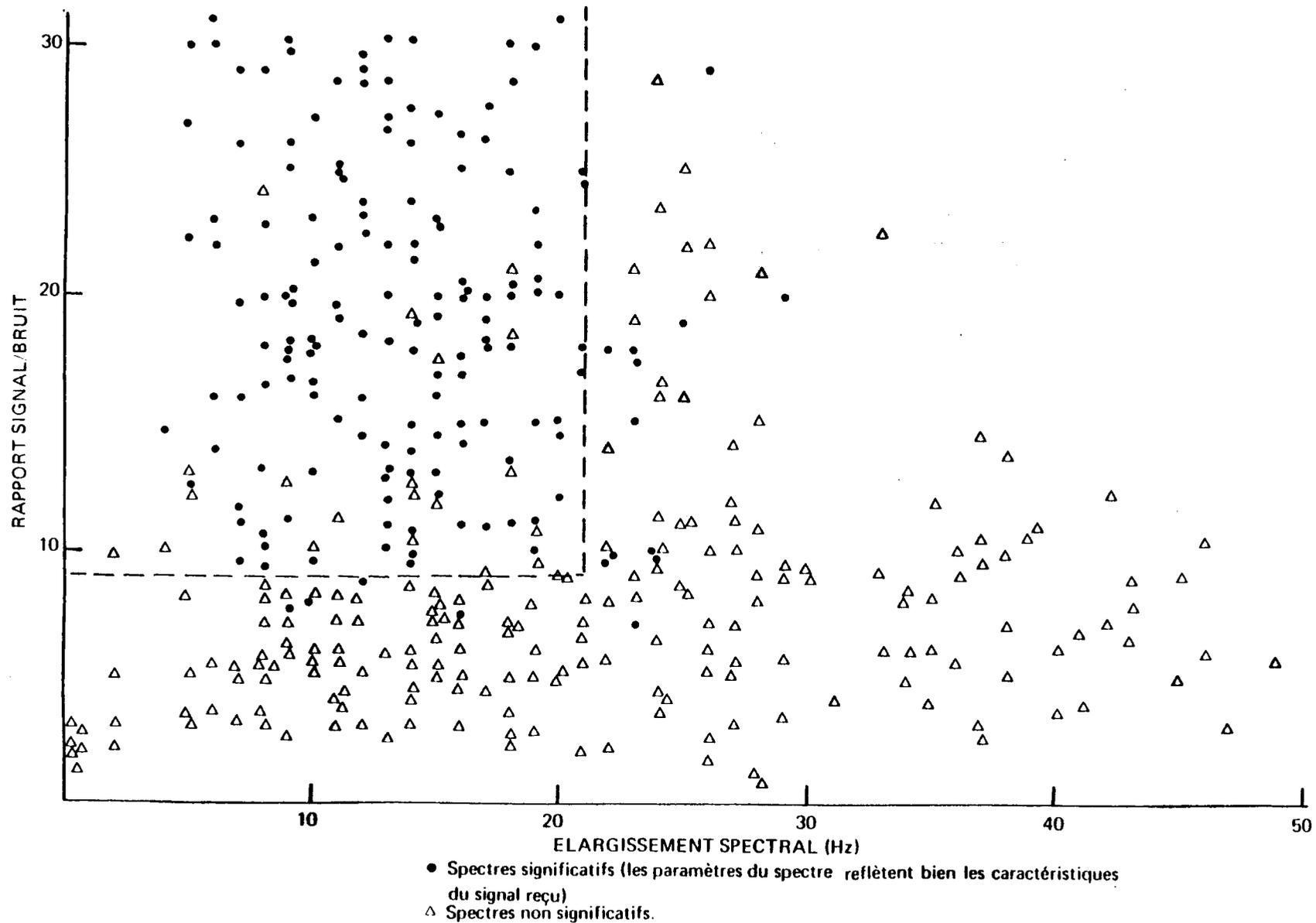


Fig. 18 - DETERMINATION PRATIQUE DES PARAMETRES DES SPECTRES .  
(voir commentaire dans le texte)

$$\begin{aligned}
 A &= \int_{\mathcal{J}} S(f) \, df \\
 \bar{f} &= \frac{\int_{\mathcal{J}} S(f) f \, df}{A} \\
 \sigma^2 &= \frac{\int_{\mathcal{J}} S(f) (f - \bar{f})^2 \, df}{A}
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

- Une estimation de bruit total B calculé dans deux bandes de l'ordre de 20 Hz aux extrémités du spectre (surface hachurée dans la figure 18) nous permet, connaissant l'élargissement spectral  $\sigma$  de rejeter les valeurs aberrantes où le signal est noyé dans le bruit ; cette détermination de la validité des spectres reçus est basée sur une étude empirique de l'ensemble des spectres qui nous a conduit à la figure 19 dans laquelle les spectres significatifs (ronds pleins) et les spectres non significatifs (triangles) sont représentés en fonction de l'élargissement spectral et du rapport A/B (signal/bruit). Notre définition des spectres significatifs est que l'on y trouve un pic bien défini ; les spectres non significatifs sont ceux pour lesquels on observe plusieurs pics, et tels que les paramètres calculés à partir des relations (III.1) ne reflètent pas du tout les caractéristiques du signal reçu. On voit d'après le nuage de points représentés sur cette figure 19 que la majeure partie des spectres significatifs est située dans une région où l'élargissement spectral est inférieur à environ 20 Hz et où le rapport A/B est supérieur à environ 10 . Nous avons donc pris pour cette campagne de mesures au CEL les critères de validité suivants :  $\sigma \leq 21\text{Hz}$  et  $A/B \geq 9$ .

- Les paramètres définis par les relations (III.1) sont ensuite enregistrés sur une autre série de bandes magnétiques dans lesquelles les valeurs rejetées grâce aux critères ci-dessus sont représentées par le chiffre 1 000 000 pour permettre de les repérer facilement. L'utilité essentielle de ces bandes est de permettre de tracer en temps différé les cartes de réflectivité, de dérives Doppler et d'élargissement spectral pour les trois sodars en fonction de l'altitude et du temps. On accède ainsi à la structure fine (échantillonnage à 4 ou 8 secondes) des phénomènes observés. La figure 20 montre un exemple de cartes de réflectivité de Doppler et d'élargissement spectral pour l'après-midi du 24 octobre 1974 entre 16 h 53 et 17 h 08 (heure locale). Ces cartes ont été déduites des mesures effectuées sur le sodar oblique pointé vers le nord et à 30° de la verti-



**Fig. 19. ETUDE QUALITATIVE D'UN ENSEMBLE DE SPECTRES ET CHOIX PRATIQUE DES CRITERES DE VALIDITE DES SPECTRES POUR LA CAMPAGNE DE MESURE AU CEL.**

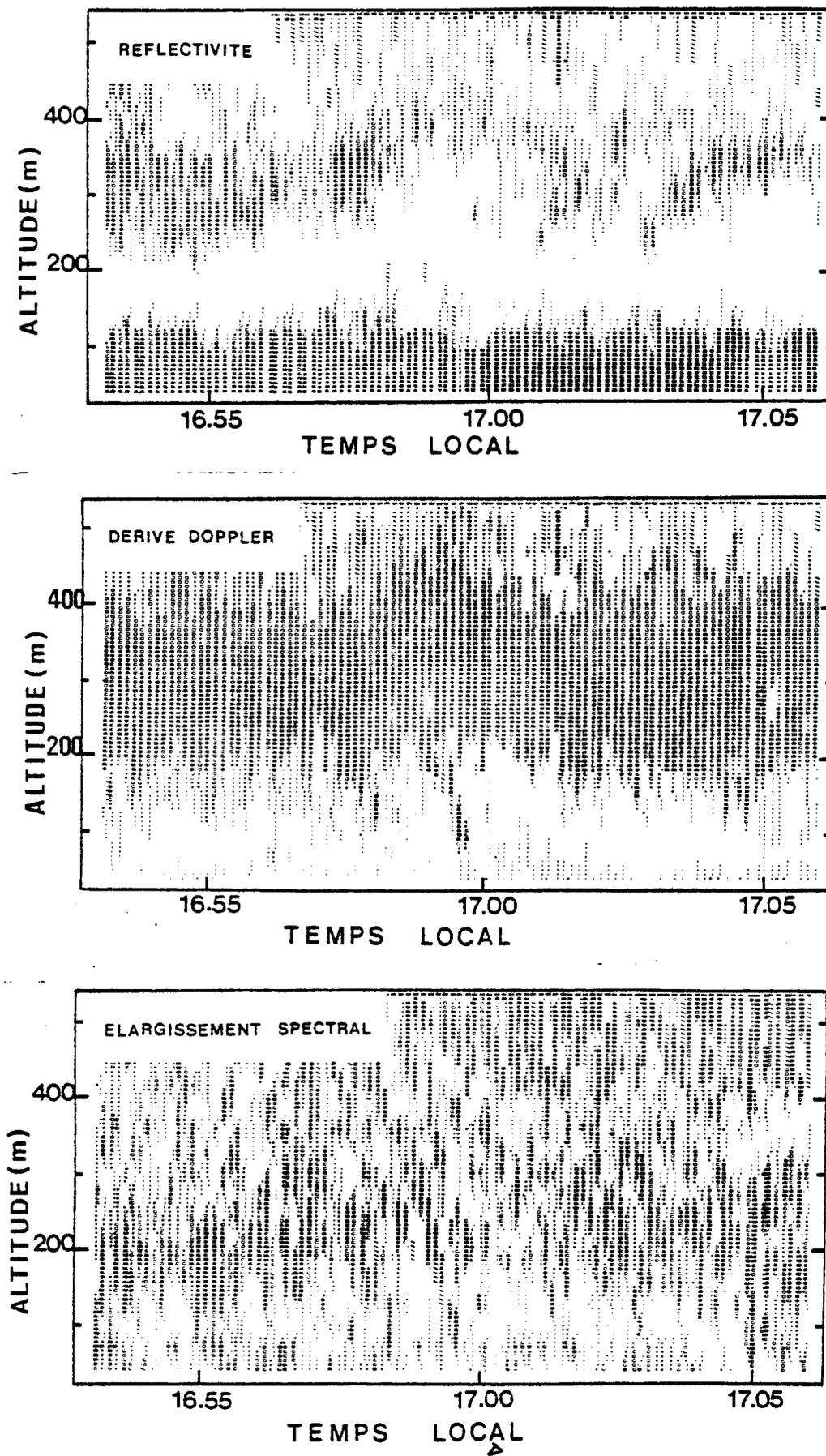


Fig.20. CARTES DE REFLECTIVITE , DE DOPPLER ET D'ELARGISSEMENT SPECTRAL.Sodar oblique. (CEL.24/10/1974).Voir commentaire dans le texte .

cale. La fréquence d'émission était de 1 200 Hz, la durée de l'impulsion de 200 ms et la période de répétition de 4 s. Ces cartes correspondent à un échantillonnage de 8 s (paramètres de spectres calculés sur deux émissions successives). Les noircissements pour la réflectivité, le Doppler et l'élargissement spectral sont respectivement proportionnels à la tension en sortie du récepteur, à la vitesse du vent et à l'élargissement. Quatre niveaux de gris (blanc non compris) sont représentés sur ces cartes :

- pour la réflectivité, ils correspondent à des tensions en sortie du récepteur allant de 0,3V à 0,6V ;
- pour le Doppler, ils correspondent à des composantes horizontales Nord-Sud comprises entre 0,3 ms<sup>-1</sup> et 5,4 ms<sup>-1</sup> (nous n'avons pas tenu compte pour le calcul des vitesses, de la composante verticale assez faible ( < 0,4 ms<sup>-1</sup> ) ;
- pour l'élargissement spectral, celui-ci varie entre 5 Hz et 9 Hz

Par ailleurs, on note la présence d'un écho fixe au-dessous de 100 m et le caractère aléatoire du Doppler au-dessus de 350 mètres où le rapport signal sur bruit est faible (dans ce cas, il est raisonnable de ne pas tenir compte des valeurs de  $A$ ,  $\bar{f}$ ,  $\sigma$  au-dessous de 100 m et au-dessus de 350 m).

Nous allons décrire maintenant les relations qui nous permettent d'évaluer la vitesse du vent connaissant les décalages Doppler.

### III 2. Les composantes du vent.

Connaissant à une altitude donnée la dérive Doppler relative à chaque sodar, il nous est facile de calculer à cette altitude les composantes verticale et horizontales du vent définies par le sodar vertical et les sodars inclinés. Dans tout ce qui suit nous désignerons par  $\theta$  l'inclinaison des sodars obliques par rapport à la verticale.

La composante verticale du vent se déduit de la dérive Doppler  $\Delta f_v$  mesurée par le sodar vertical 3 (fig.21) par :

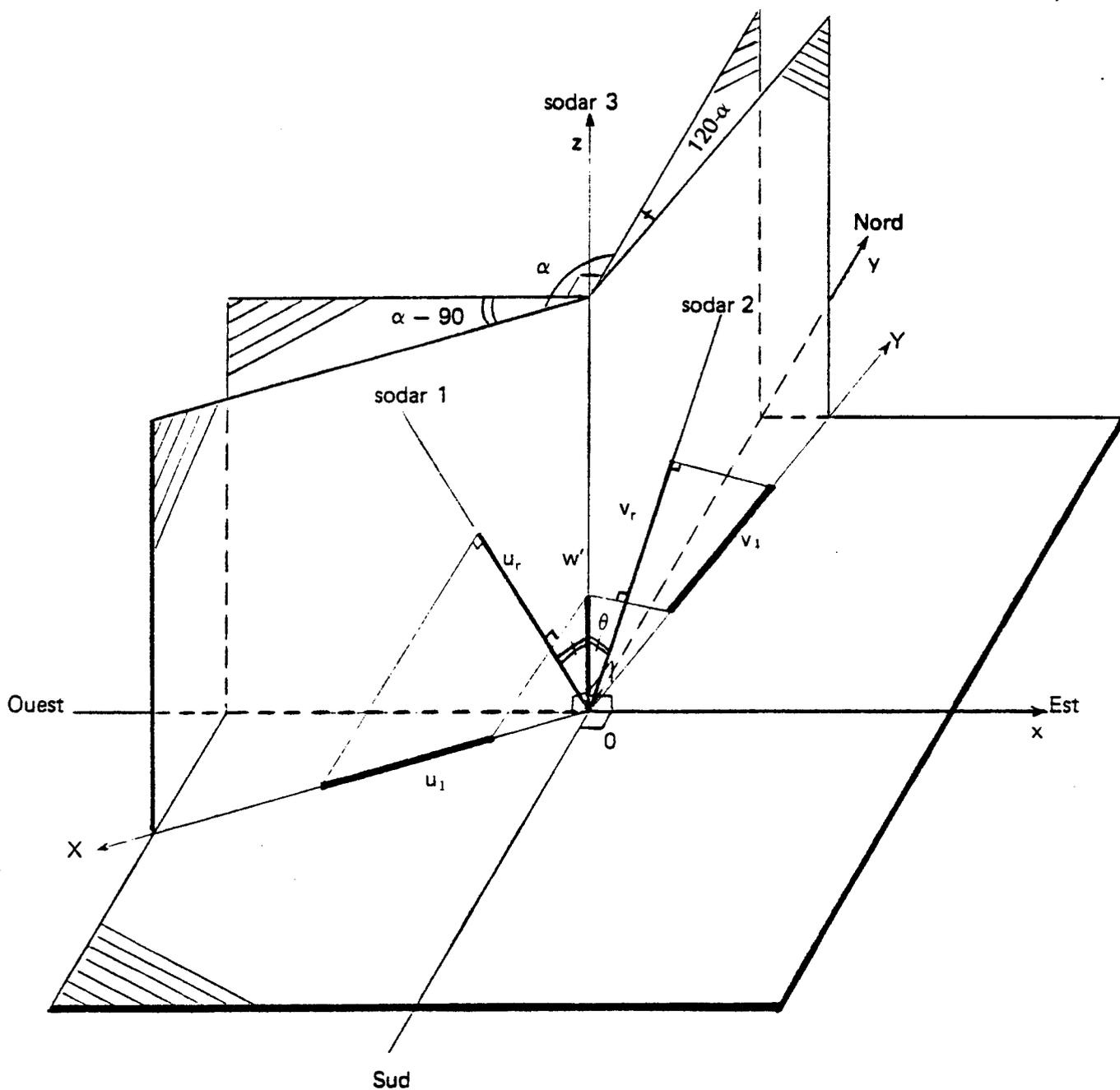


Fig. 21 - GEOMETRIE DES SODARS

- $\alpha$  = azimut du sodar 1,
- $\theta$  = inclinaison des sodars 1 et 2, par rapport à la verticale
- $u_1, v_1$  = composantes horizontales du vent dans la direction des sodars obliques 1 et 2.
- $w'$  = composante verticale du vent
- $u_r, v_r$  = composantes radiales mesurées par les sodars obliques 1 et 2.

$$w = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta f_3}{f} \quad (\text{III.2})$$

où  $\Delta f_3 = f_0 - \bar{f}_3$  , l'indice 3 désignant le sodar vertical.

D'autre part, les sodars inclinés 1 et 2 mesurent des vitesses radiales liées aux dérives Doppler par :

$$\left. \begin{aligned} u_r &= \frac{c}{2} \frac{\Delta f_1}{f} \\ v_r &= \frac{c}{2} \frac{\Delta f_2}{f} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.3})$$

où  $\Delta f_1 = f_0 - \bar{f}_1$  est la dérive Doppler mesurée par le sodar 1 (fig21)  
 et  $\Delta f_2 = f_0 - \bar{f}_2$  , celle mesurée par le sodar 2.

Chacune de ces composantes radiales est la somme des projections des composantes horizontales et verticales du vent sur l'axe du sodar considéré. Si nous désignons par OX et OY les orientations des plans verticaux du sodar 1 et 2 , on peut donc reconstituer pour chaque altitude les composantes horizontales  $u_1$  et  $v_1$  du vent dans les directions OX et OY. Cependant, du fait de l'inclinaison  $\theta$  des sodars A et B , la vitesse verticale  $w$  correspond à une altitude  $z$  tandis que les composantes  $u_r$  et  $v_r$  mesurées dans la même porte de distance correspondent à l'altitude  $z' = z \cos \theta$  . Il convient donc de reconstituer par une interpolation les valeurs des composantes verticales  $w'$  du vent aux altitudes  $z'$  correspondant aux niveaux mesurés par les sodars inclinés. En outre, on peut considérer que les trois sodars mesurent "simultanément" le même phénomène dans la mesure où l'on suppose que celui-ci présente une dimension horizontale supérieure à l'écartement des lobes d'antennes. Moyennant ces deux hypothèses, on peut écrire :

$$\left. \begin{aligned} u_A &= (u_r - w' \cos \theta) / \sin \theta \\ v_A &= (v_r - w' \cos \theta) / \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.4})$$

On a aussi :

$$u_1 = \vec{V} \cdot \vec{X}$$

$$v_1 = \vec{V} \cdot \vec{Y}$$

où  $\vec{V}$  est le vecteur vitesse horizontal ;  $\vec{X}$  et  $\vec{Y}$  les vecteurs unitaires sur  $OX$  et  $OY$ . Les sodars inclinés ayant leurs azimuts distants de  $120^\circ$ , on en déduit aisément les composantes cartésiennes  $u$  et  $v$  du vent dans le repère orthomé  $Oxyz$  où  $\vec{Ox}$  est la direction Ouest-Est et  $\vec{Oy}$  celle du Nord (fig.22), soit :

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{-u_1 \sin(\alpha - 30^\circ) + v_1 \cos \alpha}{\cos 30^\circ} \\ v &= \frac{u_1 \cos(\alpha - 30^\circ) + v_1 \sin \alpha}{\cos 30^\circ} \end{aligned} \right\} \text{(III.5)}$$

où  $\alpha$  désigne l'azimut du sodar 1 par rapport au Nord.

Grâce aux équations (III.2), (III.3), (III.4) et (III.5) on peut déterminer la vitesse  $V$  du vent ainsi que sa direction  $\Phi$ , soit :

$$\left. \begin{aligned} V &= (u^2 + v^2)^{1/2} \\ \Phi &= \text{Arctg} \left( \frac{u}{v} \right) \end{aligned} \right\} \text{(III.6)}$$

où  $\Phi = 0^\circ$  correspond à un vent du Nord

et  $\Phi = 90^\circ$  définit un vent d'Est

#### Applications aux mesures effectuées au Centre d'Essais des Landes

Durant cette campagne de mesures, la géométrie des aériens était telle que

$\alpha = 120^\circ$  et  $\theta = 30^\circ$ , ce qui donne :

$$u = \frac{-2u_1 - v_1}{\sqrt{3}}$$

$$v = v_1$$

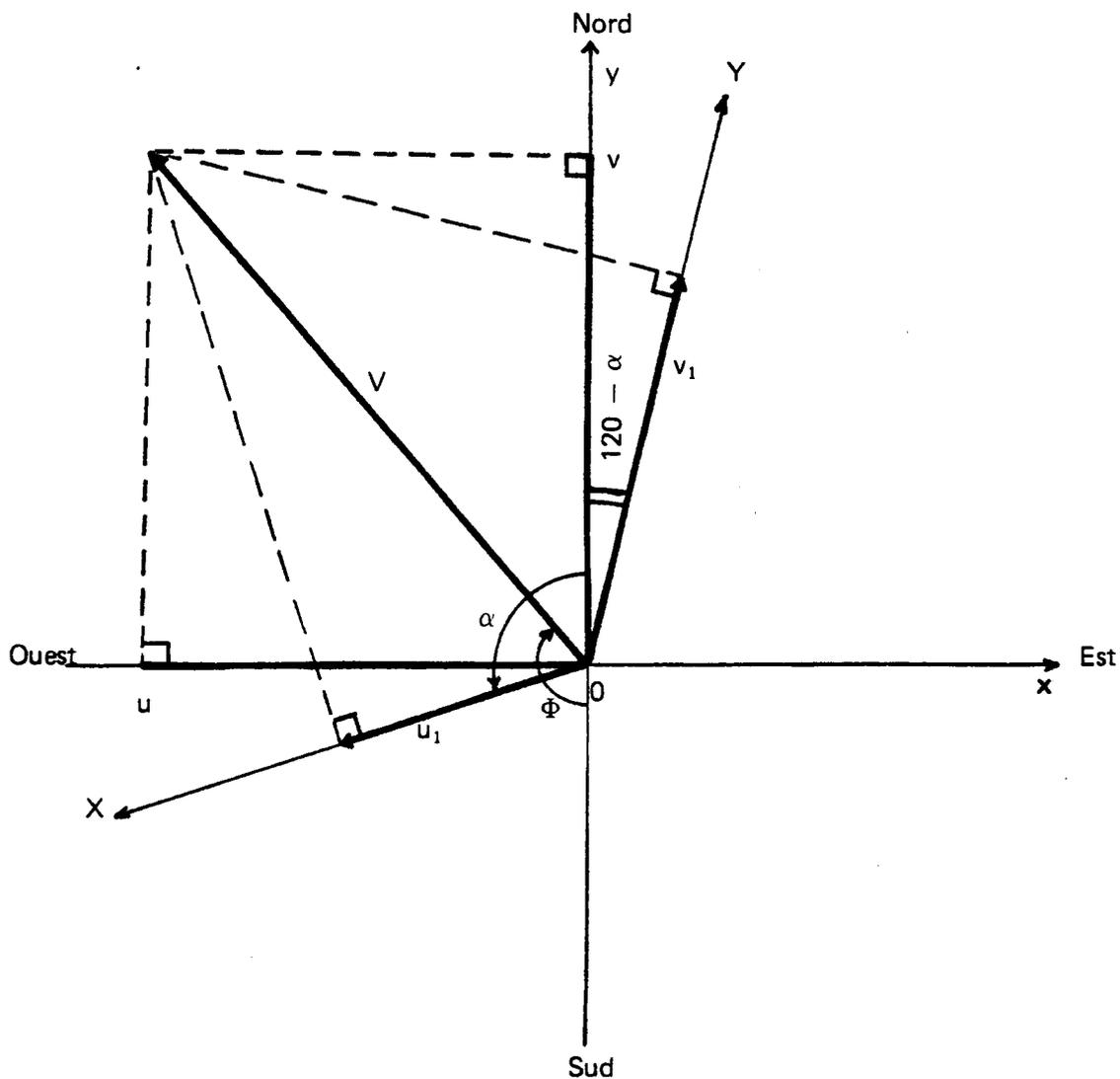


Fig. 22 - REPRESENTATION VECTORIELLE DE LA VITESSE DU VENT DANS LE PLAN HORIZONTAL.

- $u_1, v_1$  = composantes du vent suivant  $OX, OY$
- $u, v$  = composantes S-N et O-E.
- $V$  : vitesse du vent
- $\Phi$  : direction du vent
- $\alpha$  : azimut du sodar oblique 1.

soit :

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \frac{-2(2u_r + v_r)}{\sqrt{3}} + 3w' \\ v &= 2v_r - \sqrt{3}w' \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.7)}$$

Les relations (III.2), (III.3), (III.4), (III.7), et (III.6) nous permettent de calculer les vitesses moyennes du vent dont nous présentons maintenant la première méthode de détermination.

### III. 3 - La détermination des profils "médiants" (lère méthode)

Le but de cette étude est de dégager une méthode simple de détermination d'un profil moyen de vent à partir des mesures instantanées par sodar Doppler. Nous verrons ensuite les limites de cette méthode à partir des comparaisons que nous avons effectué avec des moyens classiques de mesure de vent.

#### a) L'obtention des composantes du vent "médiants"

Il ne s'agit pas ici de moyenne sur les profils instantanés que l'on peut déduire de chaque mesure, mais d'un profil "médiants" obtenu à partir des valeurs "médiannes" des dérives  $\Delta f$  de chaque sodar et pour chaque porte. Pour cela on dispose, si on veut obtenir un profil "médiants" sur 5 à 10 m, d'une série de 50 ou 100 valeurs de  $\Delta f$  pour chaque sodar et chaque altitude et on procède comme suit :

- On forme une distribution en ordonnant les dérives Doppler mesurées par valeurs croissantes en affectant le numéro d'ordre 1 à la plus faible dérive et N à la plus forte, où N représente le nombre de bonnes valeurs de la série. On prend alors pour valeur caractéristique, la valeur médiane (numéro d'ordre N/2) de cette distribution. Cette méthode a pour avantage de rejeter les dérives trop faibles ou trop fortes aux extrémités de cette distribution ; notons par ailleurs que cette distribution est assez symétrique ; un exemple de distribution des Dopplers pour le sodar 1 est représenté par le tableau 6 , où l'on a porté les valeurs des Dopplers correspondant aux numéros d'ordre suivants : N/10 , N/4 , N/2 (médiane), 3N/4, 9N/10 et pour chaque altitude. On a représenté aussi sur ce tableau les écarts de Dopplers par rapport à la médiane.

Alti- tude (m)	nb va- leurs N	Valeurs des dérives Doppler (Hz) cor- respondant aux numéros d'ordre ci- dessous					Ecart des dérives par rapport à la valeur médiane (Hz)			
		N/10	N/4	N/2 Médiane	3N/4	9N/10	$\Delta_{N/2 - N/4}$	$\Delta_{\frac{3N}{4} - \frac{N}{2}}$	$\Delta_{N/2 - N/10}$	$\Delta_{\frac{9N}{10} - \frac{N}{2}}$
39	97	-12	- 9	- 6	- 3	- 1	3	3	6	5
73	100	-5	- 4	- 2	- 1	- 1	2	1	3	1
107	100	-13	- 9	- 4	- 1	0	5	3	9	4
141	98	-14	-10	- 4	- 1	1	6	3	10	5
175	99	-17	-13	- 7	- 2	0	6	5	10	7
209	99	-21	-16	- 10	- 3	- 1	6	7	11	9
243	98	-20	-18	- 9	- 5	- 2	9	4	11	7
277	97	-23	-20	- 14	- 8	- 6	6	6	9	8
311	87	-23	-19	-16	-10	- 7	3	6	7	9
345	84	-22	-20	-15	-10	- 7	5	5	7	8
379	83	-25	-21	-17	-11	- 7	4	6	8	10
413	77	-24	-21	-17	-14	- 10	4	3	7	7
447	72	-23	-21	-16	-12	-10	5	4	7	6
481	72	-24	-20	-17	-13	-10	3	4	7	7
515	61	-23	-21	-17	-15	-12	4	2	6	5

Tableau 6. Valeurs et écarts des dérives Doppler par rapport à la médiane (numéro d'ordre N/2) correspondant aux numéros d'ordre N/10, N/4, 3N/4 et 9N/10 d'une distribution de N dérives mesurées par le sodar oblique 1. (Les valeurs des dérives étant définies au chiffre supérieur près, les écarts sont donc déterminés à 1 Hz près).

CEL 24/10/74 - 15.07 - 15.21 TL.

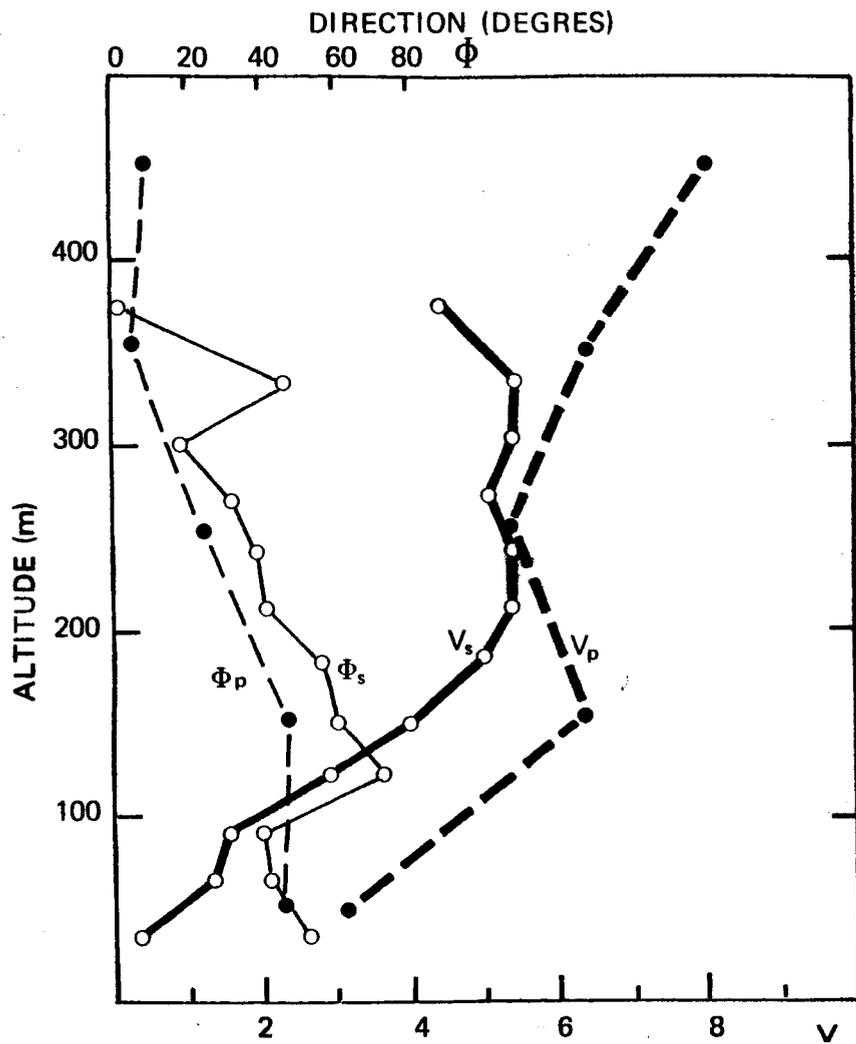
- On obtient ainsi pour la période considérée, les profils de dérives Doppler de chaque sodar. A partir de ceux-ci et des relations (III.2), (III.3), (III.7) et (III.6), on déduit les vitesses horizontale et verticale ainsi que la direction du vent en fonction de l'altitude. Il nous est alors facile de reconstituer par interpolation linéaire un profil de vent par pas de 20 m, à partir des vitesses mesurées dans chaque porte d'analyse distante de 17 m ou 34 m.

b) Comparaison des profils "médiants" avec les profils obtenus par des moyens classiques.

Pour évaluer l'efficacité de la méthode de détermination d'un profil que nous venons de présenter, il faut comparer les profils ainsi obtenus à ceux fournis par des moyens classiques : pour cela, on a effectué simultanément des mesures de vent par ballon pilot (suivi par théodolite) et par des anémomètres fixés sur mât à 40,60,80 et 100 m au-dessus du sol. Nous disposons ainsi de 16 profils de vent obtenus simultanément par sodar et par ballon pilot. Nous en avons représenté 8 particulièrement caractéristiques sur les figures 23 (a à h) qui suggèrent les conclusions suivantes :

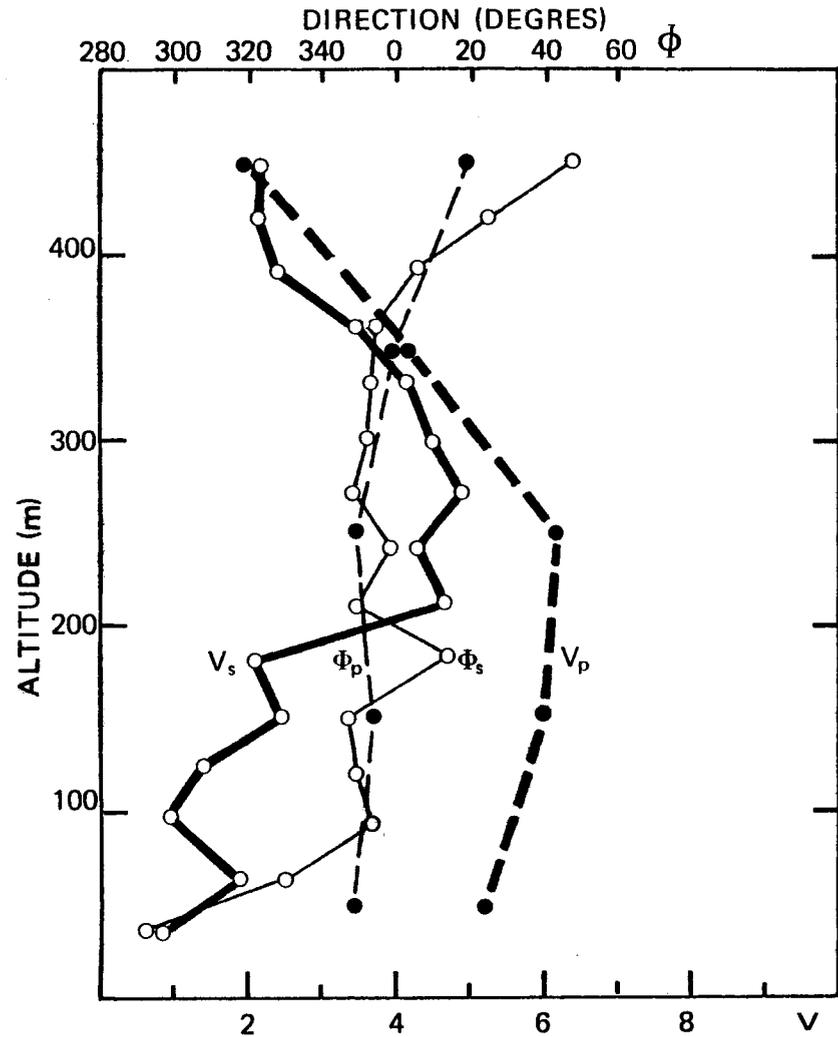
-au-dessous de 200 m environ pour cette campagne de mesures au C.E.L, les mesures de vitesse sont souvent perturbées par les échos fixes centrés sur  $f_0$  et l'estimation de la fréquence moyenne  $\bar{f}$  du signal reçu est bien entendu influencée par la présence de ces échos fixes. Nous verrons dans le paragraphe suivant que, même lorsque l'enregistrement est perturbé par de tels échos fixes, il est possible d'en minimiser les effets.

- au-dessus de 200 m où les échos fixes disparaissent, les vitesses mesurées par pilot et par sodar s'accordent assez bien de même que les directions. Nous avons confirmation de ce fait sur les figures 24 a et b où la majeure partie des points du diagramme de dispersion représentant 16 profils comparés au-dessus de 200 m, est proche de la diagonale. Les grands écarts que l'on observe dans certains cas entre les vitesses et les directions mesurées par pilot et par sodar



VITESSE (ms<sup>-1</sup>)  
 C.E.L. 24.10.74 – Sodar : 10.14 - 10.21 TL  
 Pilot : 10.15 TL

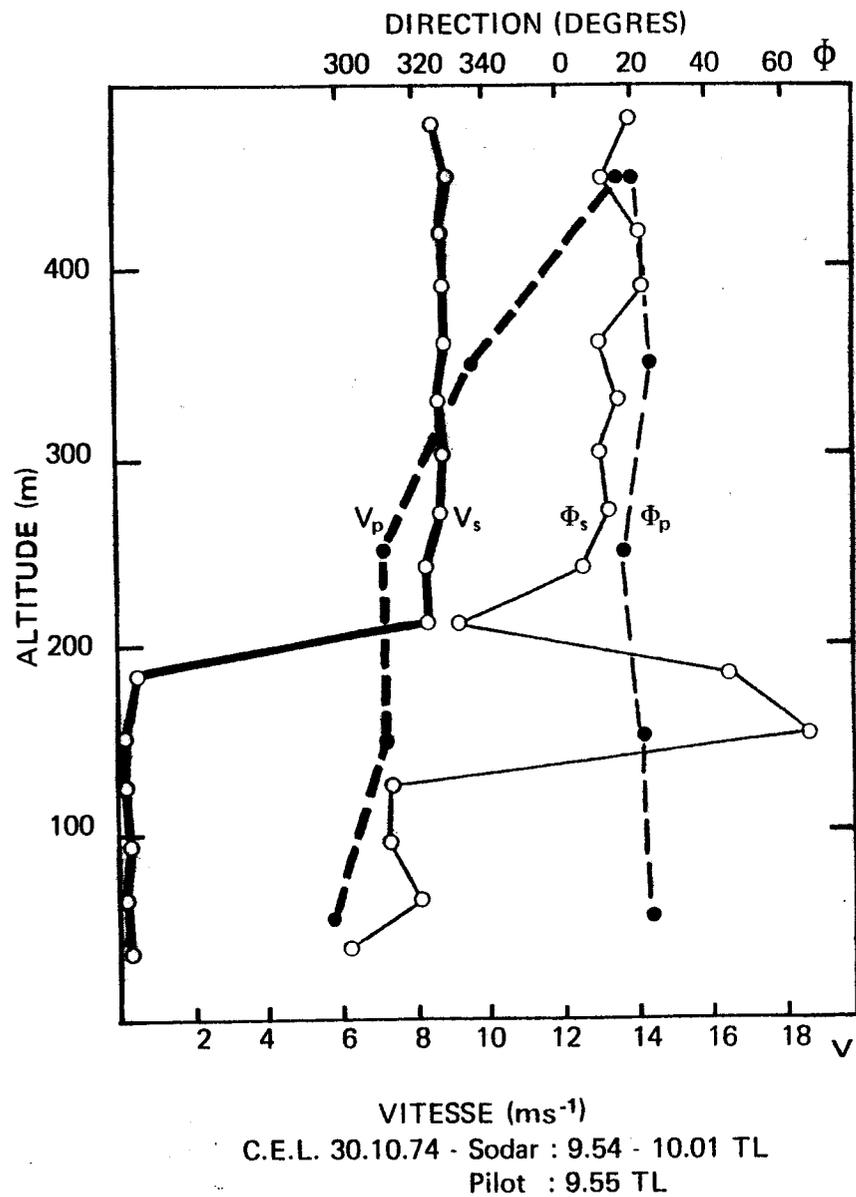
(a)



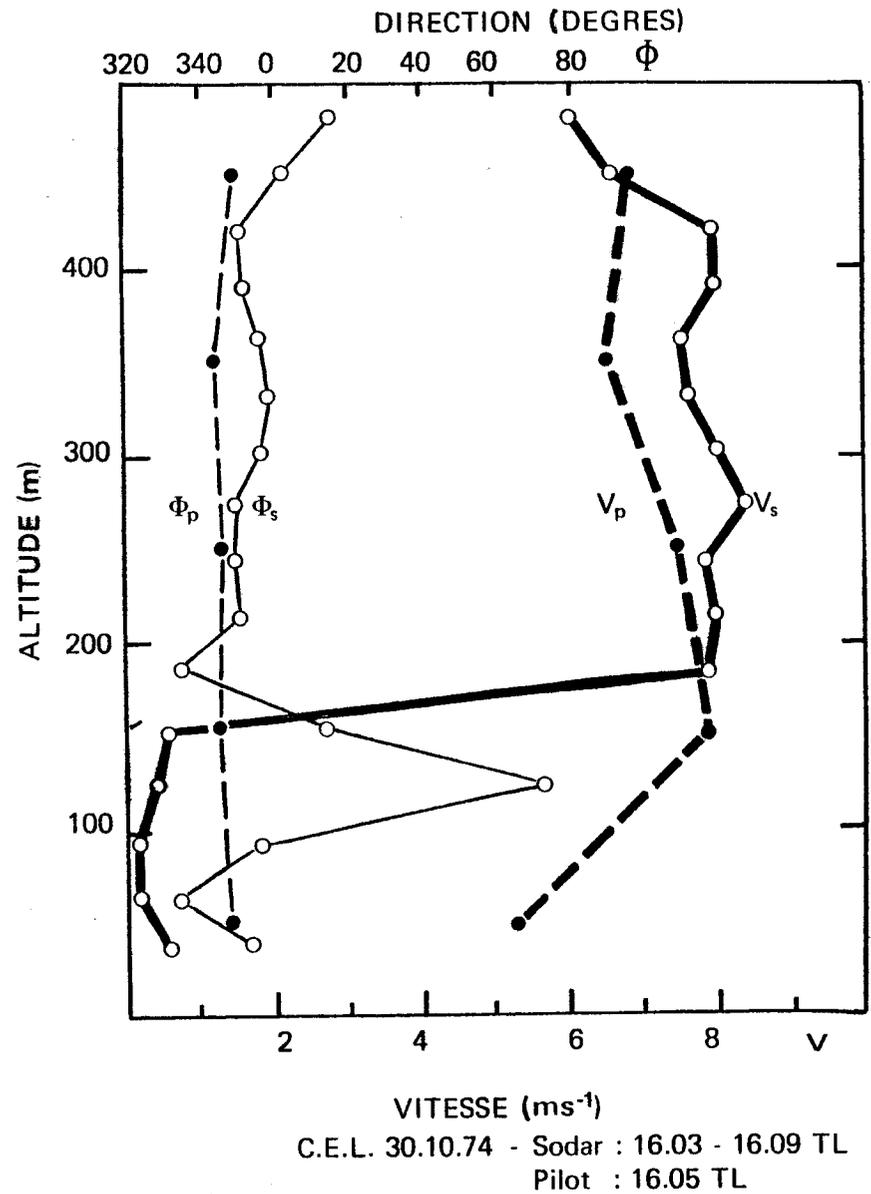
VITESSE (ms<sup>-1</sup>)  
 C.E.L. 24.10.74 – Sodar : 16.12 - 16.18 TL  
 Pilot : 16.15 TL

(b)

Fig. 23 - COMPARAISON DES PROFILS DE VENT OBTENUS SIMULTANEMENT  
 PAR LE SODAR ( $V_s$ ,  $\Phi_s$ ) ET PAR LE PILOT ( $V_p$ ,  $\Phi_p$ ) - LES PROFILS  
 SODAR SONT DEDUITS DE LA MEDIANE DES DERIVES DOPPLER.

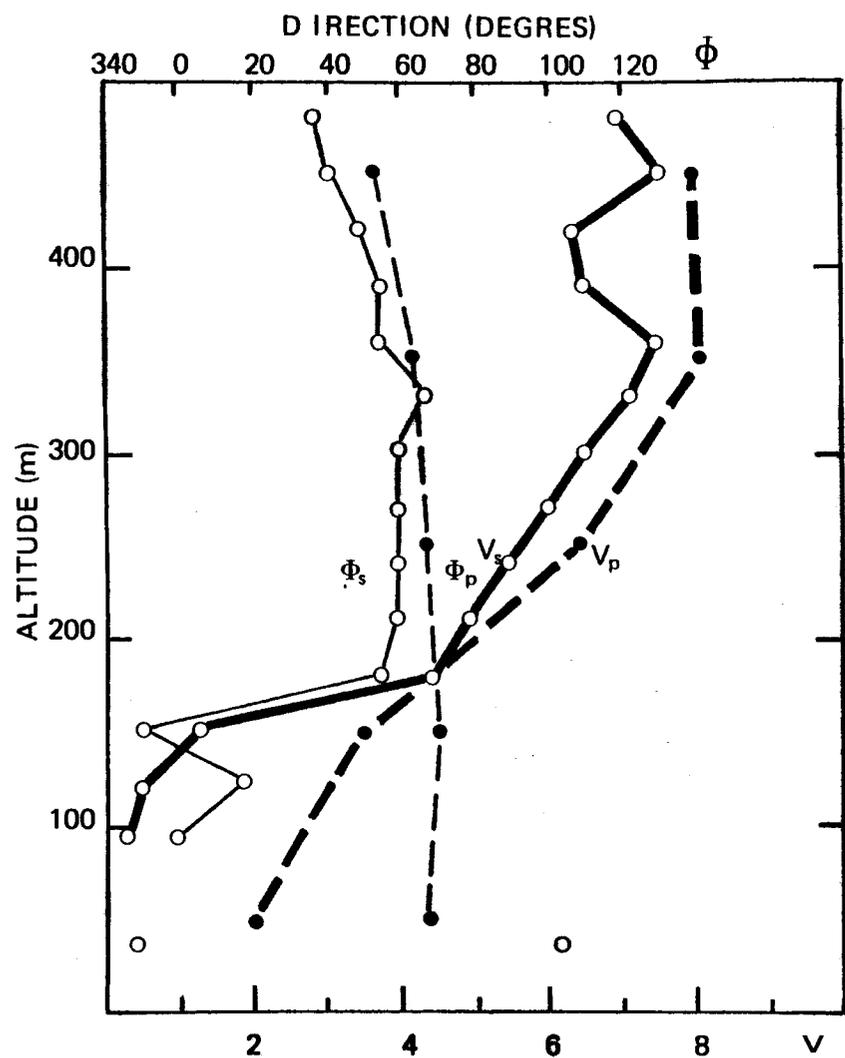


(c)

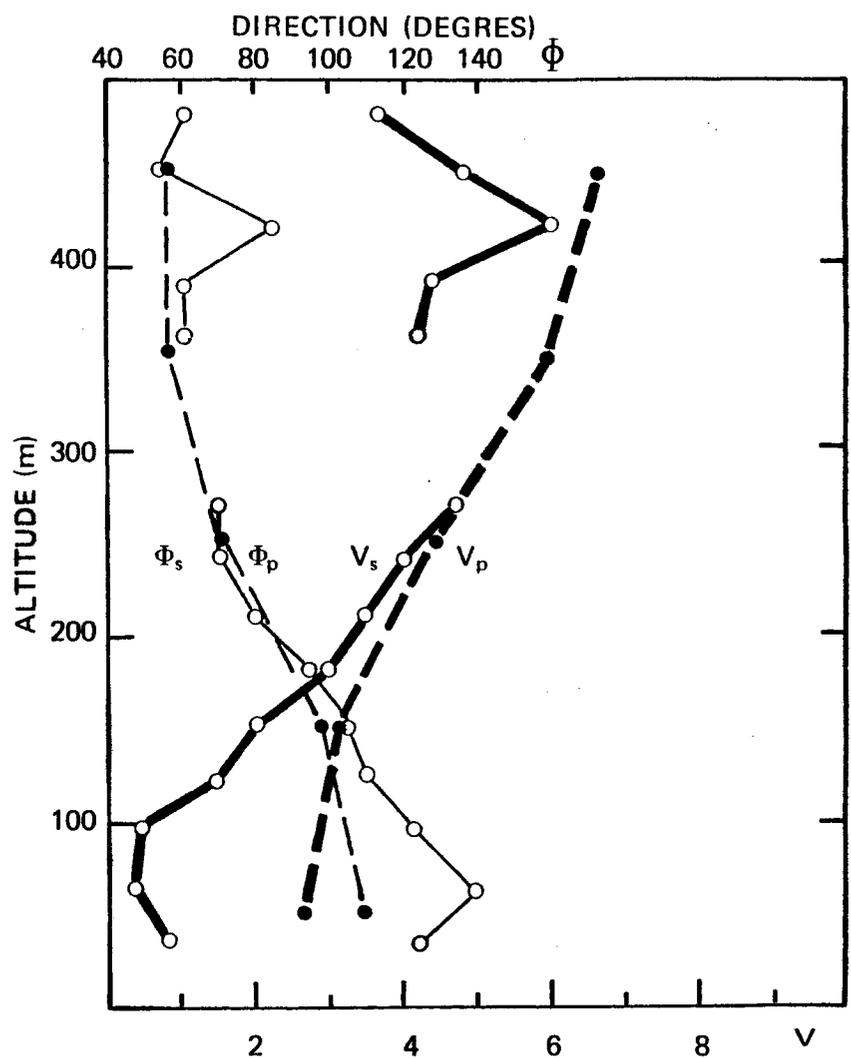


(d)

Fig. 23

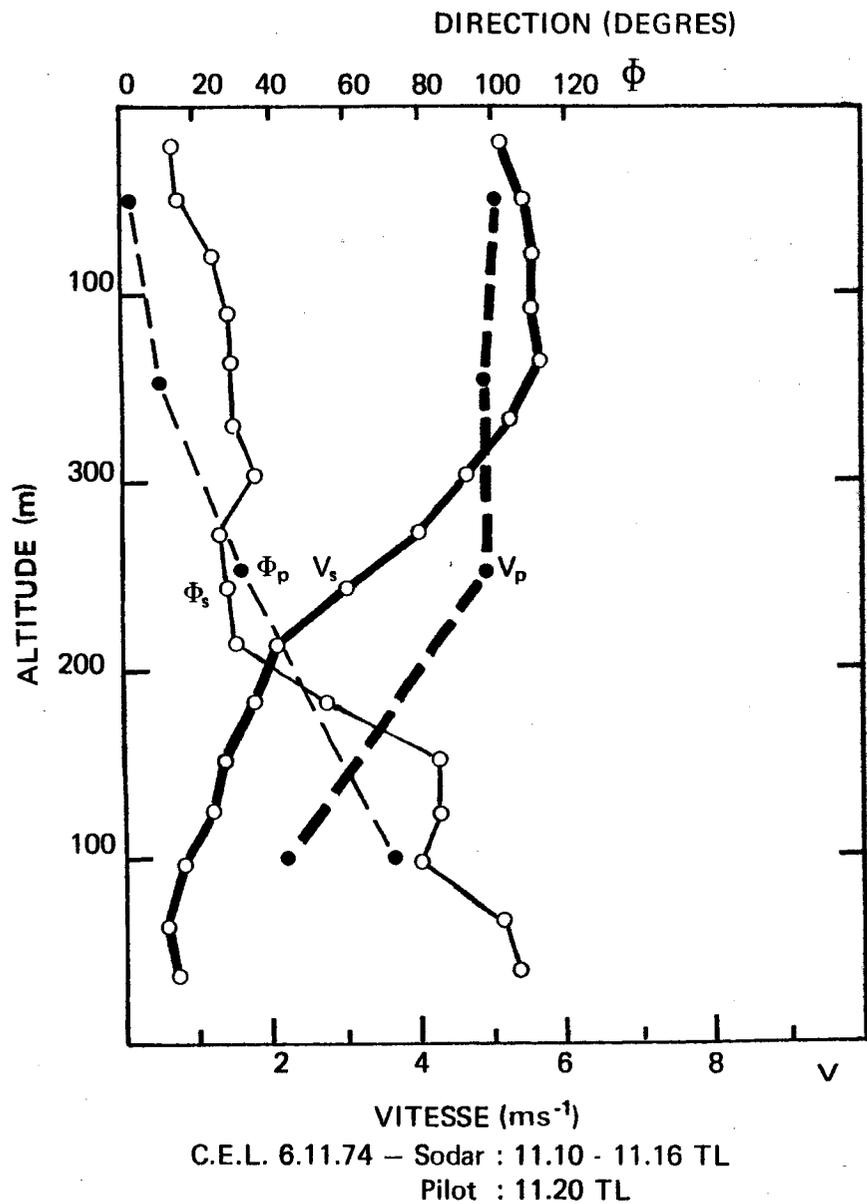


VITESSE (ms<sup>-1</sup>)  
 C.E.L. 5.11.74 - Sodar : 9.40 - 9.47 TL  
 Pilot : 9.45 TL  
 (e)

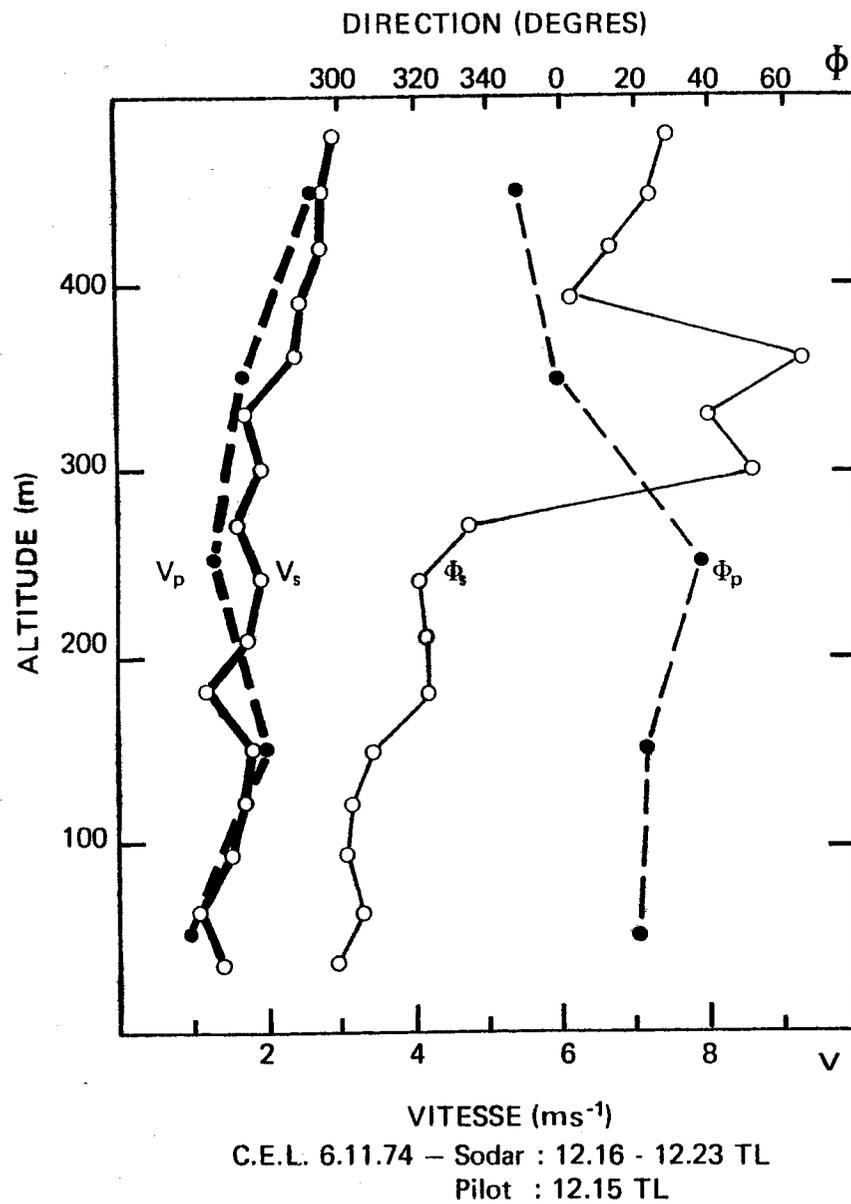


VITESSE (ms<sup>-1</sup>)  
 C.E.L. 5.11.74 - Sodar : 11.20 - 11.26 TL  
 Pilot : 11.20 TL  
 (f)

Fig. 23



(g)



(h)

Fig. 23

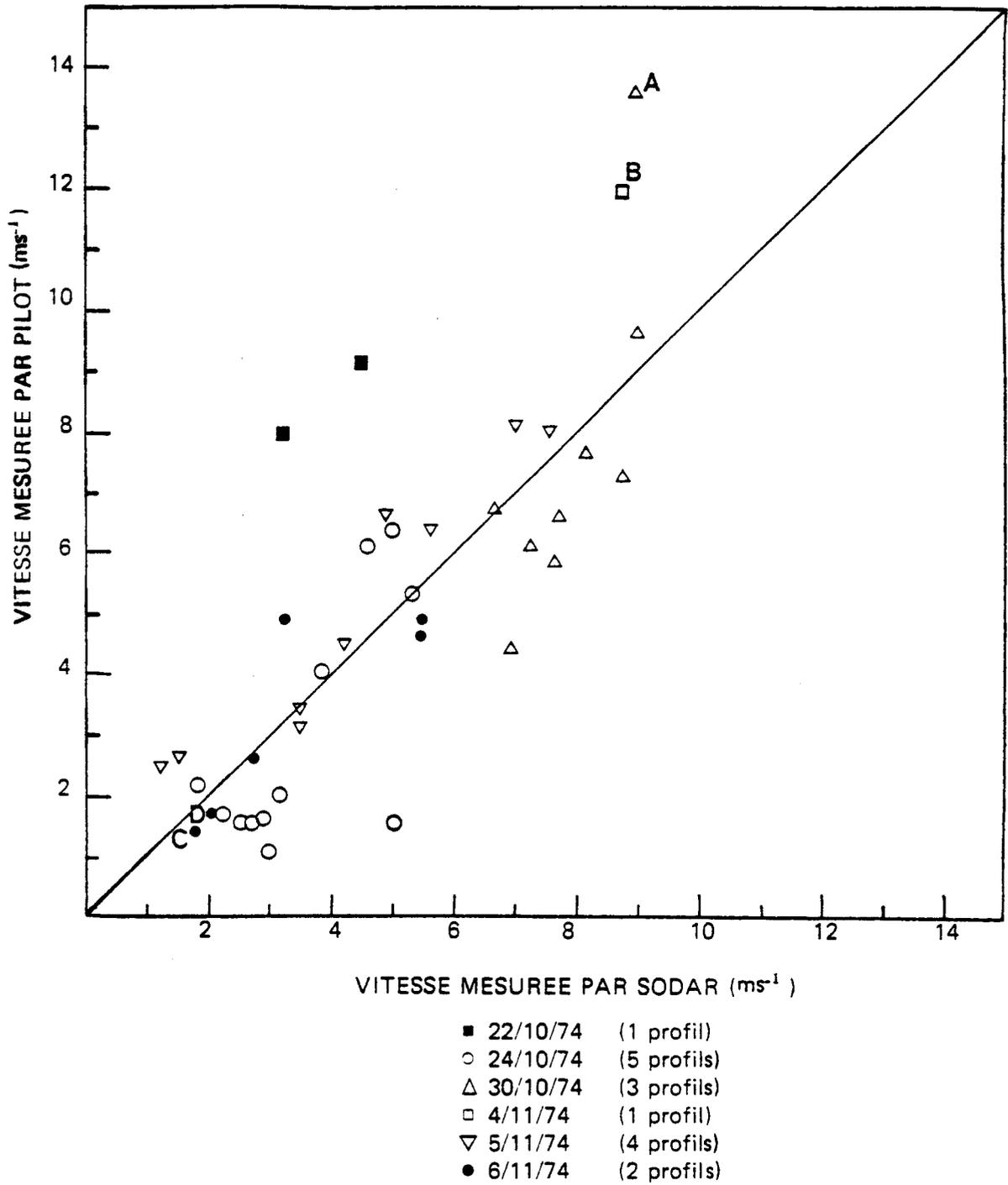
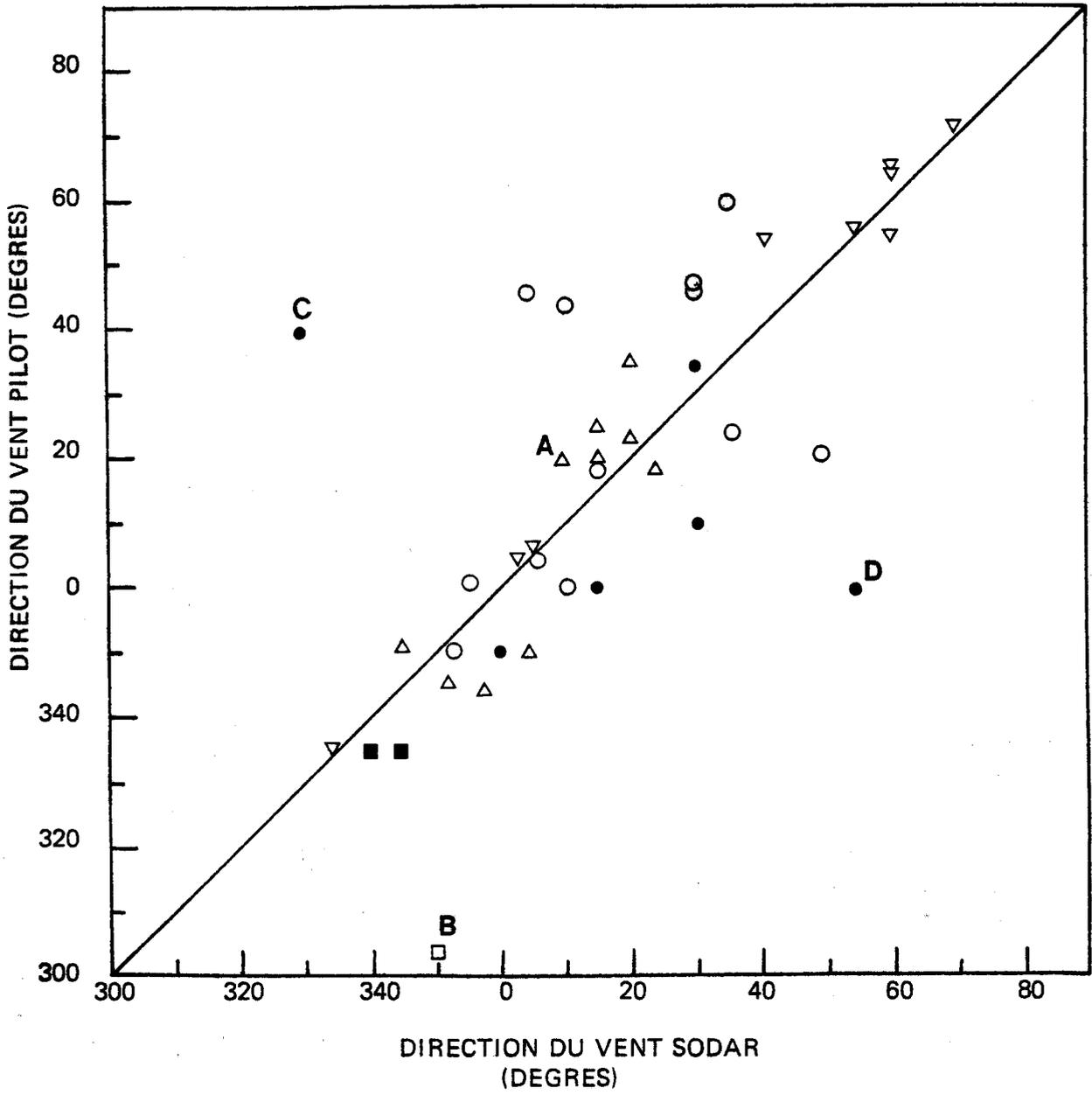


Fig. 24 - COMPARAISON DES MESURES DE VENT OBTENUES SIMULTANEMENT  
PAR SODAR ET PAR PILOT AU-DESSUS DE 200 METRES  
(a) VITESSE ; (b) DIRECTION - Les profils sodars sont déduits  
de la médiane des dérives Doppler - CEL 1974



(b)

Fig. 24

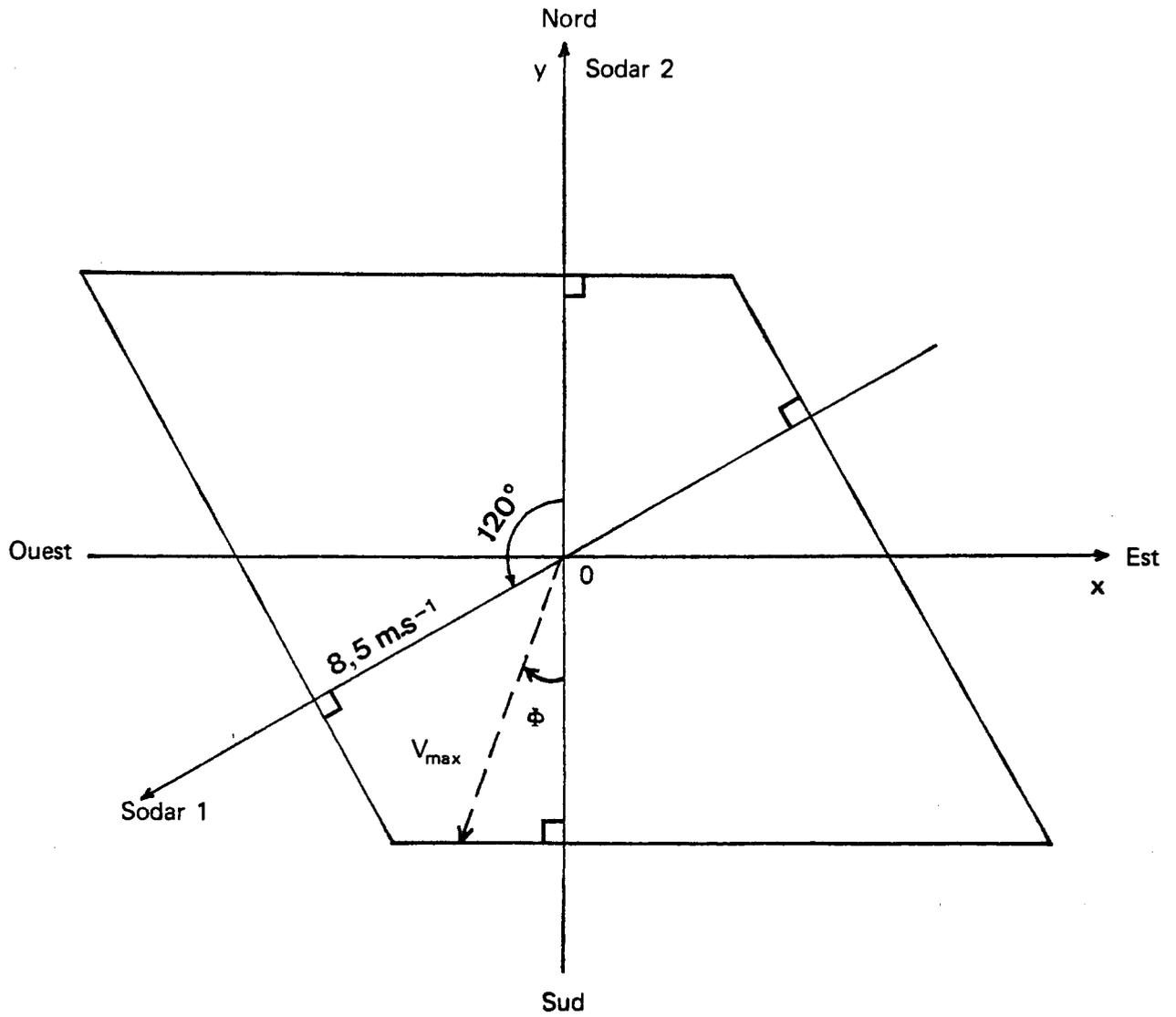
s'expliquent de trois façons :

1°) Lorsque la vitesse du vent est forte, l'écart observé en direction comme en vitesse est imputable au sodar. En effet, nous avons utilisé pour cette campagne de mesure au CEL un filtre dont la largeur totale de 100 Hz pour une fréquence d'émission de 2 000 Hz permet de mesurer une vitesse horizontale maximale de  $8,5 \text{ ms}^{-1}$  sur chaque sodar oblique. Connaissant l'orientation des deux sodars inclinés, on peut déterminer la vitesse maximale du vent, que l'on a pu mesurer lors de cette campagne, en fonction de la direction du vent. La figure 25 représente le domaine des vitesses mesurables par le sodar ; la vitesse maximale que l'on peut mesurer en fonction de la direction apparente du vent est représentée par la figure 25 bis. Les points de mesure A et B des figures 24 a et b illustrent bien ce cas limite du sodar : on voit en effet que pour les directions apparentes mesurées ( $10^\circ$  et  $350^\circ$ ) le sodar ne peut mesurer des vitesses supérieures à  $9 \text{ ms}^{-1}$  alors que le pilot donne respectivement  $13,5 \text{ ms}^{-1}$  et  $12 \text{ ms}^{-1}$ . Insistons bien sur le fait que cette limitation provient seulement du fait que nous avons utilisé un filtre de 100 Hz à la réception. Un filtre de 200 Hz est également incorporé à l'appareil, mais ne connaissant pas au moment des mesures la vitesse du vent en altitude nous avons omis de le mettre en service. Cela souligne l'intérêt qu'il y a à déterminer en temps réel le profil de vent.

2°) Les gros écarts observés en direction et illustrés par les points de mesure C et D des figures 24 a et b s'expliquent par le fait que la vitesse mesurée par le sodar est faible et dans ce cas on sait expérimentalement que le vent ne présente pas de direction privilégiée, ce que l'on constate d'ailleurs sur les mesures par ballon pilot.

3°) Les autres écarts observés tant en vitesse qu'en direction sont probablement imputables au pilot, comme c'est le cas notamment des points de mesure du 22/10/74 et du 24/10/74, où la vitesse est très variable au cours du temps. Cette variabilité temporelle du vent est illustrée par la figure 26 obtenue à partir des données sodar ; comme le pilot mesure une vitesse quasi-instantanée moyennée sur une tranche de 100 m d'épaisseur, il risque de déterminer une vitesse faussée par les fluctuations du vent.

En conclusion, on peut considérer que le sodar Doppler est tout à fait adapté à la mesure des profils de vent dans les premières centaines de mètres de



**Fig. 25. DOMAINE DES VITESSES MESUREES PAR LE SODAR DANS LES CONDITIONS DU CEL ET POUR  $f = 2000 \text{ Hz}$ . La composante horizontale maximale mesurée à cette fréquence sur les sodars obliques 1 ou 2 est de  $8,5 \text{ ms}^{-1}$ .**

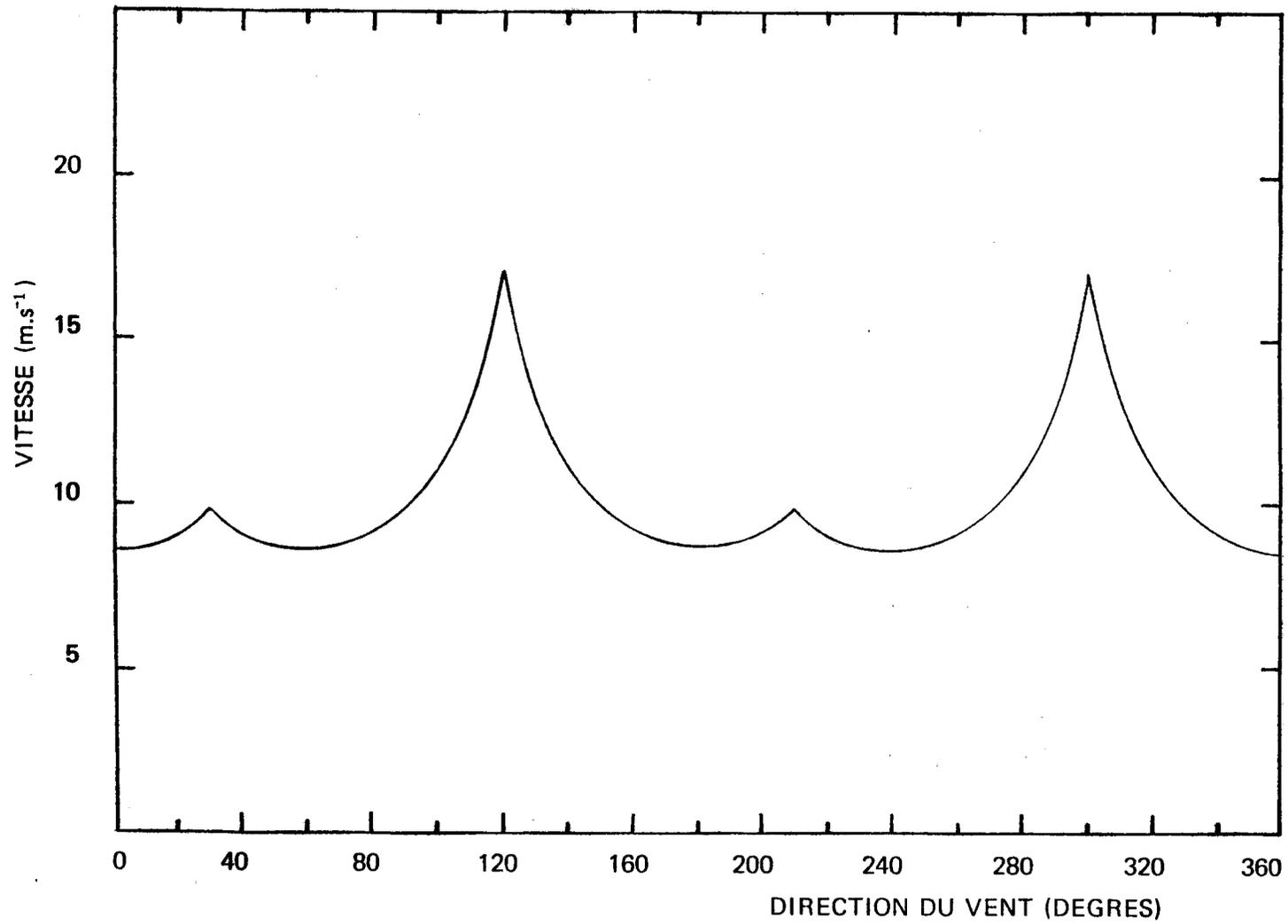


Fig. 25 bis - VITESSE HORIZONTALE MAXIMALE MESUREE PAR LE SODAR (f = 2000 Hz).CEL 1974.

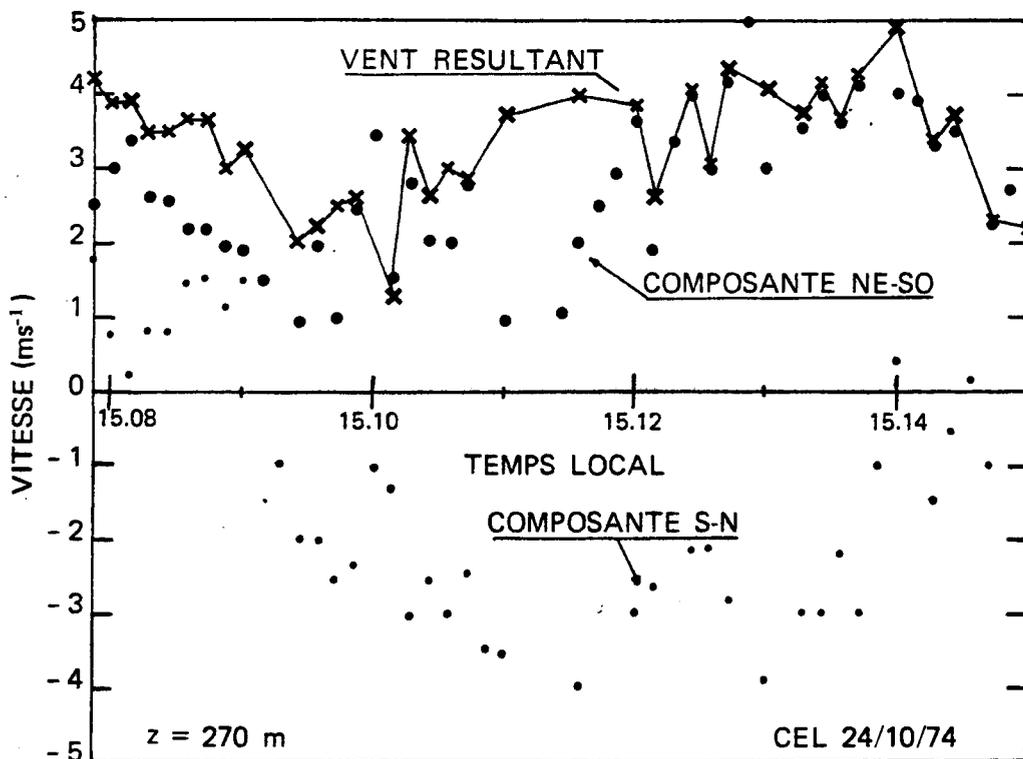
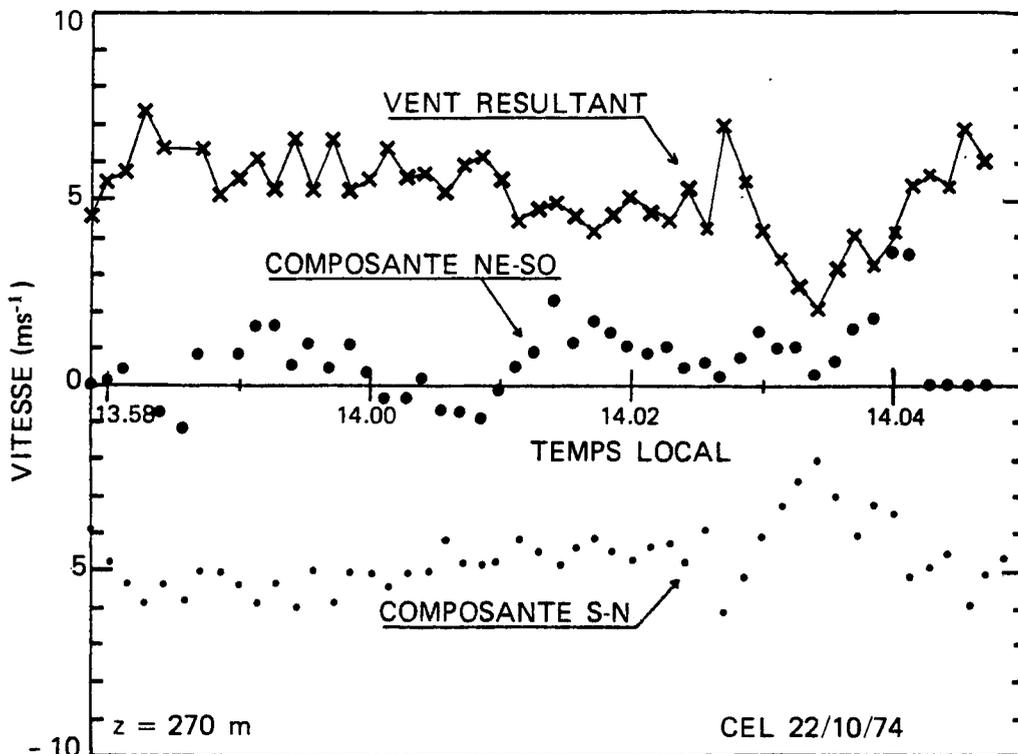


Fig. 26. VARIATION TEMPORELLE DU VENT. Les composantes NE-SO et S-N sont obtenues à partir des mesures effectuées respectivement par les sodars obliques 1 et 2, moyennées sur 8 secondes ; la vitesse verticale a été négligée ( $< 0,5 \text{ ms}^{-1}$ ).

de l'atmosphère. Les erreurs manifestes que nous avons signalées sont dues soit à l'usage d'un filtre trop étroit (et il est facile d'y remédier à l'avenir), soit à la présence d'échos fixes. Il est très souhaitable d'éviter au maximum la présence de tels échos mais ce n'est pas toujours possible ; nous allons donc maintenant présenter la seconde méthode permettant de corriger leur effet sur la mesure du vent.

#### III. 4. La détermination des profils "moyens" (2ème méthode).

L'enseignement que l'on peut tirer des résultats précédents est que si l'on veut effectuer une mesure correcte de vent, il faut absolument séparer l'écho atmosphérique de l'écho fixe éventuel dont la fréquence est voisine de la fréquence centrale  $f_0$  du filtre. Afin de rendre cette séparation plus aisée nous n'allons plus utiliser une médiane des décalages Doppler observés sur chaque sodar, mais calculer sur le même intervalle de temps un spectre moyen dont nous allons présenter les principales caractéristiques. Nous verrons plus loin les corrections qui s'imposent lorsque la mesure est perturbée par les échos fixes.

##### a) L'obtention des composantes du vent "moyen".

En utilisant un spectre moyen, il est plus facile d'isoler sur ce spectre de variabilité réduite, le signal utile des raies parasites éventuelles (fig.27). On serait alors tenté d'appliquer la relation (III.1) qui nous permet de calculer la dérive Doppler du signal sur chaque sodar en fonction de l'altitude sans se préoccuper de la forme du spectre moyen. En réalité selon l'importance relative de l'écho fixe, ce spectre moyen peut se présenter de plusieurs manières différentes (fig.28):

- 1) Le spectre moyen présente un seul maximum (fig.28 a) dont la position par rapport à la fréquence centrale  $f_0$  ne présente aucune ambiguïté. Dans ce cas, la relation (III.1) donnant  $\bar{f}$  nous permet de déterminer sans problème la fréquence du signal.
- 2) Le spectre moyen présente toujours un maximum, mais voisin de la fréquence centrale  $f_0$  du filtre. Le problème est de connaître la nature de ce signal. Deux cas sont à examiner :

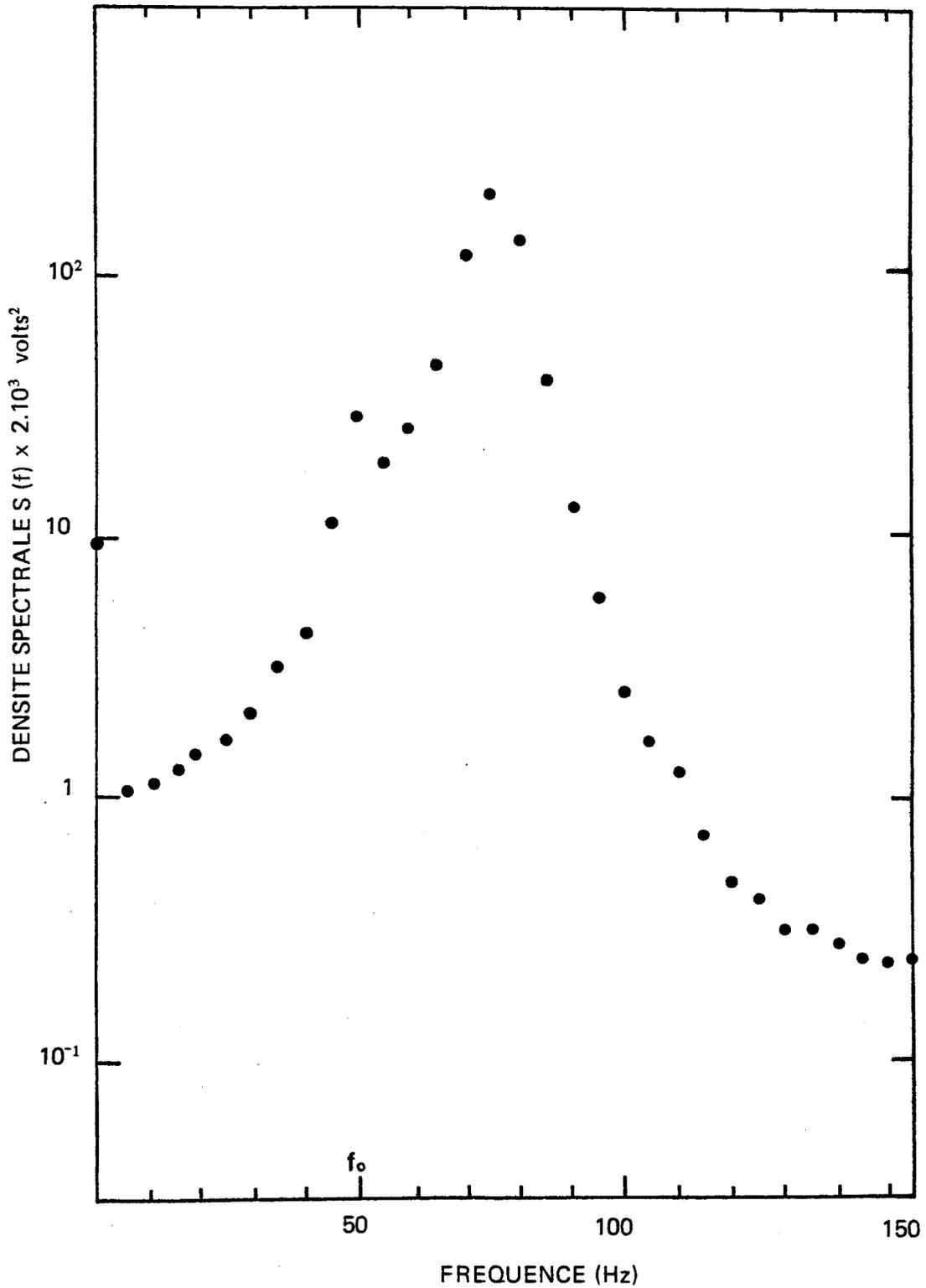


Fig. 27 - EXEMPLE DE SPECTRE MOYENNE SUR 100 IMPULSIONS  
(CEL - 26.10.74 - 9.51 - 9.54 TL ; distance 141 m)

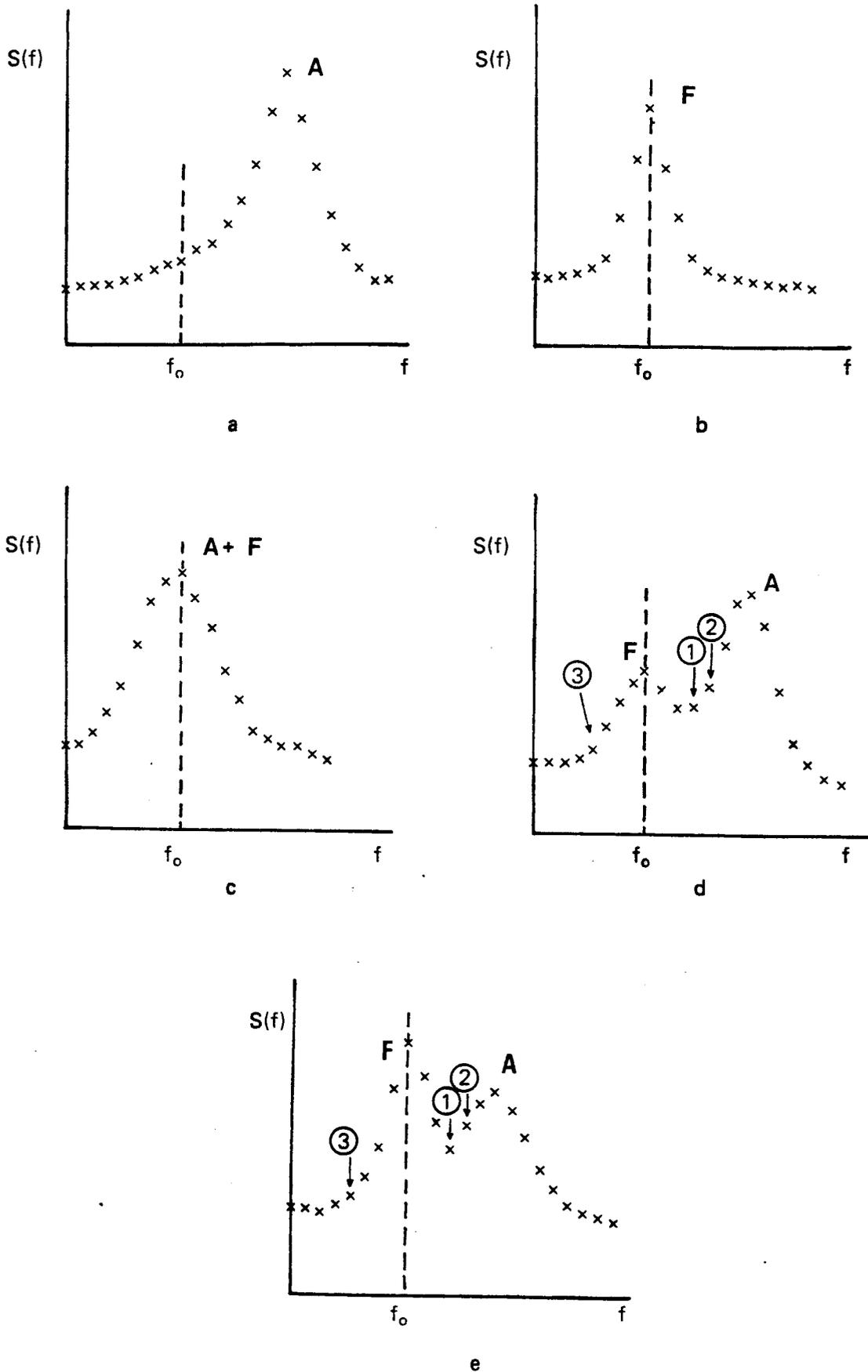


Fig. 28 - EXEMPLES DE SPECTRES RECUS PAR LE SODAR

$f_0$  fréquence centrale du filtre

**A** signal atmosphérique

**F** écho fixe

- si la largeur de ce pic est très étroite (fig.28b), il y a de fortes chances que l'écho reçu soit un écho fixe.

- si le spectre moyen est très élargi (fig.28 c) on peut considérer que le signal est un mélange d'écho atmosphérique et d'écho fixe. Nous verrons plus loin qu'il est possible de résoudre ce cas.

3) Le spectre moyen présente deux maximums bien distincts dont l'un centré en  $f_0$  représente l'écho fixe. On aura alors :

- soit une prédominance de l'écho atmosphérique (fig.28 d)
- soit une prédominance de l'écho fixe (fig.28 e).

Il est clair que, dans les cas 2 et 3, la recherche de la fréquence du signal est faussée par la présence des échos fixes et qu'il est nécessaire d'apporter au spectre moyen lui-même des corrections avant de rechercher la dérive Doppler du signal.

#### b) La correction des échos fixes.

Avant de décrire les méthodes de traitement que l'on applique au spectre moyen perturbé, il est nécessaire dans un premier temps d'estimer la largeur  $\sigma_0$  du pic entré en  $f_0$  car l'écho fixe présente un élargissement spectral maximal  $\sigma_M$  de l'ordre de 6 à 8 Hz . Pour cela on calcule la largeur  $\sigma_0$  de la gaussienne que l'on adapte à trois points du spectre dont l'un est centré en  $f_0$  . Connaisant la largeur approximative de ce pic, il est possible de choisir l'une des deux méthodes de traitement permettant de minimiser l'effet de l'écho fixe, méthodes que nous allons décrire maintenant ; nous verrons ensuite les cas de figure 28 auxquels ces méthodes sont appliquées :

- La première méthode est très simple et consiste à remplacer la valeur  $S(f_0)$  du spectre en  $f_0$  par la valeur  $S'(f_0)$  interpolée linéairement entre les deux valeurs de ce spectre situées de part et d'autre de  $f_0$  soit :

$$S'(f_0) = \frac{S(f_0 - \delta f) + S(f_0 + \delta f)}{2} \quad (\text{III.8})$$

où  $\delta f$  est le pas en fréquence du spectre considéré.

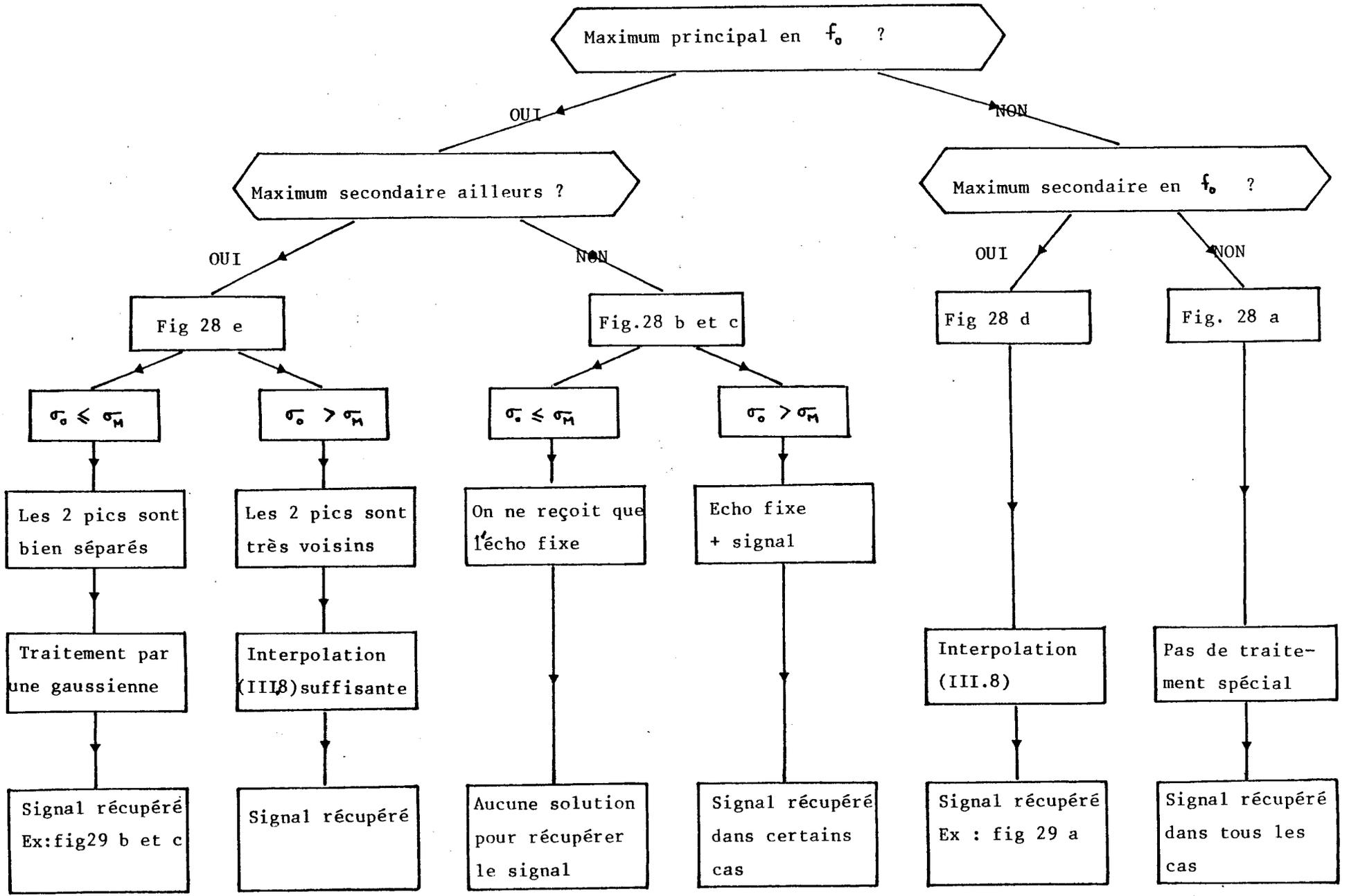
- la seconde méthode est plus rigoureuse et s'applique aux spectres présentant deux pics dont l'un est centré en  $f_0$ . On remplace les valeurs du spectre qui définissent l'enveloppe de l'écho fixe par les valeurs d'une gaussienne dont les caractéristiques sont définies par 3 points du spectre. Ces points sont choisis de telle sorte que la gaussienne adaptée soit continue à l'enveloppe du signal. Pour cela on utilise deux points successifs (1) et (2) situés entre les deux pics (fig. 28 d et 28 e) : (1) représente le minima existant entre ces deux pics (c'est l'intersection des enveloppes de ces deux pics) et (2) est le point contigu à ce minima situé du côté du signal ; le troisième point (3) qui doit avoir une valeur inférieure aux deux autres est le minima le plus proche de  $f_0$  s'il existe ou bien le point situé à environ 20 Hz de  $f_0$  et de l'autre côté de  $f_0$  par rapport aux deux autres points (fig 28 d et 28 e).

Ces deux méthodes de traitement ont été appliquées dans les 200 premiers mètres des sondages acoustiques effectués au CEL et l'organigramme ci-contre permet de voir plus clairement la méthode utilisée pour chaque type de spectre. La figure 29 a présente un cas où la première méthode (interpolation linéaire III.8) a été utilisée et a fourni des résultats très concluants. On trouve en effet :

$$\begin{aligned} \bar{f} = \bar{f}_1 &= 66 \text{ Hz} && \text{sans correction} \\ \bar{f} = \bar{f}_2 &= 69,5 \text{ Hz} && \text{avec correction} \end{aligned}$$

Les figures 29 b et 29 c montrent deux exemples où la deuxième méthode (traitement du spectre par une gaussienne) a été utilisée ; on trouve respectivement :

$$\begin{aligned} \bar{f} = \bar{f}_1 &= 50,5 \text{ Hz} && \text{et } 48,7 \text{ Hz} && \text{sans correction} \\ \bar{f} = \bar{f}_2 &= 84,7 \text{ Hz} && \text{et } 14,5 \text{ Hz} && \text{avec correction, qui sont les fréquences,} \\ &&&&& \text{recherchées.} \end{aligned}$$



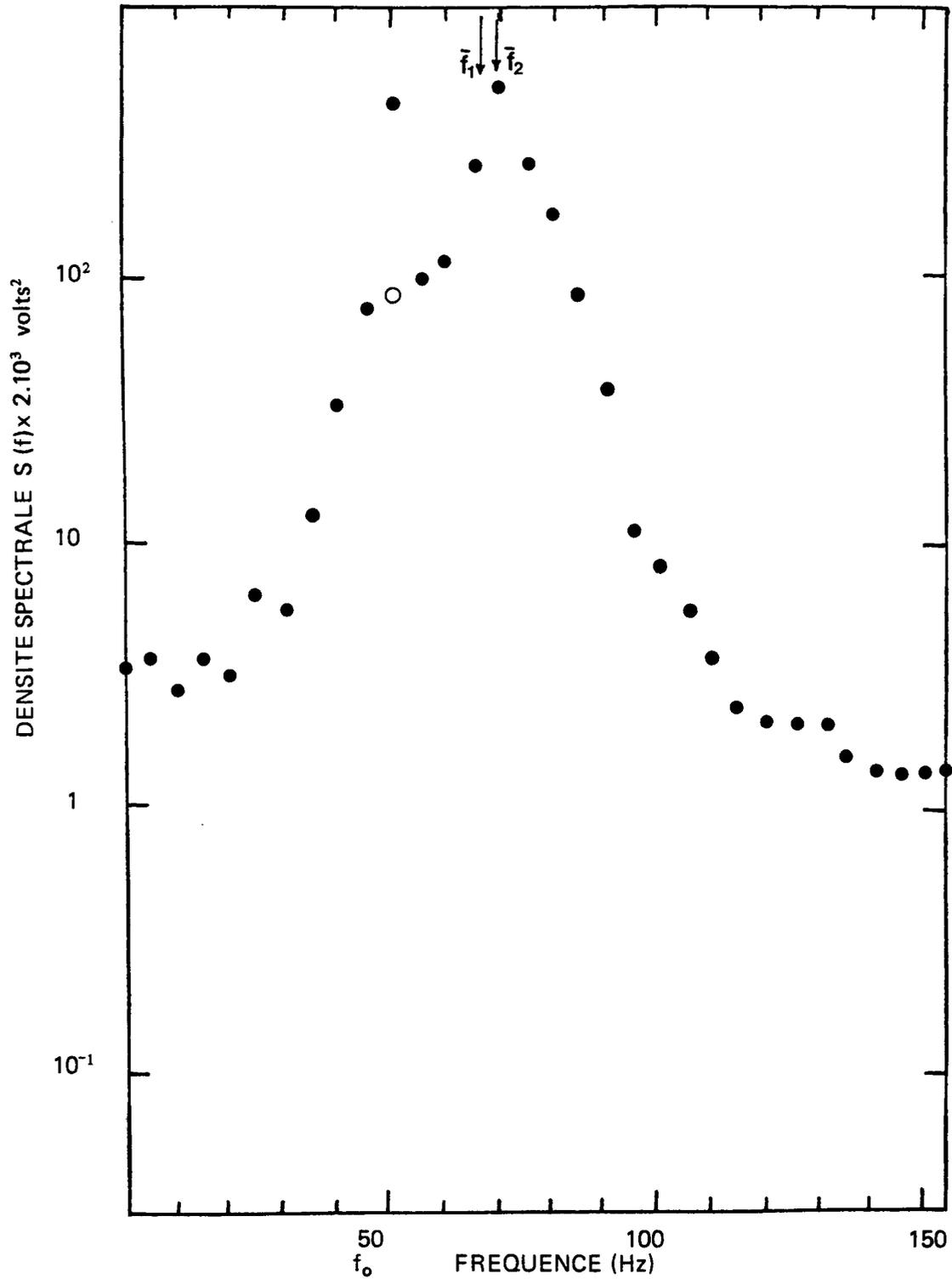


Fig. 29 a - EXEMPLE DE SPECTRE OU L'INTERPOLATION LINEAIRE (III.8)  
A ETE UTILISEE

(CEL- 22.10.74- 11.06 - 11.08 TL ; distance 73 m)

- spectre initial ( $\bar{f}_1 = 66 \text{ Hz}$ )
- spectre modifié ( $\bar{f}_2 = 69,5 \text{ Hz}$ )

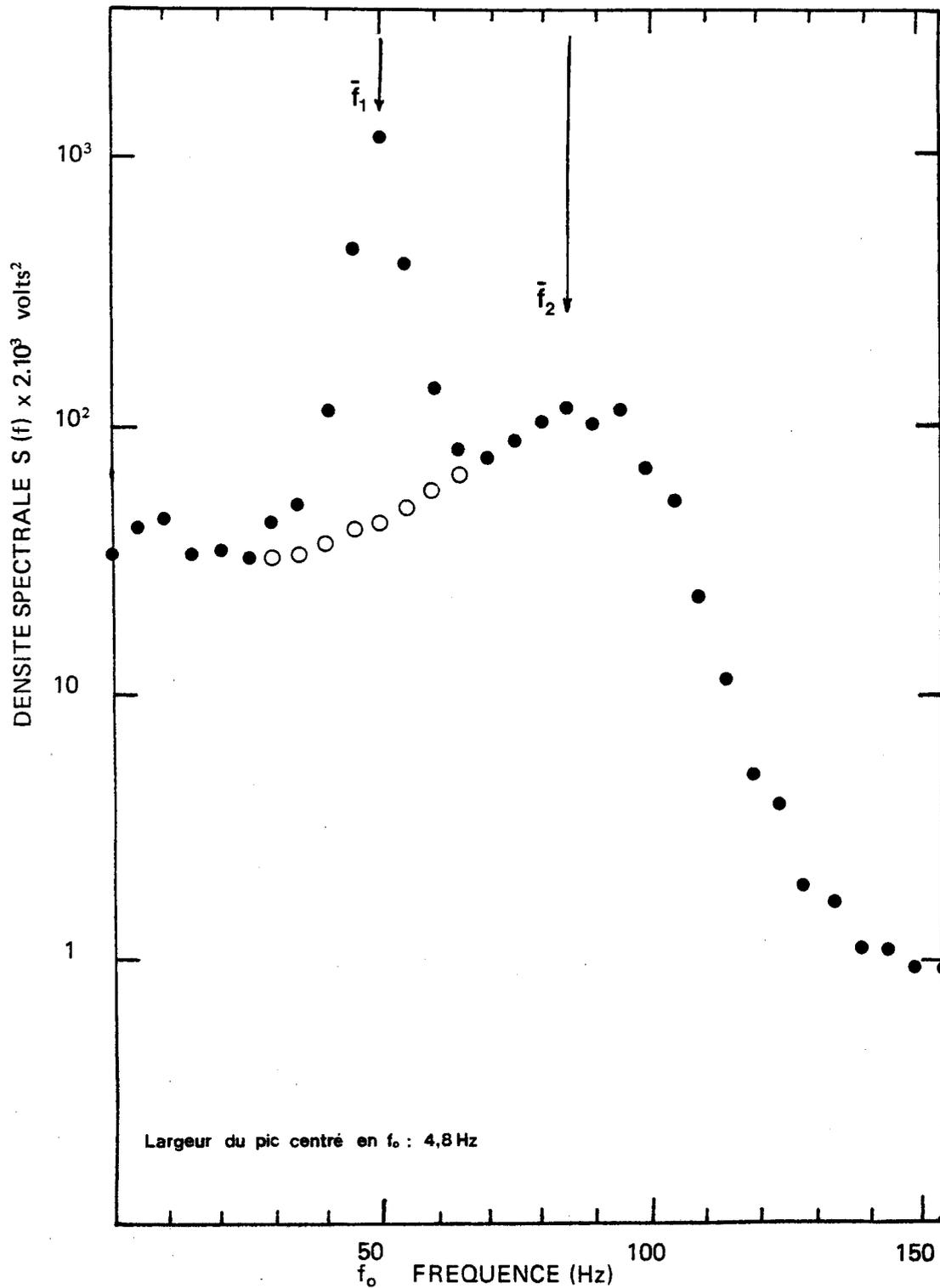


Fig. 29 b - EXEMPLE DE SPECTRE OU L'ELIMINATION DE L'ECHO FIXE  
PAR UNE GAUSSIENNE A ETE UTILISEE  
(CEL - 28.10.74 - 15.26 - 15.29 ; distance 39 m)  
● spectre initial ( $\bar{f}_1=50,5$  Hz)  
○ spectre modifié ( $\bar{f}_2=84,5$  Hz)

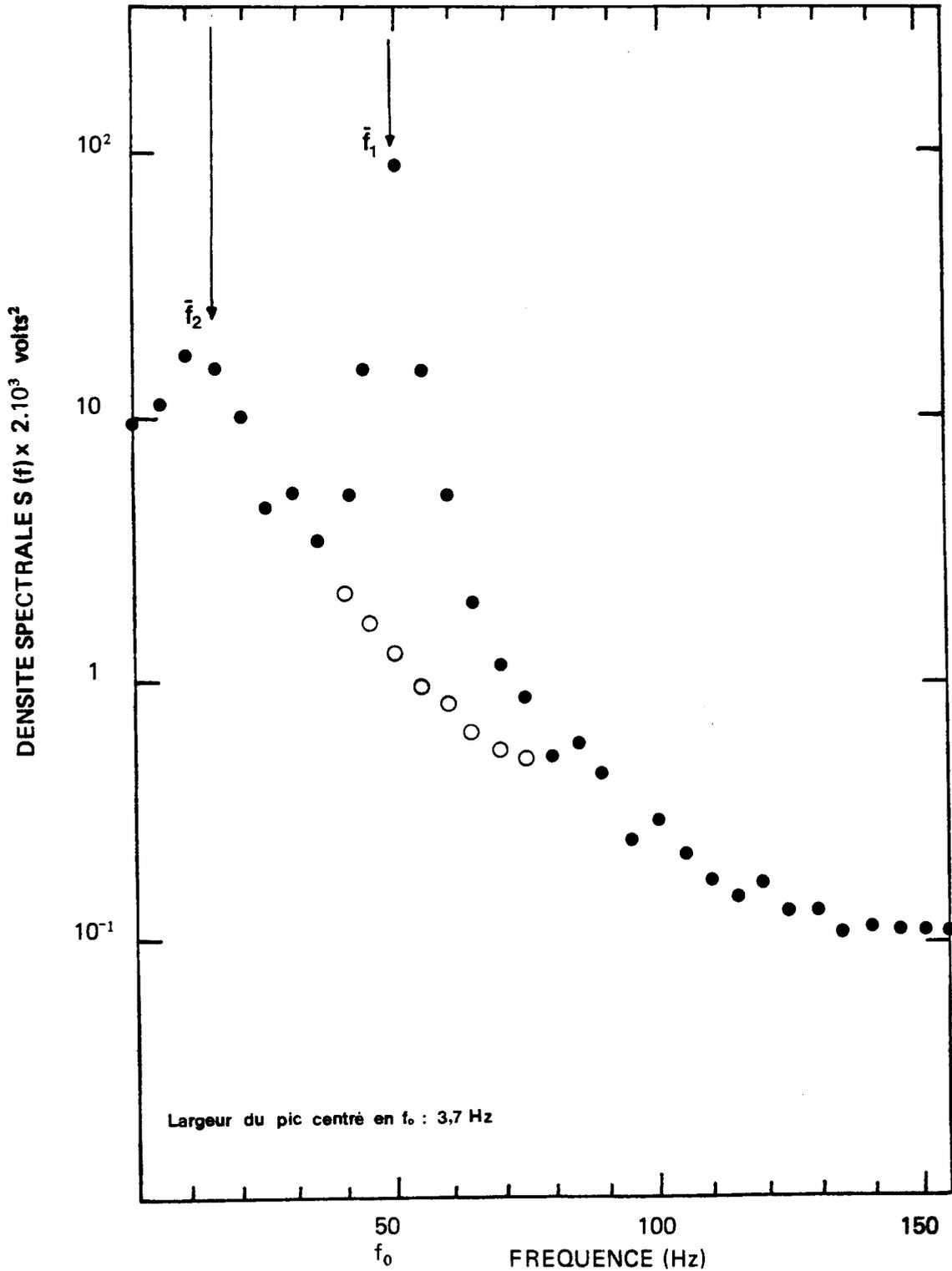


Fig. 29 c - EXEMPLE DE SPECTRE OU L'ELIMINATION DE L'ECHO FIXE PAR UNE GAUSSIENNE A ETE UTILISEE (CEL 30.10.74 - 9.48 - 9.54 TL ; distance 141 m)  
● spectre initial ( $\bar{f}_1= 48.7$  Hz)  
○ spectre modifié ( $\bar{f}_2= 14.5$  Hz)

Nous avons pu ainsi atténuer fortement l'effet des échos fixes sur les mesures en appliquant ces corrections au spectre moyen (sauf dans le cas où ce spectre présente un seul maximum étroit centré en  $f_0$ ). Ces corrections nous ont permis de déterminer les profils "moyens". Ceux-ci ont été comparés à ceux obtenus par les autres moyens de mesure, comparaison que nous allons présenter maintenant.

### III.5-Comparaison des profils "médiants" et des profils "moyens".

Afin de donner une idée des améliorations que nous avons apportées aux profils de vent mesurés par le sodar, nous avons représenté sur les figures 30 (a b c d), quatre exemples particulièrement significatifs de comparaison entre profil "moyen", profil "médiante" et profil par ballon pilot. Ces quelques comparaisons nous suggèrent les conclusions suivantes :

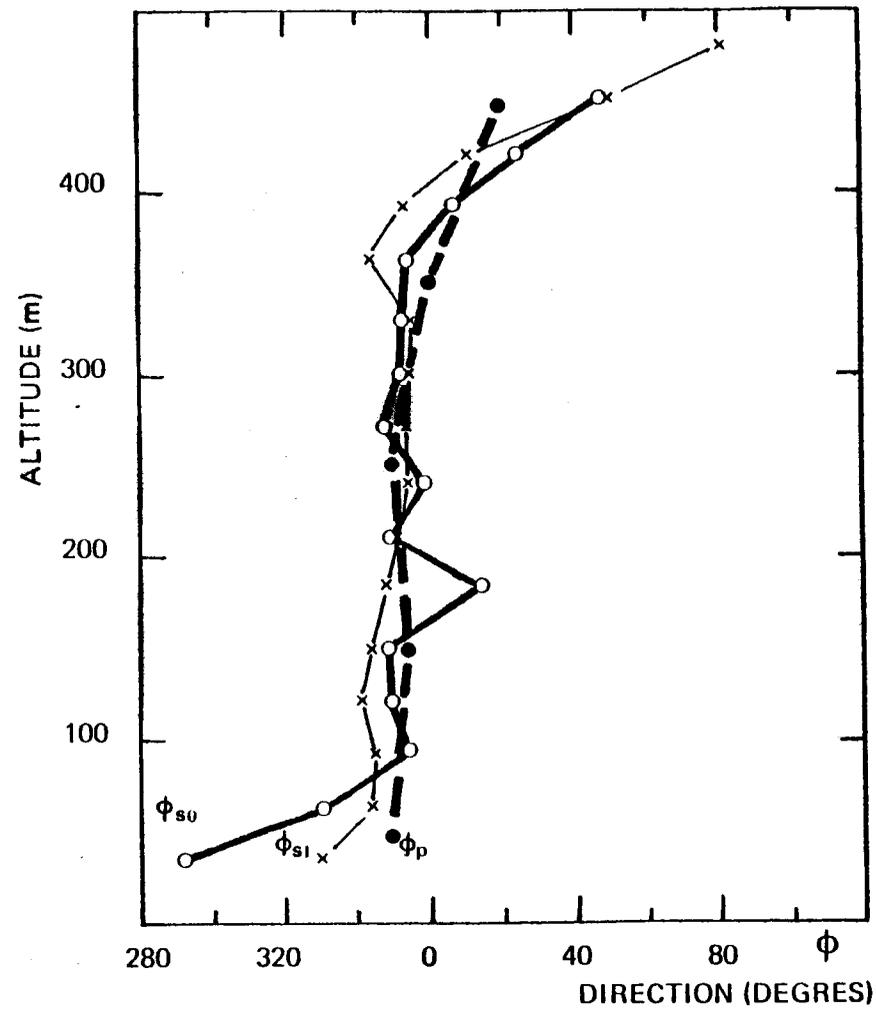
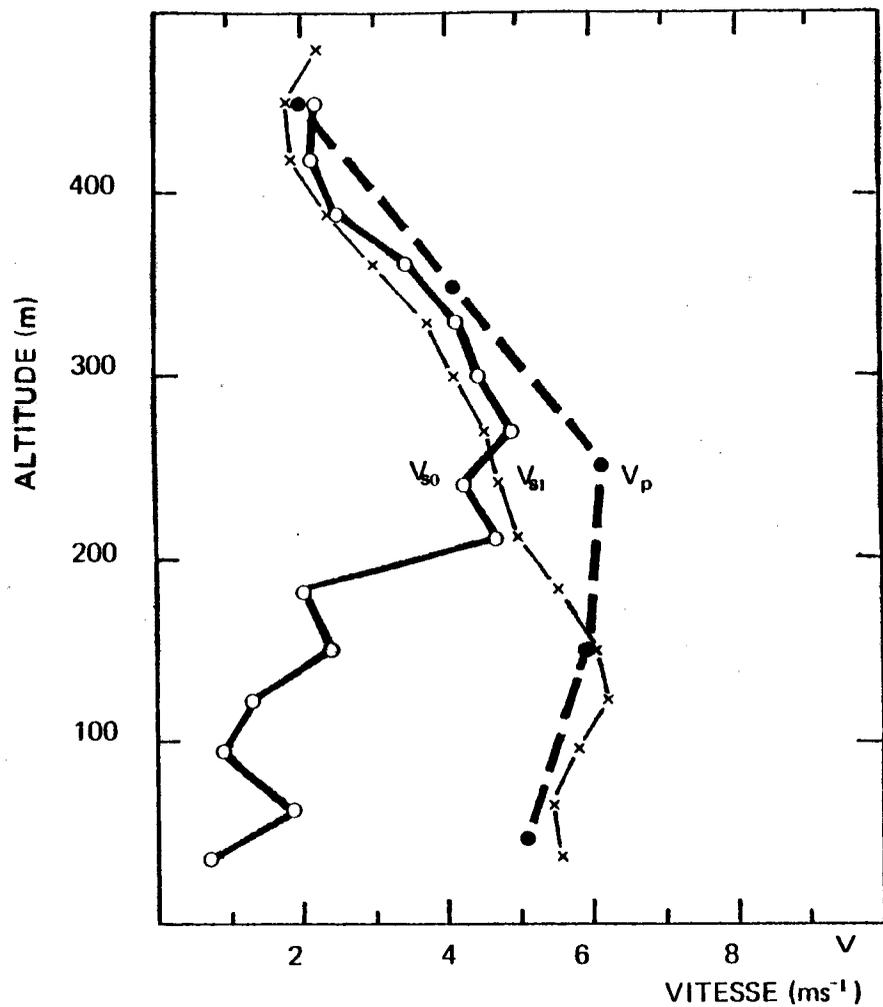
- au-dessous de 200 m, les spectres moyens apportent une nette amélioration dans la détermination du vent tant en vitesse qu'en direction comme nous le montrent les écarts faibles observés sur les figures 30, entre les profils "moyens" et les profils pilot.

- au dessus de 200 m, les profils "médiants" et les profils "moyens" ne présentent pas d'écarts sensibles en vitesse et en direction . La figure 31 représente la comparaison des vitesses "moyennes" et "médiante" pour un ensemble de 15 profils au-dessus de 200 m ; les deux types de mesure de vitesse sont en très bon accord. Nous avons vérifié que les gros écarts observés en direction dans certains cas ne sont dus qu'à de faibles valeurs des composantes du vent mesurées sur un des sodars obliques (composantes probablement perturbées par les échos fixes que l'on n'a pu éliminer, lorsque la vitesse du vent est faible).

En conclusion, on peut considérer que l'utilisation des spectres moyens est en général nécessaire au-dessous de 200 m pour éviter la perturbation créée par les échos fixes mais que la "médiante" des décalages Doppler suffit amplement à la détermination des profils au-dessus de 200 m.

### III.6 - Comparaison des profils "moyens" avec les mesures classiques.

Cette comparaison se fait successivement sur trois tranches d'altitude



CEL 24.10.74

Sodar = 16.12 - 16.18 TL

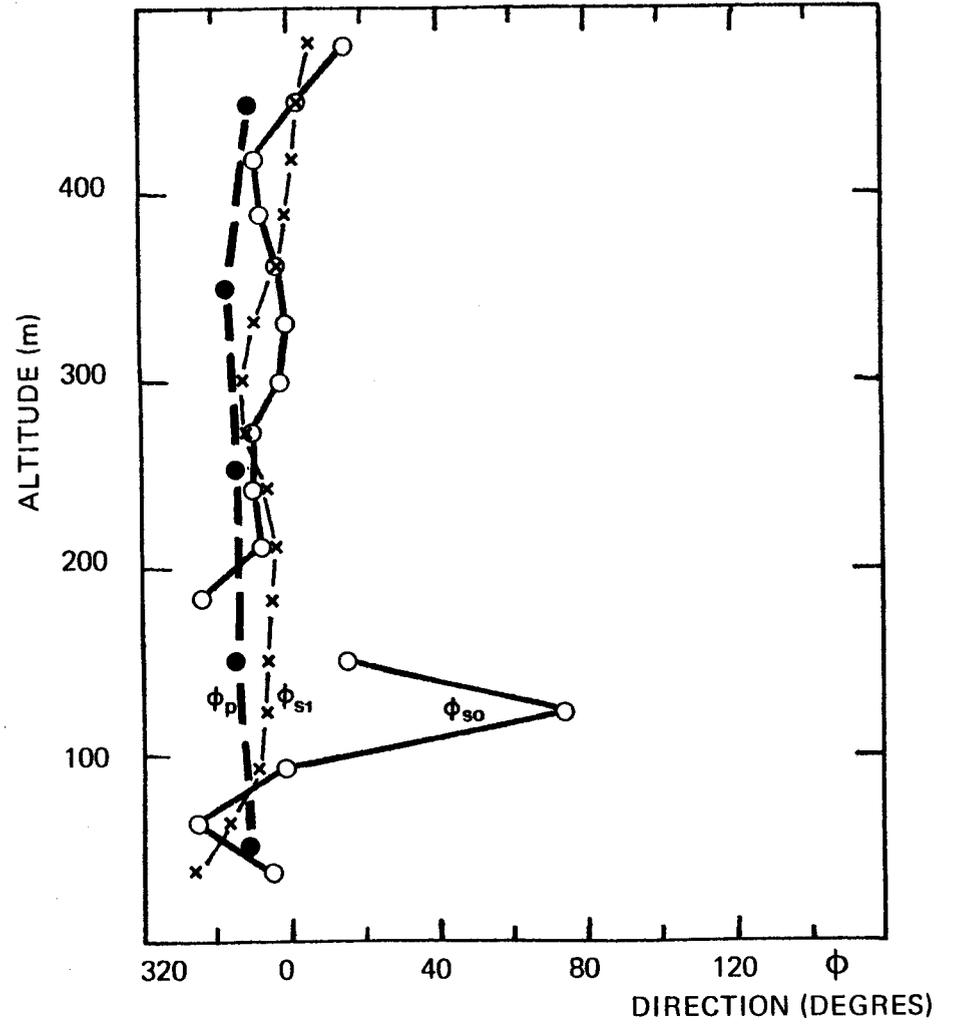
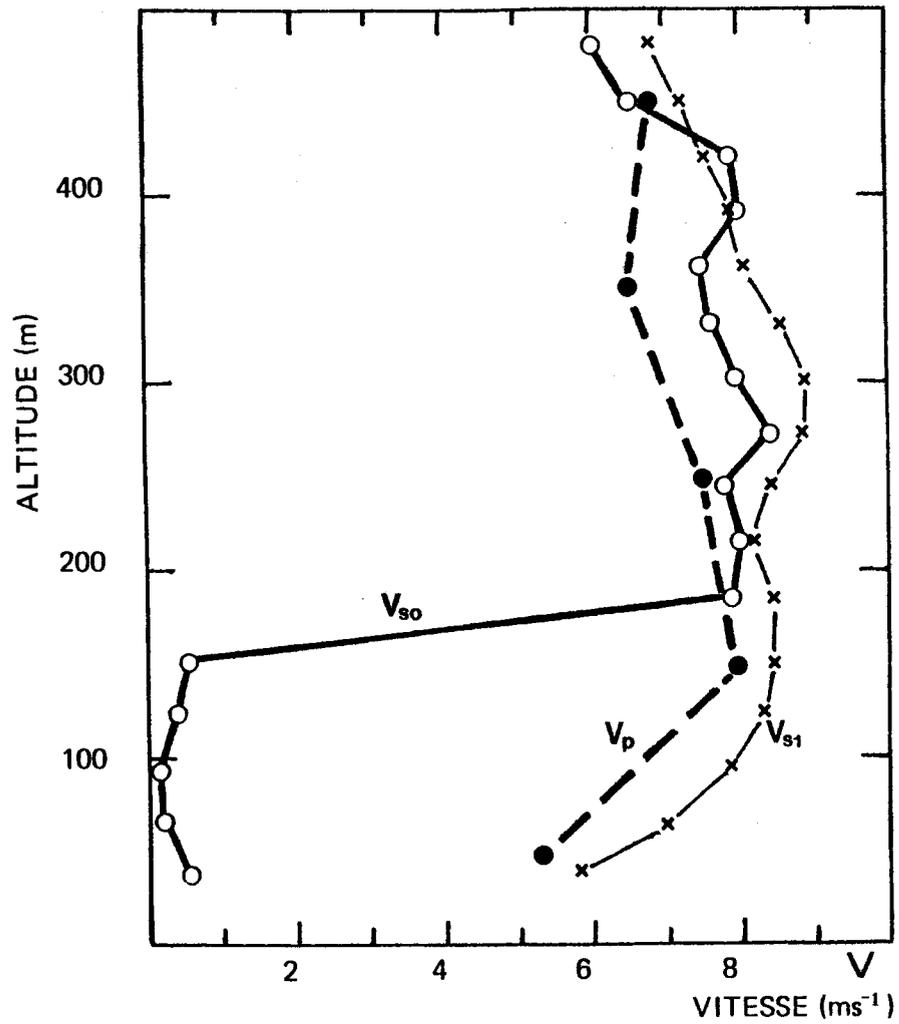
pilot = 16.15 TL

profil sodar obtenu par la médiane des dérives Doppler =  $V_{50}, \phi_{50}$

profil sodar obtenu par un spectre moyen tenant compte des modifications du paragraphe III.4 :  $V_{51}, \phi_{51}$

profil pilot :  $V_p, \phi_p$

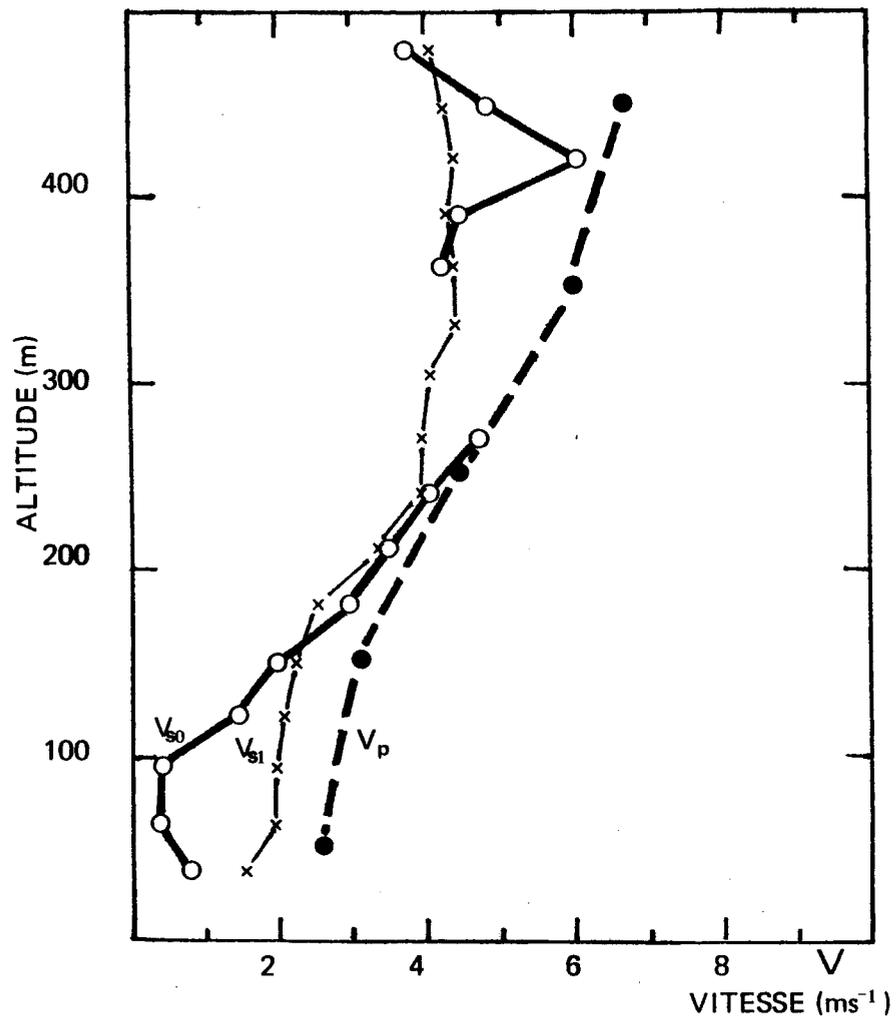
Fig. 30 a - COMPARAISON DES PROFILS DE VENT OBTENUS SIMULTANEMENT AVEC LE SODAR ET LE PILOT.



CEL - 30.10.74

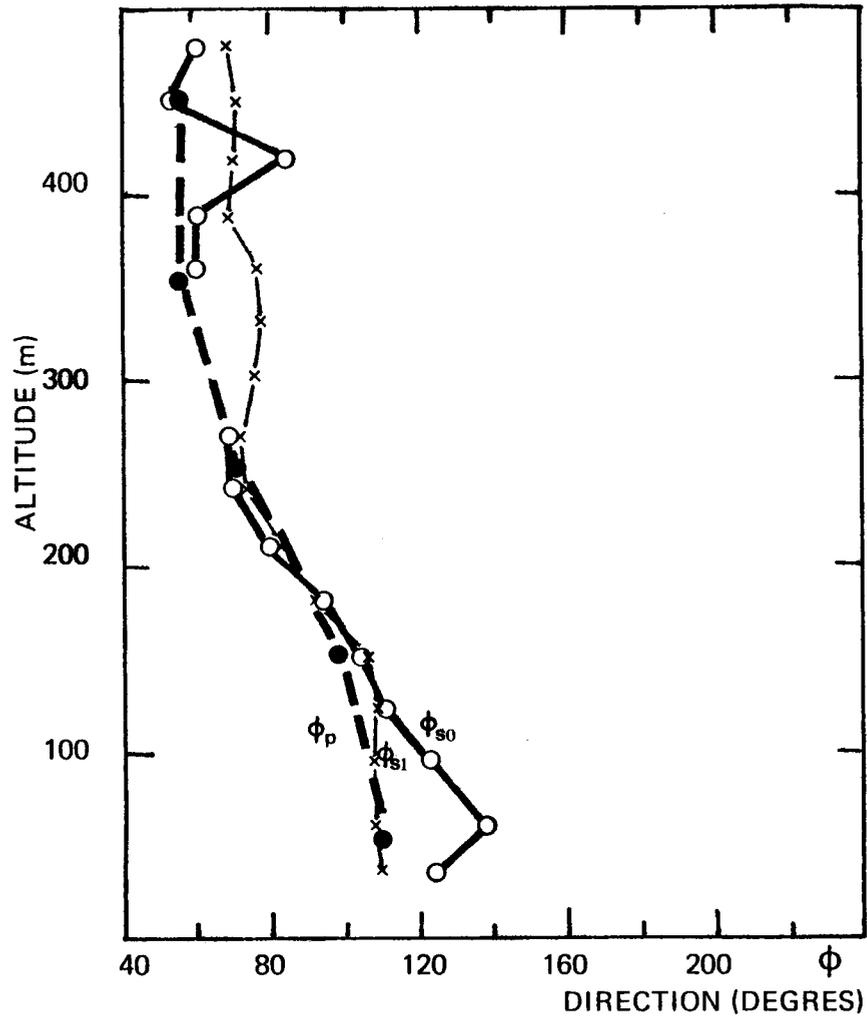
Sodar = 16.03 - 16.09 TL  
 pilot = 16.05 TL

Figure 30 b



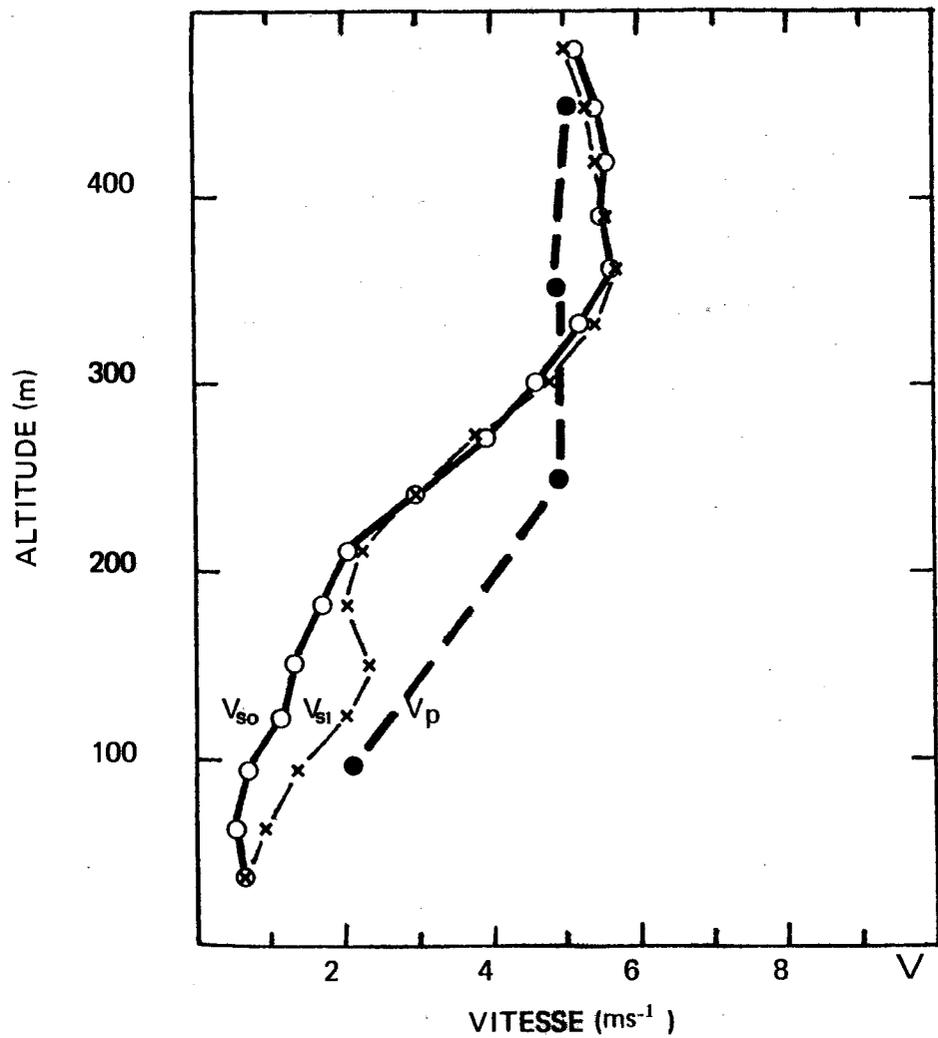
CEL 5.11.74

—



Sodar 11.20 - 11.26 TL  
Pilot 11.20 TL

Figure 30 c



CEL 6.11.74

Sodar = 11.10 - 11.16 TL

Pilot = 11.20 TL

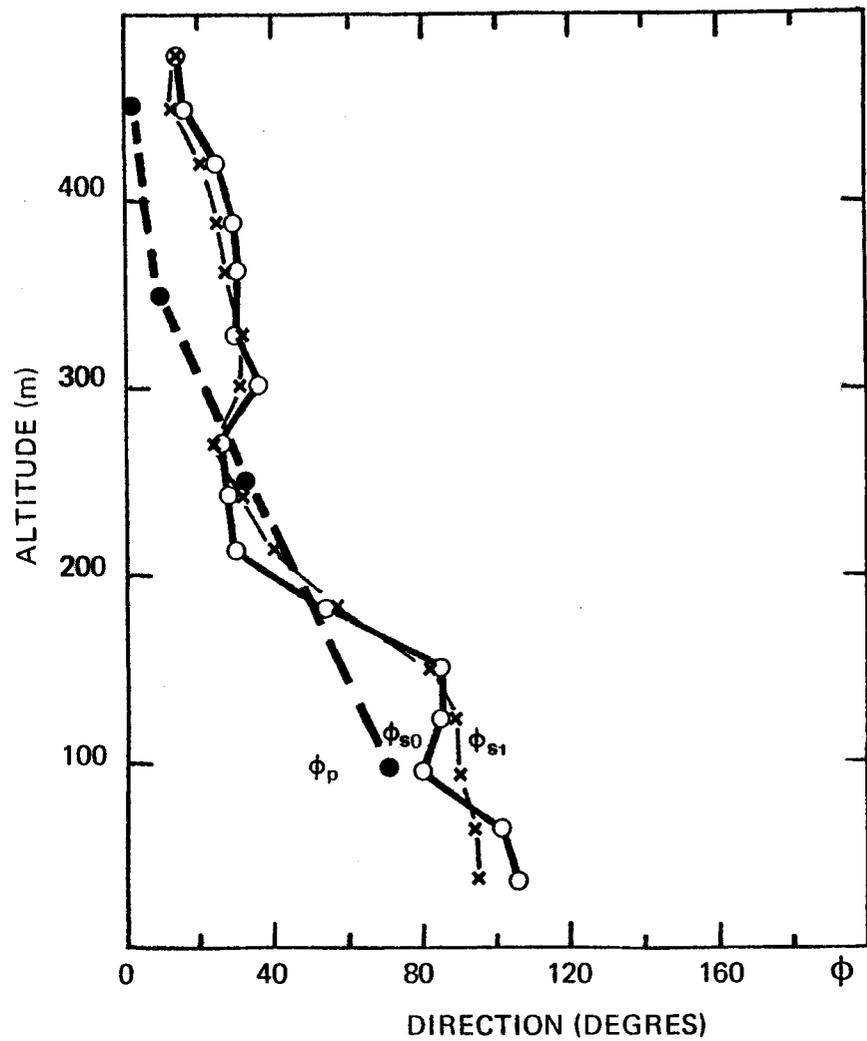
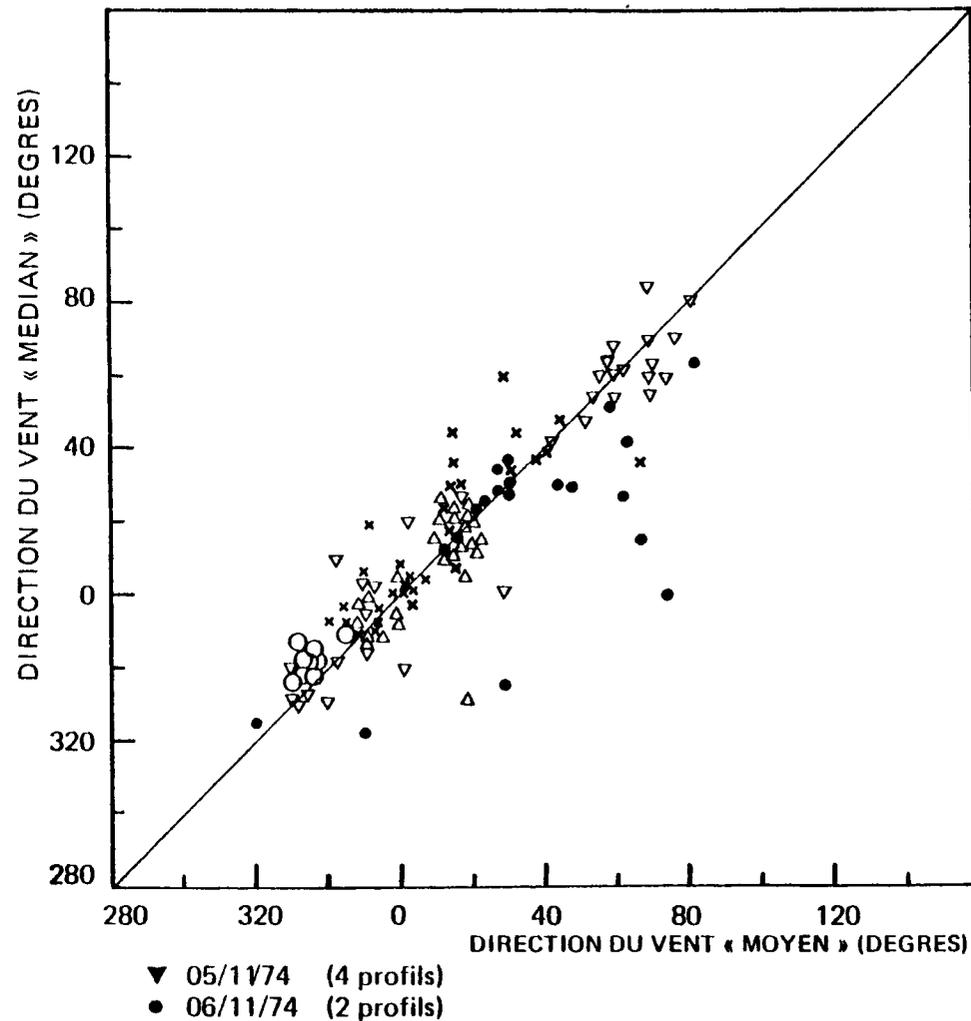
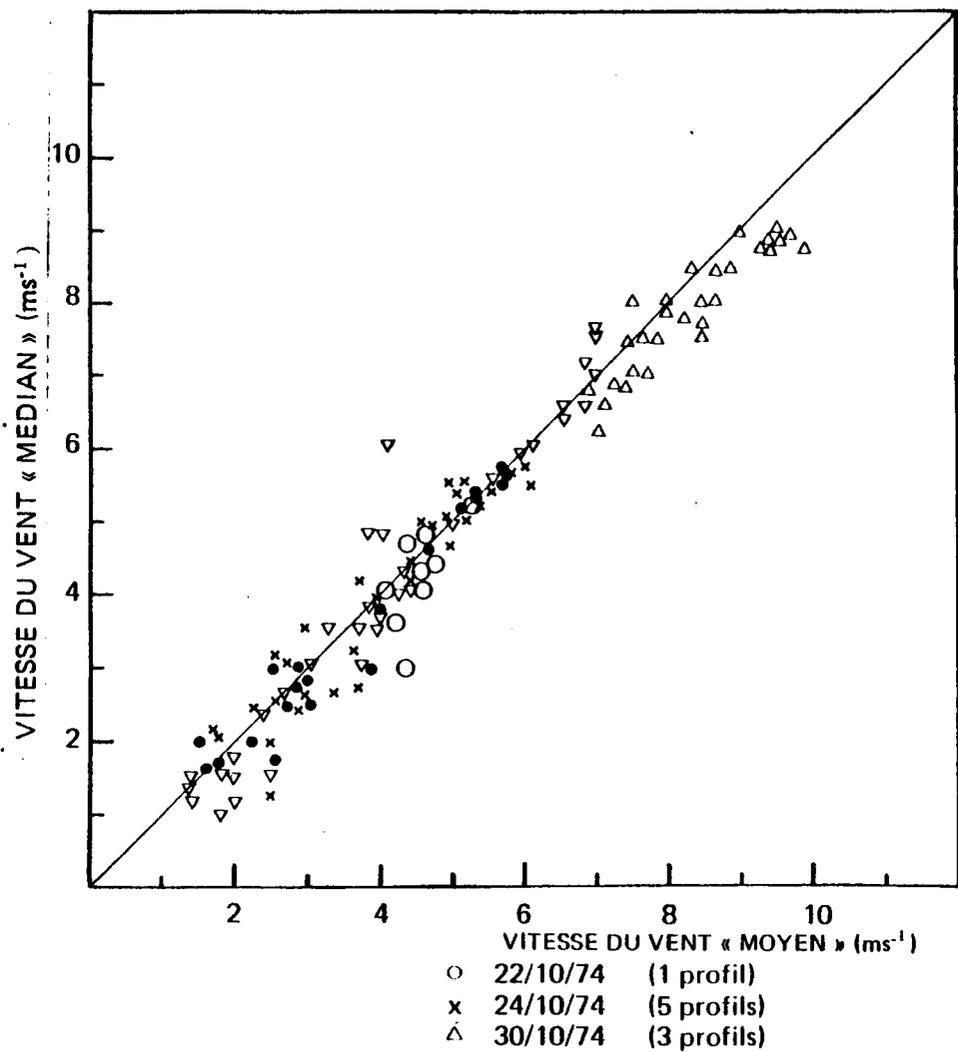


Figure 30 d



**Fig. 31. COMPARAISON DES PROFILS DE VENT « MOYEN » ET DES PROFILS DU VENT « MEDIAN » OBTENUS PAR LE SODAR AU-DESSUS DE 200 METRES - CEL. 1974.**

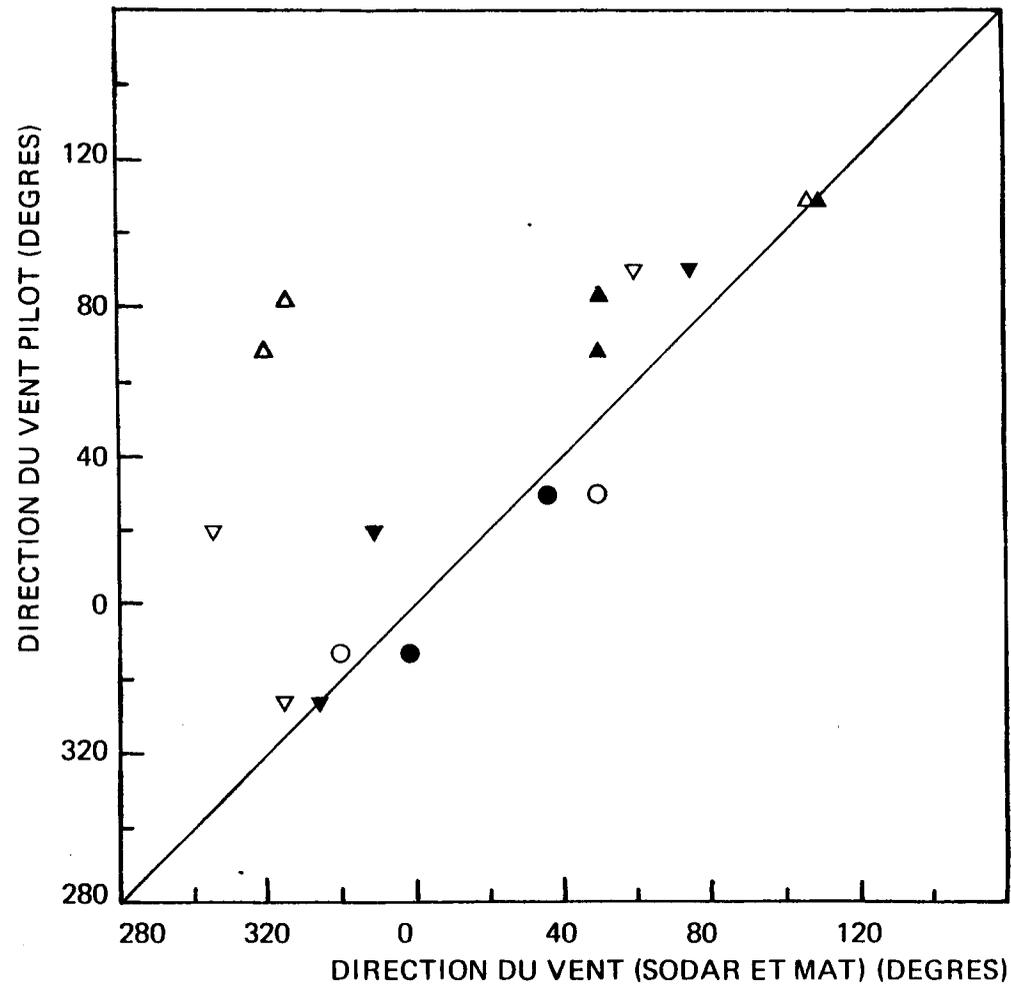
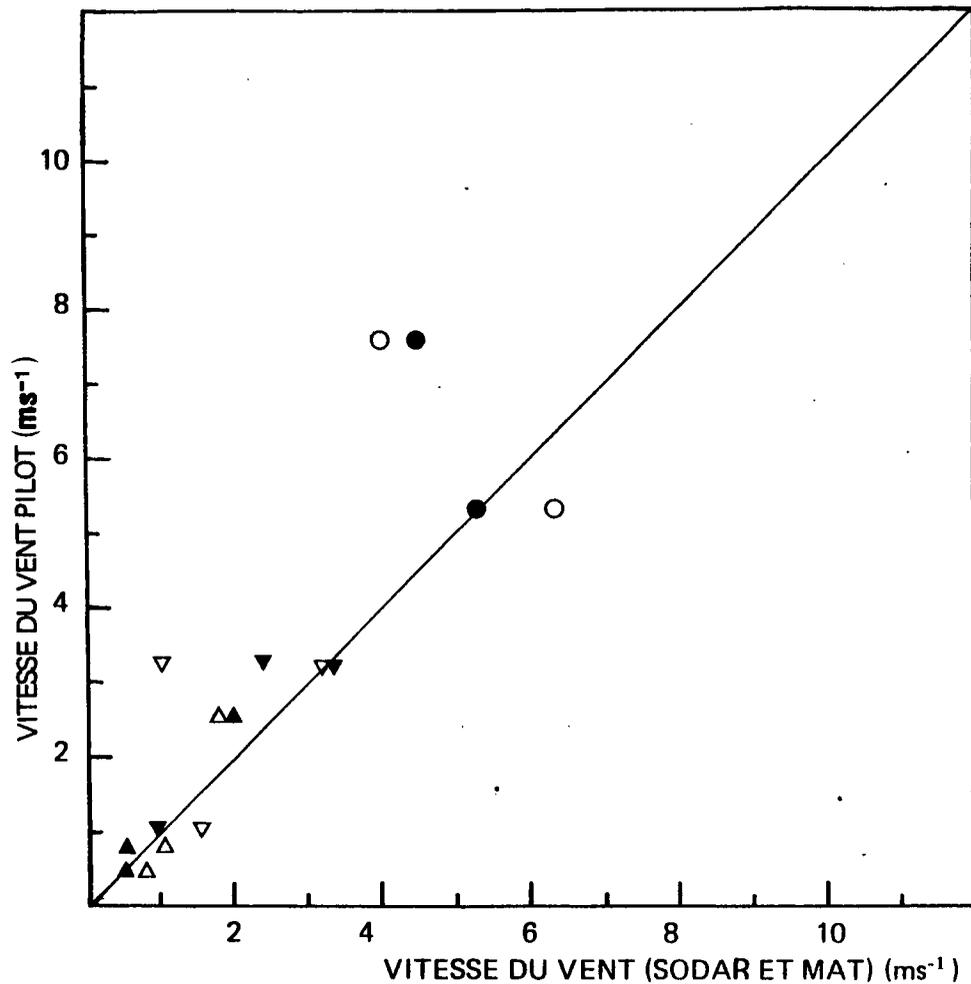
pour les raisons suivantes : la première est que les mesures par anémomètres ont été effectuées dans les 100 premiers mètres de l'atmosphère et, pour comparer les trois moyens utilisés pour la mesure du vent (sodar, pilot et anémomètres), il est préférable dans un premier temps de limiter cette étude en-dessous de 100 m ; la seconde vient du fait que les profils "moyens" et les profils "médiants" ne sont différents qu'au-dessous de 200 m , c'est pourquoi les comparaisons entre les mesures sodar ("moyennes) et les mesures pilot ont été faites d'une part au-dessous de 200 m, d'autre part au-dessus de 200 m (ces dernières étant faites à titre indicatif).

- Comparaison au-dessous de 100 m : On dispose pour cela d'un nombre restreint de profils de vent mesurés simultanément par le sodar, le pilot et les anémomètres. La figure 32 représente 8 profils simultanés et la rareté des points de mesure - un seul point de mesure pour le pilot dans les 100 premiers mètres - souligne un des points faibles de cette méthode classique de mesure de vent. Les mesures simultanées par sodar et par anémomètres seuls, sont un peu plus nombreuses et la figure 33 qui représente un ensemble de 25 profils , suggère les conclusions suivantes :

- les mesures par sodar ( "moyennes") et par anémomètres s'accordent relativement bien, si l'on tient compte que la majeure partie des points de mesure est proche de la diagonale.

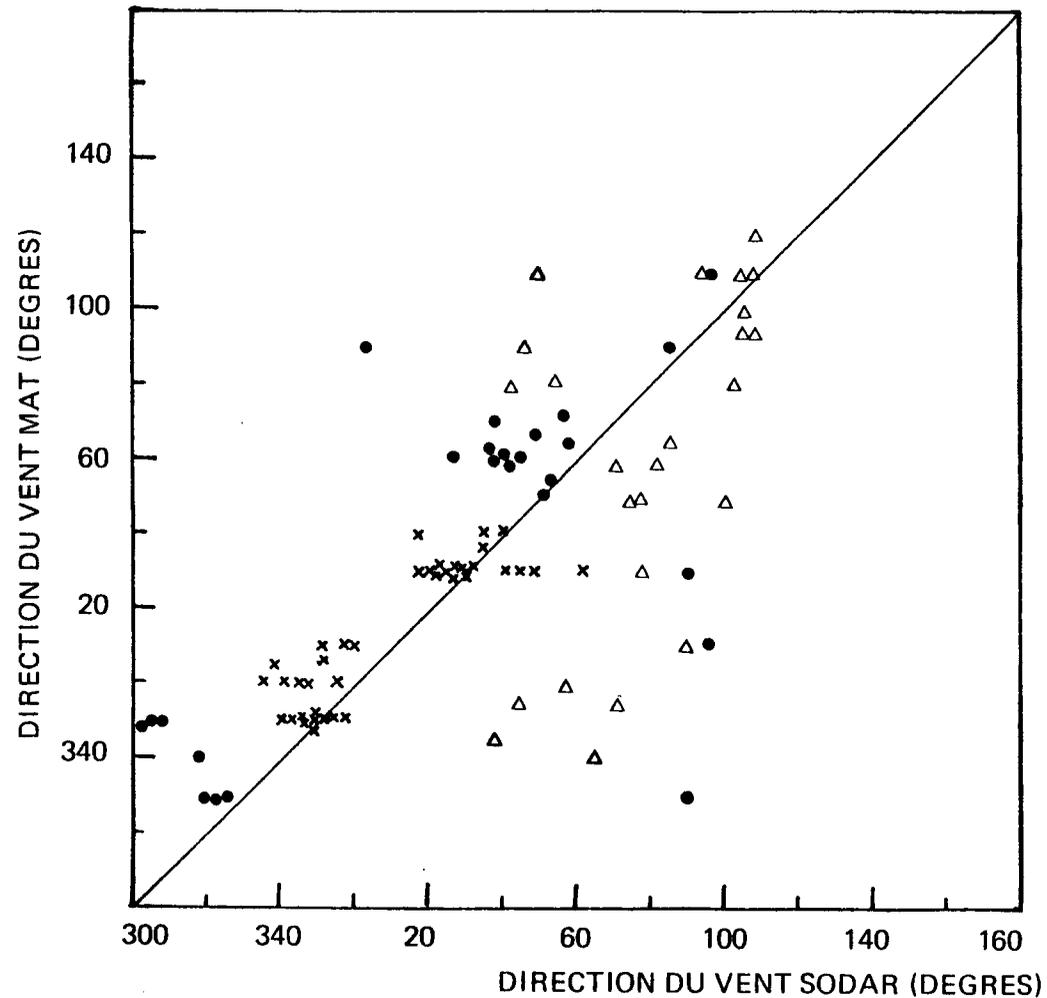
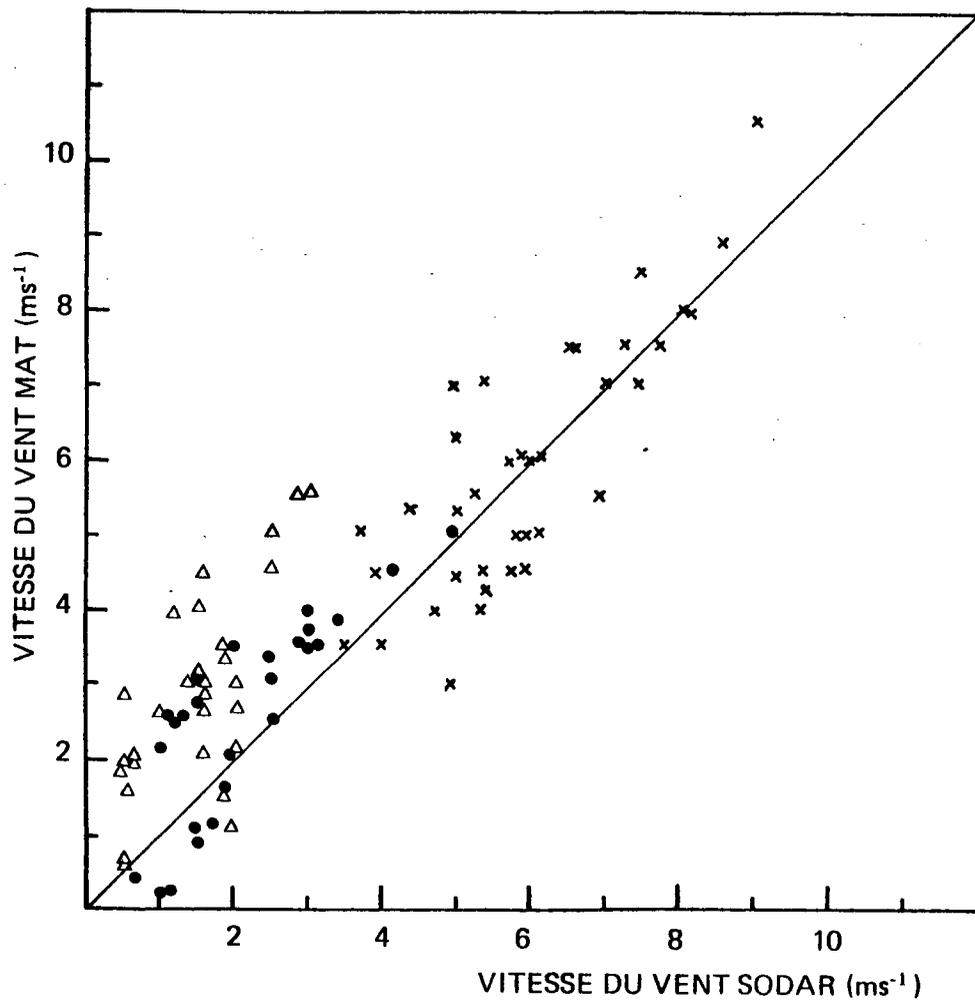
- les écarts que l'on observe en vitesse et en direction s'expliquent par la grande variabilité temporelle du vent ; la majeure partie des enregistrements par anémomètres présentent en effet des fluctuations très rapides (de durée inférieure à la minute) dont l'amplitude atteint souvent  $1,5 \text{ ms}^{-1}$ .

- enfin , il est indispensable de souligner que les anémomètres utilisées sont des anémomètres à moulinet placés sur le mât du CEL dans la direction des vents dominants (ouest), ce qui peut impliquer, lors de nos mesures (vent dominant de nord-est) des problèmes de traînées dues au mât. D'autre part nous n'avons pu effectuer aucune étude de physique de la mesure et aucune vérification particulière sur ces anémomètres. Rappelons seulement que KAIMAL (1975) considère qu'en présence d'une variance  $\sigma_v^2$  du vent, les mesures par anémomètres peuvent être sur-estimées d'environ  $\frac{1}{2} \sigma_v^2$ .



- - ○ 30/10/74 (2 profils)
- ▲ - △ 05/11/74 (3 profils)
- ▼ - ▽ 06/11/74 (3 profils)

**Fig. 32. COMPARAISONS DES PROFILS DE VENT « MOYEN » PAR SODAR (●, ▲, ▼) et des PROFILS DE VENT PAR ANEMOMETRES SUR MAT (○, △, ▽) AVEC CEUX OBTENUS SIMULTANEMENT AVEC LE PILOT AU-DESSOUS DE 100 METRES. CEL 1974.**



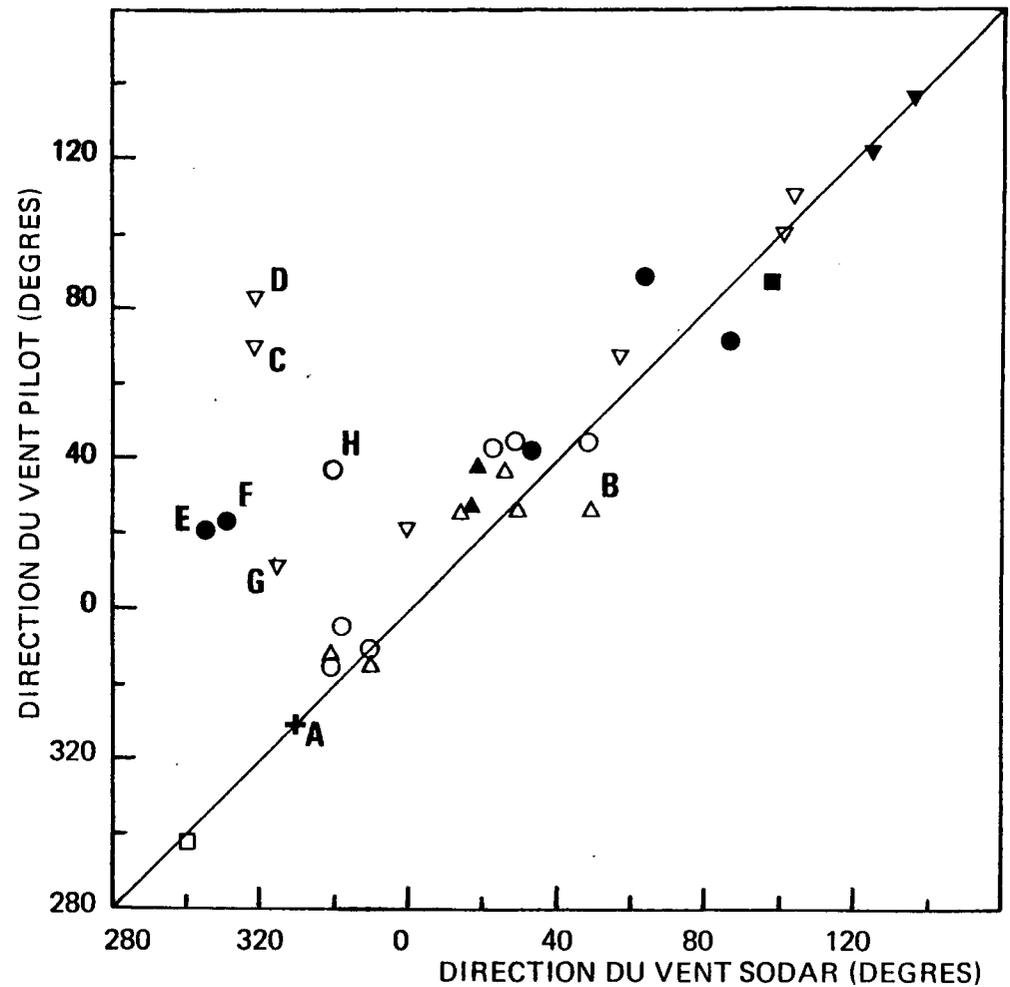
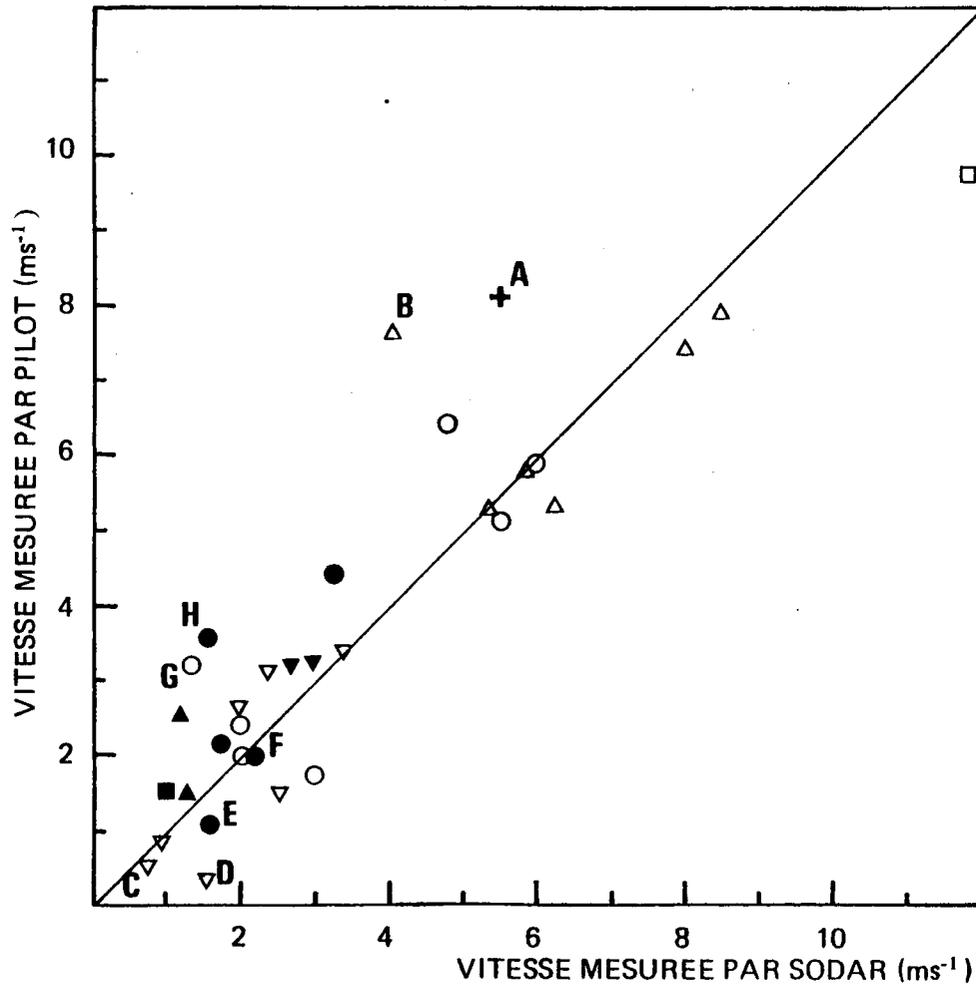
- X 30/10/74 ( 10 profils)
- Δ 05/11/74 ( 8 profils)
- 06/11/74 ( 7 profils)

Fig. 33. COMPARAISON DES PROFILS DU VENT « MOYEN » PAR SODAR AVEC CEUX OBTENUS SIMULTANEMENT PAR ANEMOMETRES SUR MAT AU-DESSOUS DE 100 METRES - CEL 1974.

-Comparaison au-dessous de 200 m : On dispose pour cette comparaison de 20 profils mesurés aux mêmes instants par le sodar (profils "moyens") et le pilot, et représentés par la figure 34. Celle-ci montre que la plupart des points de mesure s'accordent. Toutefois on a vérifié que lorsque les échos fixes sont très forts, les mesures sodar en sont perturbées (points de mesures G,H). D'autre part, lorsque la vitesse du vent est très variable (points de mesure A et B) ou très faible (points de mesure C,D,E,F) le vent est physiquement mal défini, ce qui explique la dispersion de ces points.

- Comparaison au-dessus de 200 m : Les figures 35 (a et b) montrent à titre indicatif, la comparaison de 15 profils obtenus simultanément par le sodar (profils "moyens") et le pilot. Cette comparaison n'apporte rien de plus par rapport à celle que l'on a faite au paragraphe III.3 b entre les profils "médians" et les profils pilot.

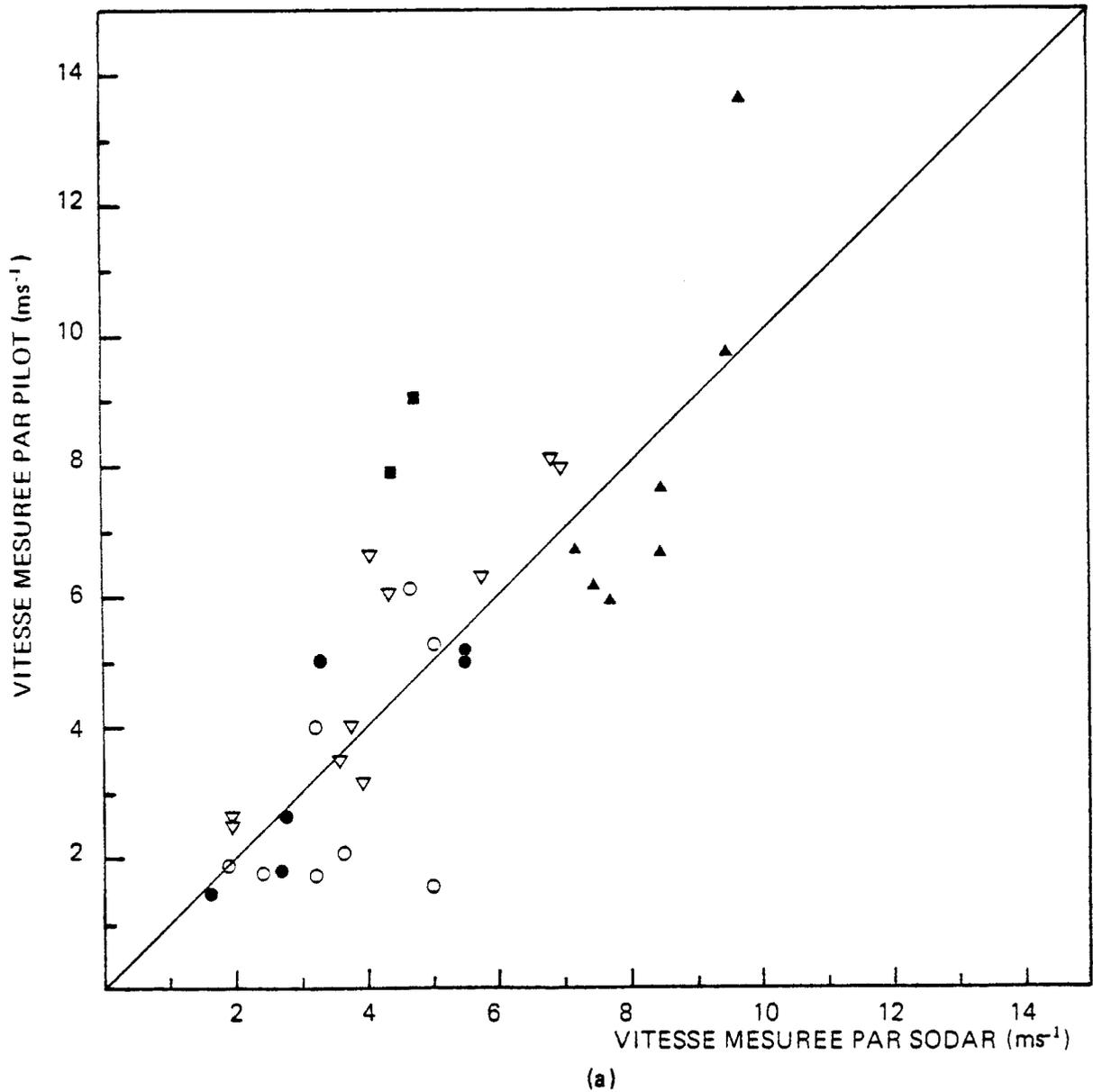
Remarque : Dans toute ces discussions, nous n'avons pas tenu compte de l'étude faite au paragraphe II.3 b sur les erreurs commises sur l'altitude et la vitesse du vent lorsqu'on suppose un volume diffusant homogène. Pour palier cet état de fait, nous avons calculé sur l'ensemble des profils utilisés pour la comparaison des mesures sodar et pilot, les échelles de hauteur de la réflectivité d'une porte d'analyse à une autre à partir des courbes de réflectivité moyenne fournies par le sodar. Nous avons porté sur la figure 36 l'histogramme (représentant 154 points de mesure sodar) des erreurs commises sur la vitesse connaissant l'échelle de hauteur de la réflectivité (nous n'avons pas tenu compte dans ce diagramme des effets dus à l'erreur sur l'altitude). Il ressort de cet histogramme que l'on commet une erreur de 6% au plus sur l'évaluation de la vitesse mesurée par le sodar. L'inhomogénéité du milieu ne peut donc être invoquée pour remettre en cause les mesures sodars et expliquer ainsi les écarts rencontrés lors de la comparaison des profils "moyens" et des profils pilot.



- + 22/10/74 (1 profil)
- 23/10/74 (1 profil)
- 24/10/74 (4 profils)
- ▲ 25/10/74 (2 profils)
- △ 30/10/74 (3 profils)

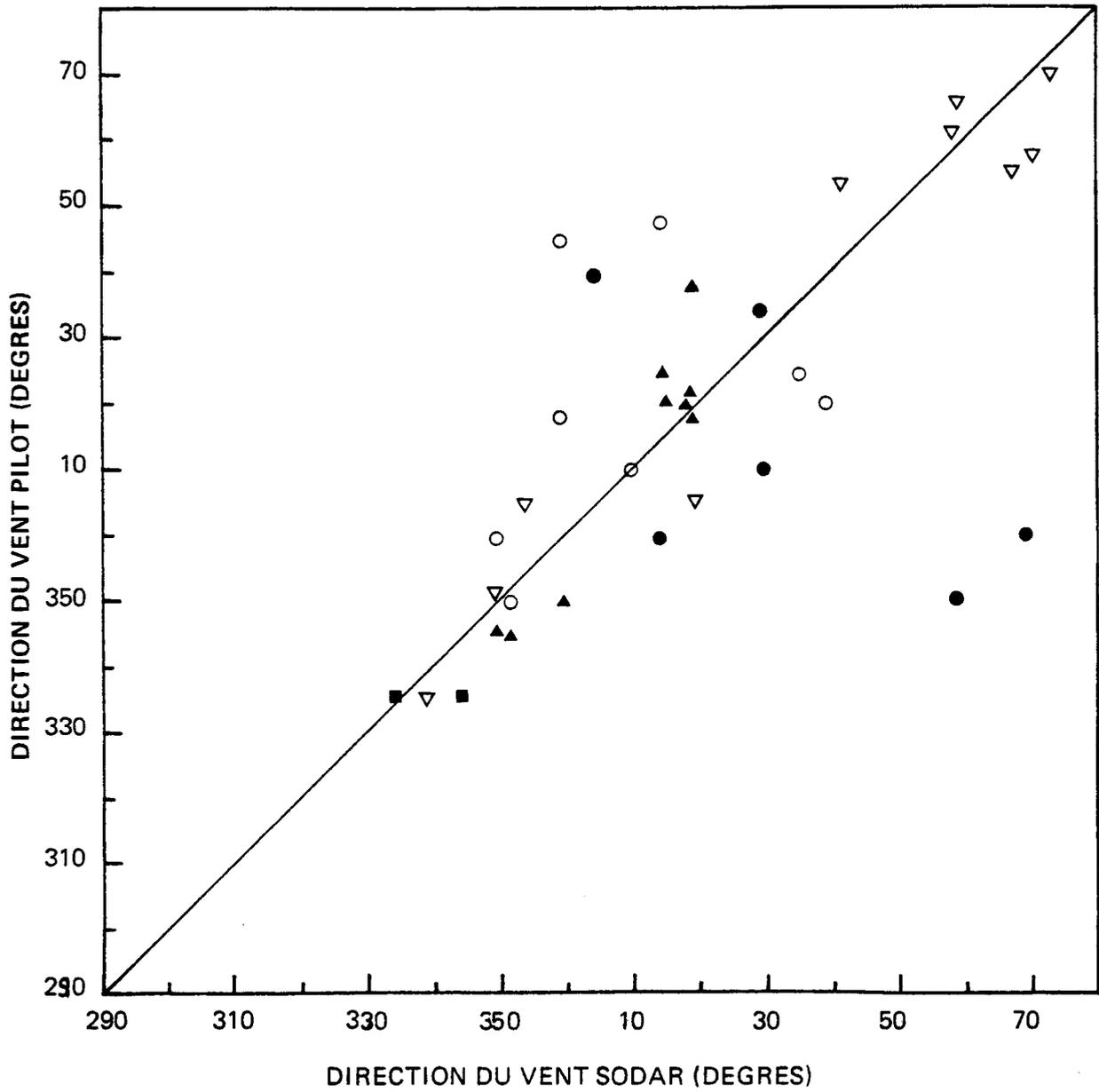
- 04/11/74 (1 profil)
- ▽ 05/11/74 (4 profils)
- 06/11/74 (3 profils)
- ▼ 07/11/74 (1 profil)

**Fig. 34. COMPARAISON DES PROFILS DE VENT « MOYEN » PAR SODAR AVEC CEUX OBTENUS SIMULTANEMENT PAR PILOT AU-DESSOUS DE 200 METRES. CEL 1974**



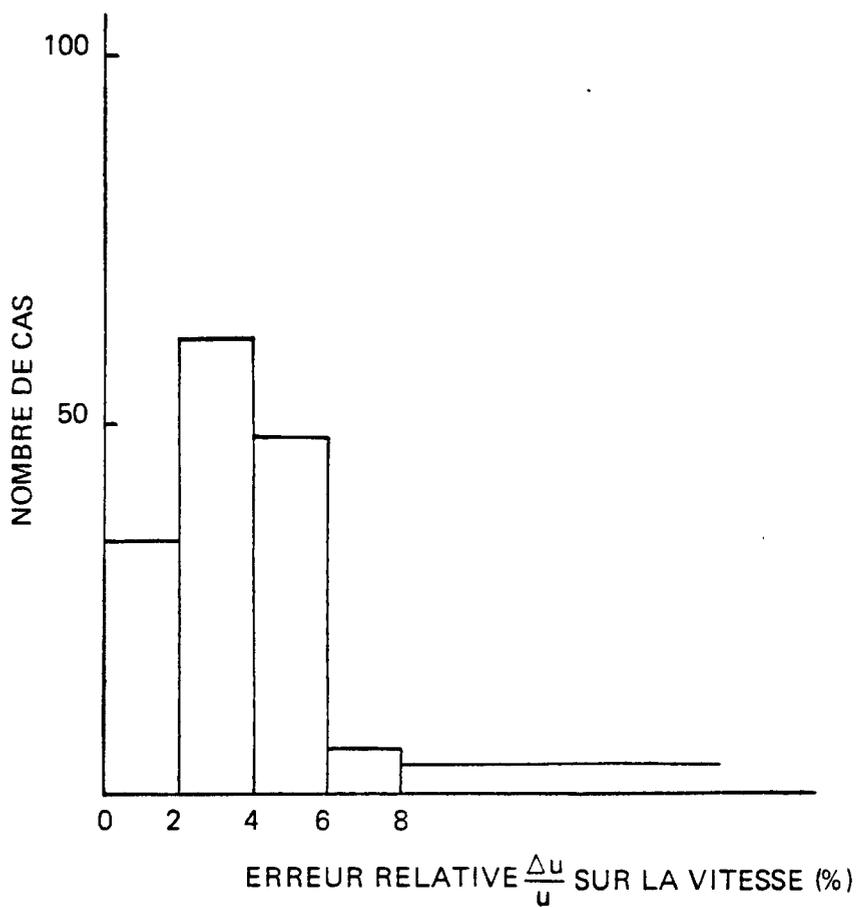
- 22/10/74 (1 profil)
- 24/10/74 (5 profils)
- ▲ 30/10/74 (3 profils)
- ▽ 05/11/74 (4 profils)
- 06/11/74 (2 profils)

Fig. 35. COMPARAISON DES PROFILS DE VENT « MOYEN » PAR SODAR AVEC CEUX OBTENUS SIMULTANEMENT PAR PILOT AU-DESSUS DE 200 METRES. CEL 1974 (a) Vitesse ; (b) Direction.



(b)

Fig.35



**Fig. 36. HISTOGRAMME DES ERREURS COMMISES SUR LA VITESSE.**

Cet histogramme représente l'ensemble des mesures sodar comparées avec les mesures classiques et effectuées à la fréquence  $f = 2000$  Hz. CEL 1974.

#### IV - CONCLUSION

Nous avons analysé la mesure des profils de vent dans les basses couches de l'atmosphère à partir d'un ensemble de trois sondeurs acoustiques fonctionnant simultanément et reliés à un mini-ordinateur temps réel. L'utilisation de ces sondeurs acoustiques a demandé la résolution de plusieurs problèmes de physique de la mesure que nous avons discuté. Nous avons dû également prendre en compte les problèmes dus aux échos fixes pour lesquels un traitement spécial efficace a été mis au point.

Nous avons présenté deux méthodes permettant de déterminer les profils de vent moyen : la première utilisant la médiane des dérives Doppler est d'un emploi aisé et fournit des résultats satisfaisants dans la plupart des cas ; la deuxième utilisant une moyenne des spectres correspond à un traitement un peu plus complexe, mais permet dans la plupart des cas de s'affranchir de l'effet des échos fixes.

La comparaison des profils de vent obtenus d'une part en appliquant l'une ou l'autre méthode aux enregistrements du sodar Doppler triple, d'autre part en utilisant des moyens de mesure classiques (anémomètres sur mât, ballons pilots) montre un bon accord général tant en module qu'en direction. Toutefois, une certaine dispersion relative des mesures subsiste qui reflète la diversité des moyennes spatiales et temporelles effectuées par chacune des méthodes de mesure. Bien entendu cette dispersion est particulièrement importante lorsque la variance du vent est forte ou lorsque le vent étant très faible, sa direction est mal définie.

Cette étude montre que le sodar Doppler triple est parfaitement adapté à la mesure des profils de vent moyennés sur quelques minutes dans les basses couches de l'atmosphère. Tout en restant soumis à quelques servitudes (sensibilité au bruit ambiant ; portée liée à l'intensité de la turbulence thermique de l'atmosphère) cet appareil permet d'obtenir les profils de vent de manière continue et présente donc un avantage décisif lorsque le besoin de connaître en temps réel l'évolution du vecteur vent dans les premières centaines de mètres justifie l'emploi d'un appareil assez complexe.

## REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée lors du stage de 18 mois que j'ai effectué au sein du groupe "Convection tridimensionnelle des basses couches" du C.R.P.E.

La mise en oeuvre du calculateur HP 2 100 était sous la responsabilité de G. BELBEOCH. Les mesures de vent par sodar étaient effectuées par l'équipe de la convection des basses couches ; les mesures de vent par ballon pilot et anémomètres sur mât étaient assurées par l'E.E.R.M (service de P. LE BERRE). Je tiens à exprimer ma gratitude à MM. AUBRY et SPIZZICHINO pour leur aide précieuse durant la conception et la rédaction de cette note.

Cette étude a été financée par le C.N.E.T et la D.R.M.E (contrats 72/275 et 74/1099).

Annexe 1

Détermination de la contribution au champ diffusé des points situés à la distance r du sodar.

Considérons une impulsion de durée  $\tau$  émise par un sodar monostatique à l'instant  $t = 0$ . L'énergie rétrodiffusée et reçue par le sodar entre les instants  $t_0$  et  $t_0 + \tau$  ( $\tau$  étant aussi la durée d'une porte d'analyse) est liée à la contribution  $T(r)$  des points diffusants situés à la distance  $\vec{r}$  du sodar par :

$$E(\vec{r}) = T(r) \cdot g(\beta) \cdot F(z) \quad (1)$$

où  $g(\beta)$  est le gain de l'antenne, fonction du site  $\beta$

$F(z)$  la réflectivité que l'on suppose de la forme  $e^{-z/H}$ , où  $H$  joue le rôle d'une échelle de hauteur.

Si nous représentons dans un diagramme  $(r, t)$  les faisceaux d'ondes émises et reçues par le sodar en  $r = 0$  (fig.37), le volume diffusant est individualisé par la surface ABCD commune aux deux faisceaux. Aux instants  $t_0/2$ ,

$\frac{t_0 + \tau}{2}$  et  $\frac{t_0 - \tau}{2}$ , cette onde se trouve respectivement aux distances  $r_0 = \frac{ct_0}{2}$ ,  $r_2 = r_0 + \delta$ ,  $r_1 = r_0 - \delta$  où  $\delta$  est définie par  $\frac{c\tau}{2}$ .

Il est clair que la contribution  $T(r)$  à l'énergie reçue des points situés à la distance  $r_0$  est maximale, nulle à  $r = r_0 + \delta$  et  $r = r_0 - \delta$  et qu'elle est symétrique par rapport à  $r_0$ . La représentation graphique de cette contribution en fonction de  $r$  (fig.38) nous permet d'écrire l'expression de  $T(r)$  :

$$T(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \leq r_0 - \delta \\ \frac{r - (r_0 - \delta)}{\delta} & \text{pour } r_0 - \delta < r < r_0 \\ -\frac{r - (r_0 + \delta)}{\delta} & \text{pour } r_0 < r < r_0 + \delta \\ 0 & \text{pour } r \geq r_0 + \delta \end{cases} \quad (2)$$

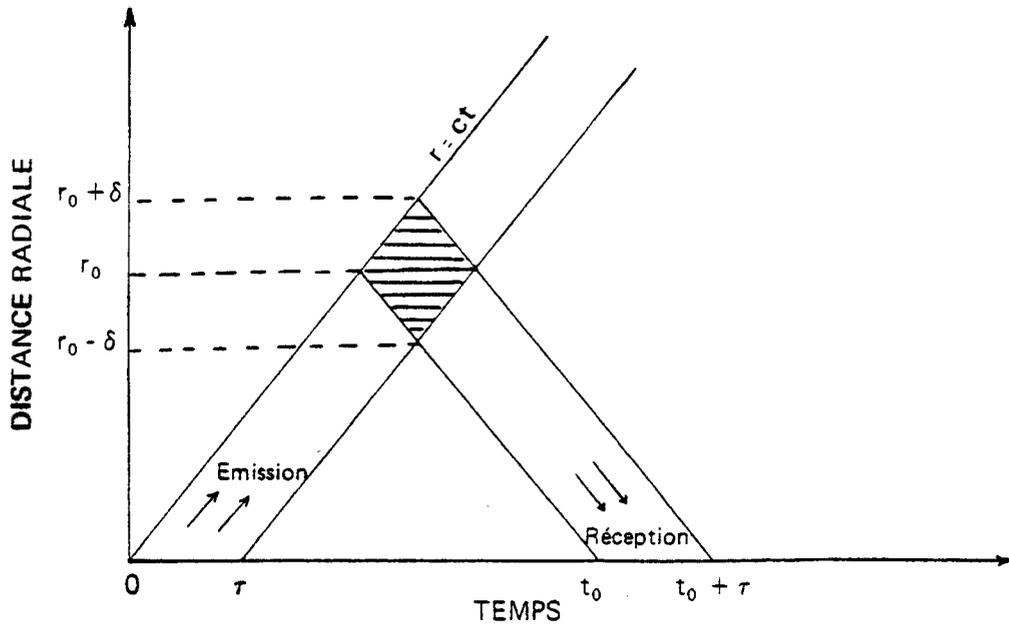


Fig. 37. REPRESENTATION D'UNE PORTE DE DISTANCE OBSERVEE POUR UNE IMPULSION DE DUREE  $\tau$  et UN TEMPS D'OBSERVATION  $\tau$ .  
L'énergie reçue par le sodar est due à la contribution de tous les points du volume diffusant individualisé par la surface hachurée.

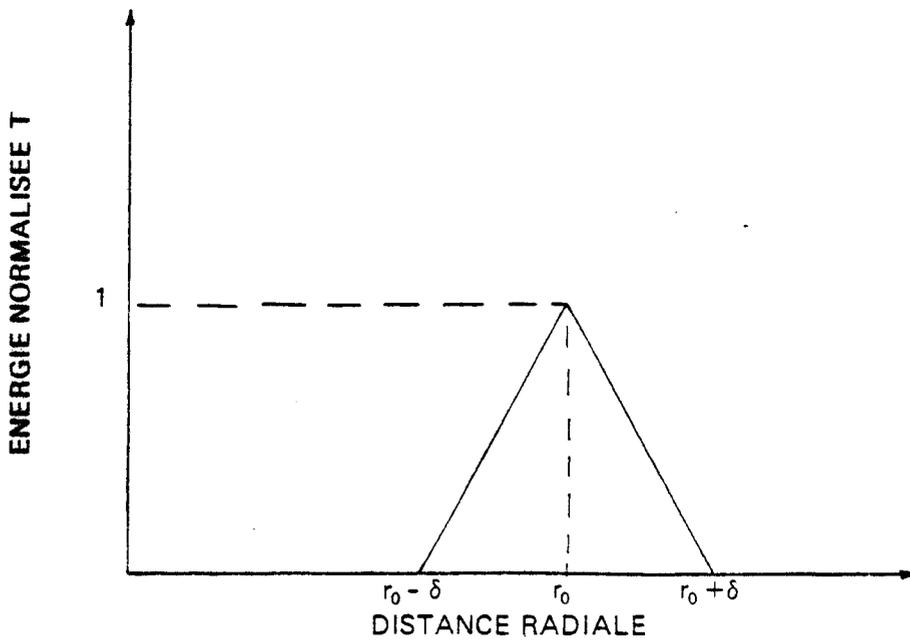


Fig. 38. CONTRIBUTION  $T(r)$  A L'ENERGIE REÇUE PAR LE SODAR DES POINTS SITUES A LA DISTANCE  $r$ , POUR UNE PORTE DONNEE.

Annexe 2

Calcul des intégrales permettant d'évaluer les erreurs commises sur l'altitude et la vitesse en supposant une répartition uniforme des cibles dans un volume diffusant.

Ecrivons à nouveau les 5 équations données par les relations (II.20) et (II 20 bis) du paragraphe II.3 (b) :

$$\bar{r} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_1(\beta, \psi) d\psi d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_0(\beta, \psi) d\psi d\beta} \quad (1)$$

$$\overline{r \beta \cos \psi} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta^2 I_1(\beta, \psi) \cos \psi d\psi d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_0(\beta, \psi) d\psi d\beta} \quad (2)$$

$$\overline{\beta \cos \psi} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta^2 I_0(\beta, \psi) \cos \psi d\psi d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} g(\beta) \beta I_0(\beta, \psi) d\psi d\beta} \quad (3)$$

avec :

$$I_0(\beta, \psi) = \int_{r_0-\delta}^{r_0+\delta} T(r) e^{-\frac{r \sin \theta_0}{H} (1 + \beta \cot \theta_0 \cos \psi)} r^2 dr \quad (4)$$

$$I_1(\beta, \psi) = \int_{r_0-\delta}^{r_0+\delta} T(r) e^{-\frac{r \sin \theta_0}{H} (1 + \beta \cot \theta_0 \cos \psi)} r^3 dr \quad (5)$$

où , rappelons-le ;

- $\beta_0$  est l'ouverture maximale du lobe principal de l'antenne, supposée petit
- $T(r)$  est définie par la relation (2) de l'annexe 1.
- $H$  et  $\theta_0$  sont des constantes.

Les relations ci-dessus ont été déterminées en supposant  $\beta$  petit , soit l'approximation suivante :

$$\theta \simeq \theta_0 + \beta \cos \psi \quad (6)$$

Dans un premier temps nous allons développer les intégrales  $I_0(\beta, \psi)$  et  $I_1(\beta, \psi)$  en nous limitant aux termes d'ordre 1 en  $\beta$  (paragraphe 1) qui nous permettent ensuite d'accéder facilement à l'intégration par rapport à  $\psi$  (paragraphe 2) nous conduisant ainsi à des intégrales simples en  $\beta$  (paragraphe 3).

1 - Calcul des intégrales  $I_0(\beta, \psi)$  et  $I_1(\beta, \psi)$ .

a) Calcul de  $I_0(\beta, \psi)$ .

En remplaçant  $T(r)$  par son expression donnée par la relation (2) de l'annexe 1 dans l'expression de  $I_0(\beta, \psi)$  définie par (4) , il vient :

$$I_0(\beta, \psi) = \int_{r_0-\delta}^{r_0} \frac{r-(r_0-\delta)}{\delta} r^2 e^{-\frac{\epsilon r}{\delta}} dr + \int_{r_0}^{r_0+\delta} \frac{-r+(r_0+\delta)}{\delta} r^2 e^{-\frac{\epsilon r}{\delta}} dr \quad (7)$$

où 
$$\epsilon = \frac{\delta \sin \theta_0}{H} (1 + \beta \cot \theta_0 \cos \psi) \quad (8)$$

Posons :

$$\left. \begin{aligned} \frac{r}{\delta} &= \frac{r_0 - \delta}{\delta} + \rho && \text{pour la première intégrale de la} \\ &&& \text{relation (7)} \\ \frac{r}{\delta} &= \frac{r_0 + \delta}{\delta} - \rho && \text{pour la seconde intégrale} \\ \eta &= \frac{r_0}{\delta} \end{aligned} \right\} (9)$$

Avec ces notations, la relation (7) devient :

$$\begin{aligned} I_0(\beta, \psi) &= \delta^3 e^{-\varepsilon \eta} e^\varepsilon \left\{ (\eta-1)^2 \int_0^1 e^{-\varepsilon \rho} e^\rho d\rho + 2(\eta-1) \int_0^1 e^{-\varepsilon \rho} e^{\rho^2} d\rho + \int_0^1 e^{-\varepsilon \rho} e^{\rho^3} d\rho \right\} + \\ &+ \delta^3 e^{-\varepsilon \eta} e^{-\varepsilon} \left\{ (\eta+1)^2 \int_0^1 e^{\varepsilon \rho} e^\rho d\rho - 2(\eta+1) \int_0^1 e^{\varepsilon \rho} e^{\rho^2} d\rho + \int_0^1 e^{\varepsilon \rho} e^{\rho^3} d\rho \right\} \end{aligned}$$

qui s'exprime en fonction des intégrales  $J_n(\varepsilon) = \int_0^1 e^{\varepsilon \rho} e^{\rho^n} d\rho$   
sous la forme :

$$\begin{aligned} I_0(\beta, \psi) &= \delta^3 e^{-\varepsilon \eta} \left\{ e^\varepsilon \left[ (\eta-1)^2 J_1(-\varepsilon) + 2(\eta-1) J_2(-\varepsilon) + J_3(-\varepsilon) \right] + \right. \\ &\left. + e^{-\varepsilon} \left[ (\eta+1)^2 J_1(\varepsilon) - 2(\eta+1) J_2(\varepsilon) + J_3(\varepsilon) \right] \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

où l'on montre aisément que :

$$\left. \begin{aligned} J_1(\varepsilon) &= \left( \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} \right) e^\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon^2} \\ J_2(\varepsilon) &= \left( \frac{1}{\varepsilon} - \frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{2}{\varepsilon^3} \right) e^\varepsilon - \frac{2}{\varepsilon^3} \\ J_3(\varepsilon) &= \left( \frac{1}{\varepsilon} - \frac{3}{\varepsilon^2} + \frac{6}{\varepsilon^3} - \frac{6}{\varepsilon^4} \right) e^\varepsilon + \frac{6}{\varepsilon^4} \\ J_4(\varepsilon) &= \left( \frac{1}{\varepsilon} - \frac{4}{\varepsilon^2} + \frac{12}{\varepsilon^3} - \frac{24}{\varepsilon^4} + \frac{24}{\varepsilon^5} \right) e^\varepsilon - \frac{24}{\varepsilon^5} \end{aligned} \right\} (11)$$

D'où en combinant (10) et (11), il vient :

$$I_0(\beta, \psi) \equiv I_0(\varepsilon) = \left\{ \left[ \eta^2 (\operatorname{ch} \varepsilon - 1) - 2 \eta \operatorname{sh} \varepsilon + \operatorname{ch} \varepsilon \right] \frac{1}{\varepsilon^2} + \left[ 4 \eta (\operatorname{ch} \varepsilon - 1) - 4 \operatorname{sh} \varepsilon \right] \frac{1}{\varepsilon^3} + \right. \\ \left. + 6 (\operatorname{ch} \varepsilon - 1) \frac{1}{\varepsilon^4} \right\} 2 \delta^3 e^{-\varepsilon \eta} \quad (12)$$

En utilisant l'approximation donnée par la relation (8) où  $\beta$  est petit et en remplaçant l'expression  $I_0(\beta, \psi)$  donnée par (12) par son développement limité à l'ordre 1 par rapport à  $\beta$ , il vient :

$$I_0(\beta, \psi) = (A_0 + \beta A_1 \cos \psi) 2 \delta^3 e^{-\varepsilon_0 \eta} e^{-\mu \cos \psi} \quad (13)$$

avec

$$\varepsilon_0 = \frac{\delta \sin \theta_0}{H} \quad (14)$$

$$\mu = \beta \varepsilon_0 \eta \cot \theta_0 \quad (15)$$

$$A_0 = \frac{\operatorname{ch} \varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0^2} \left[ \eta^2 + \frac{4 \eta}{\varepsilon_0} + \frac{6}{\varepsilon_0^2} \right] - \frac{2 \operatorname{sh} \varepsilon_0}{\varepsilon_0^2} \left[ \eta + \frac{2}{\varepsilon_0} \right] + \frac{\operatorname{ch} \varepsilon_0}{\varepsilon_0^2} \quad (16)$$

$$A_1 = \left\{ - \frac{2 (\operatorname{ch} \varepsilon_0 - 1)}{\varepsilon_0^2} \left[ \eta^2 + \frac{6 \eta}{\varepsilon_0} + \frac{12}{\varepsilon_0^2} \right] + \frac{2 \operatorname{sh} \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \left[ \eta^2 + \frac{3 \eta}{\varepsilon_0} + \frac{18}{\varepsilon_0^2} + 1 \right] - \frac{2 \operatorname{ch} \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \left[ \eta + \frac{3}{\varepsilon_0} \right] \right\} \cot \theta_0 \quad (17)$$

Les termes  $A_0$  et  $A_1$  sont des constantes pour  $r_0$ ,  $\delta$ ,  $\theta_0$  et  $H$  donnés.

#### b) Calcul de $I_1(\beta, \psi)$

En remplaçant  $T(r)$  par son expression donnée par la relation (2) de l'annexe 1 dans la relation (5), il vient :

$$I_1(\beta, \psi) = \int_{r_0-\delta}^{r_0} \frac{r-(r_0-\delta)}{\delta} r^3 e^{-\frac{\epsilon r}{\delta}} dr + \int_{r_0}^{r_0+\delta} \frac{-r+(r_0+\delta)}{\delta} r^3 e^{-\frac{\epsilon r}{\delta}} dr \quad (18)$$

où  $\epsilon$  est défini par la relation (8).

En utilisant les notations données par les relations (9),  $I_1(\beta, \psi)$  s'écrit :

$$I_1(\beta, \psi) = \delta^4 e^{-\epsilon \eta} e^{\epsilon} \left\{ (\eta-1)^3 \int_0^1 e^{-\epsilon \rho} \rho d\rho + 3(\eta-1)^2 \int_0^1 e^{-\epsilon \rho} \rho^2 d\rho + 3(\eta-1) \int_0^1 e^{-\epsilon \rho} \rho^3 d\rho + \int_0^1 e^{-\epsilon \rho} \rho^4 d\rho \right\} + \\ + \delta^4 e^{-\epsilon \eta} e^{-\epsilon} \left\{ (\eta+1)^3 \int_0^1 e^{\epsilon \rho} \rho d\rho - 3(\eta+1)^2 \int_0^1 e^{\epsilon \rho} \rho^2 d\rho + 3(\eta+1) \int_0^1 e^{\epsilon \rho} \rho^3 d\rho - \int_0^1 e^{\epsilon \rho} \rho^4 d\rho \right\}$$

qui s'exprime en fonction des intégrales  $J_n(\epsilon)$  données par (11) :

$$I_1(\beta, \psi) \equiv I_1(\epsilon) = \delta^4 e^{-\epsilon \eta} \left\{ e^{\epsilon} \left[ (\eta-1)^3 J_1(-\epsilon) + 3(\eta-1)^2 J_2(-\epsilon) + 3(\eta-1) J_3(-\epsilon) + J_4(-\epsilon) \right] + \right. \\ \left. + e^{-\epsilon} \left[ (\eta+1)^3 J_1(\epsilon) - 3(\eta+1)^2 J_2(\epsilon) + 3(\eta+1) J_3(\epsilon) - J_4(\epsilon) \right] \right\} \quad (19)$$

En remplaçant les intégrales  $J_n(\epsilon)$  par leurs valeurs (relations (11)), il vient :

$$I_1(\beta, \psi) = \left\{ \left[ \eta^3 (\operatorname{ch} \epsilon - 1) - (3\eta^2 + 1) \operatorname{sh} \epsilon + 3\eta \operatorname{ch} \epsilon \right] \frac{1}{\epsilon^2} + \left[ 6\eta^3 (\operatorname{ch} \epsilon - 1) - 12\eta \operatorname{sh} \epsilon + 6 \operatorname{ch} \epsilon \right] \frac{1}{\epsilon^3} + \right. \\ \left. + \left[ 18\eta (\operatorname{ch} \epsilon - 1) - 18 \operatorname{sh} \epsilon \right] \frac{1}{\epsilon^4} + \left[ 24 (\operatorname{ch} \epsilon - 1) \right] \frac{1}{\epsilon^5} \right\} 2 \delta^4 e^{-\epsilon \eta}$$

En utilisant l'approximation (8) et en remplaçant  $I_1(\beta, \psi)$  par son développement limité à l'ordre 1 par rapport à  $\beta$ , il vient finalement :

$$I_1(\beta, \psi) = (B_0 + \beta B_1 \cos \psi) 2 \delta^4 e^{-\epsilon_0 \eta} e^{-\mu \cos \psi} \quad (20)$$

où  $\epsilon_0$  et  $\mu$  sont données par (14) et (15)

$$B_0 = \frac{(\operatorname{ch} \epsilon_0 - 1)}{\epsilon_0^2} \left[ \eta^3 + \frac{6\eta^2}{\epsilon_0} + \frac{18\eta}{\epsilon_0^2} + \frac{24}{\epsilon_0^3} \right] - \frac{\operatorname{sh} \epsilon_0}{\epsilon_0^2} \left[ 3\left(\eta^2 + \frac{4\eta}{\epsilon_0} + \frac{6}{\epsilon_0^2}\right) + 1 \right] + \frac{3 \operatorname{ch} \epsilon_0}{\epsilon_0} \left[ \eta + \frac{2}{\epsilon_0} \right] \quad (21)$$

$$B_1 = \left\{ -\frac{2(\operatorname{ch} \epsilon_0 - 1)}{\epsilon_0^2} \left[ \eta^3 + \frac{9\eta^2}{\epsilon_0} + \frac{36\eta}{\epsilon_0^2} + \frac{60}{\epsilon_0^3} \right] + \frac{\operatorname{sh} \epsilon_0}{\epsilon_0} \left[ \eta^3 + \frac{12\eta^2}{\epsilon_0} + \frac{54\eta}{\epsilon_0^2} + \frac{96}{\epsilon_0^3} + 3\eta + \frac{8}{\epsilon_0} \right] \right. \\ \left. - \frac{\operatorname{ch} \epsilon_0}{\epsilon_0} \left[ 3\left(\eta^2 + \frac{6\eta}{\epsilon_0} + \frac{12}{\epsilon_0^2}\right) + 1 \right] \right\} \cot \theta_0 \quad (22)$$

Les termes  $B_0$  et  $B_1$  sont des constantes pour  $r_0$ ,  $\delta$ ,  $\theta_0$  et  $H$  donnés.

2) Intégration par rapport à  $\psi$

Le gain  $g(\beta)$  de l'antenne étant fonction du site  $\beta$  seul, les intégrations par rapport à  $\psi$  dans les relations (1), (2) et (3) se ramènent aux intégrales suivantes :

$$K_0(\beta) = \int_0^{2\pi} I_0(\beta, \psi) d\psi \quad (23)$$

$$G_0(\beta) = \int_0^{2\pi} I_0(\beta, \psi) \cos \psi d\psi \quad (24)$$

$$K_1(\beta) = \int_0^{2\pi} I_1(\beta, \psi) d\psi \quad (25)$$

$$G_1(\beta) = \int_0^{2\pi} I_1(\beta, \psi) \cos \psi d\psi \quad (26)$$

Nous allons expliciter successivement ces intégrales en remplaçant  $I_0(\beta, \psi)$  et  $I_1(\beta, \psi)$  par leurs expressions données par (13) et (20). Il vient donc :

$$K_0(\beta) = 2 \delta^3 e^{-\epsilon_0 \eta} \left\{ A_0 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} d\psi + \beta A_1 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos \psi d\psi \right\} \quad (27)$$

$$G_0(\beta) = 2 \delta^3 e^{-\epsilon_0 \eta} \left\{ A_0 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos \psi d\psi + \beta A_1 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos^2 \psi d\psi \right\} \quad (28)$$

$$K_1(\beta) = 2 \delta^4 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ B_0 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} d\psi + \beta B_1 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos \psi d\psi \right\} \quad (29)$$

$$G_1(\beta) = 2 \delta^4 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ B_0 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos \psi d\psi + \beta B_1 \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} \cos^2 \psi d\psi \right\} \quad (30)$$

où  $\mu$  est fonction de  $\beta$  (relation (15)).

Les fonctions  $K_0(\beta)$ ,  $K_1(\beta)$ ,  $G_0(\beta)$  et  $G_1(\beta)$  s'écrivent donc sous forme d'une somme d'intégrales de la forme :

$$H_n(\mu) = \int_0^{2\pi} e^{-\mu \cos \psi} (\cos \psi)^n d\psi \quad \text{avec } n = 0, 1, 2 \quad (31)$$

On montre que :

$$H_2(\mu) = H_0(\mu) + \frac{H_1(\mu)}{\mu} \quad (32)$$

Les intégrales  $H_0(\mu)$  et  $H_1(\mu)$  sont facilement tabulées suivant  $\mu$  variant de 0,2 en 0,2 et en intégrant par rapport à  $\psi$  par pas de 5 degrés.

En utilisant (31) et (32), les relations (27), (28), (29) et (30) s'écrivent finalement :

$$K_0(\beta) = 2 \delta^3 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ A_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta A_1 H_1(\mu_0 \beta) \right\} \quad (33)$$

$$G_0(\beta) = 2 \delta^3 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ \beta A_1 H_0(\mu_0 \beta) + \left( A_0 + \frac{A_1}{\mu_0} \right) H_1(\mu_0 \beta) \right\} \quad (34)$$

$$K_1(\beta) = 2 \delta^4 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ B_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta B_1 H_1(\mu_0 \beta) \right\} \quad (35)$$

$$G_1(\beta) = 2 \delta^4 e^{-\varepsilon_0 \eta} \left\{ \beta B_1 H_0(\mu_0 \beta) + \left( B_0 + \frac{B_1}{\mu_0} \right) H_1(\mu_0 \beta) \right\} \quad (36)$$

où :

$$\mu_0 = \frac{\mu}{\beta} = \varepsilon_0 \eta \cot g \theta_0 \quad (37)$$

En utilisant les fonctions  $K_0(\beta)$ ,  $K_1(\beta)$ ,  $G_0(\beta)$  et  $G_1(\beta)$ , les expressions de  $\bar{r}$ ,  $\overline{r \beta \cos \psi}$  et  $\overline{\beta \cos \psi}$  données par les relations (1), (2) et (3) s'écrivent sous les formes simples suivantes :

$$\bar{r} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta K_1(\beta) d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta K_0(\beta) d\beta} \quad (38)$$

$$\overline{r \beta \cos \psi} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta^2 G_1(\beta) d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta K_0(\beta) d\beta} \quad (39)$$

$$\overline{\beta \cos \psi} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta^2 G_0(\beta) d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta K_0(\beta) d\beta} \quad (40)$$

### 3 ) Résultats

En remplaçant  $K_0(\beta)$ ,  $G_0(\beta)$ ,  $K_1(\beta)$  et  $G_1(\beta)$  par leurs valeurs définies par (33), (34), (35) et (36) dans les expressions de  $\bar{r}$ ,  $\overline{r \beta \cos \psi}$  et  $\overline{\beta \cos \psi}$  données par (38), (39) et (40), il vient :

$$\bar{r} = \delta \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta [B_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta B_1 H_1(\mu_0 \beta)] d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta [A_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta A_1 H_1(\mu_0 \beta)] d\beta} \quad (41)$$

$$\overline{r \beta \cos \psi} = \delta \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta^2 [\beta B_1 H_0(\mu_0 \beta) + (B_0 + \frac{\beta_1}{\beta_0}) H_1(\mu_0 \beta)] d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta [A_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta A_1 H_1(\mu_0 \beta)] d\beta} \quad (42)$$

$$\overline{\beta \cos \psi} = \frac{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta^2 \left[ \beta A_1 H_0(\mu_0 \beta) + \left( A_0 + \frac{A_1}{r_0} \right) H_1(\mu_0 \beta) \right] d\beta}{\int_{\beta=0}^{\beta_0} g(\beta) \beta \left[ A_0 H_0(\mu_0 \beta) + \beta A_1 H_1(\mu_0 \beta) \right] d\beta} \quad (43)$$

Les intégrales  $H_0(\mu_0 \beta)$ ,  $H_1(\mu_0 \beta)$  pouvant être tabulées suivant les valeurs de  $\mu_0 \beta$ , il est alors facile d'intégrer numériquement par rapport à  $\beta$  par pas de  $1^\circ$  les fonctions de  $\beta$  contenues dans les relations (41), (42), (43) en se donnant les valeurs de  $\delta$ ,  $g(\beta)$ ,  $r_0$ ,  $H$ ,  $\theta_0$  et  $\beta_0$ .

BIBLIOGRAPHIE

AUBRY M., CHEZLEMAS R., SPIZZICHINO A.

Preliminary results of the atmospheric acoustic sounding program  
at C.N.E.T DT - EST/RSR/80, 1974.

BAUDIN F., BERNARDINI D.

Etude de l'efficacité des aériens du sodar du C.N.E.T.  
DT CRPE/ETE/1 001, 1975.

BERAN DW., LITTLE C.G., WILLMARTH B.C.

Acoustic Doppler measurement of vertical velocities in the atmosphere.  
Nature 230, 160-162, 1971.

BERAN D.W., CLIFFORD S.F.

Acoustic Doppler measurement of the total wind vector.  
Proc. AMS Second Symp. on Meteorol. Observations and Instrumentations ;  
San Diego, Calif., 1971.

KAIMAL J.C.

Sensors and Techniques for direct measurement of turbulent fluxes and  
profiles in the Atmospheric Surface Layer. Atm. Technology, 7 , 7-14,  
1975.

LITTLE C.G.

Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere.  
PIEEE, 57 , 4, 571-578, 1969.

Mc ALLISTER L.G.

Acoustic sounding of the lower troposphere.  
J. Atm. Terr. Phys., 30 , 1439-1440, 1968

MONIN A.S.

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

SPIZZICHINO A.

Discussion of the operating conditions of a Doppler sodar.  
J. Geophys. Res. , 79 , 36, 5585-5591, 1974.

**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*