

THESE

2/86

PRÉSENTÉE A
المعهد الوطني للعلوم التطبيقية
L'ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
الكلية
DEPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

PAR

Khémals SAADA

Pour l'obtention du diplôme de MAGISTER en électronique appliquée

OPTION : Télécommunications

ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE ET DE LA RECEPTION DES ONDES VHF PAR RADAR ST

Soutenue le 18 Janvier 1986 devant la Commission d'Examen :

MM. A. ADANE _____ Président
M. CROCHET _____ Rapporteur
E. KARAKHANIAN _____
A. ZERGUERRAS _____ } Examineurs
M. MEHENNI _____

المعهد الوطني للعلوم الهندسية

البيروت

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

BIBLIOTHEQUE

THESE

PRÉSENTÉE A
المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
L'ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
المدنية
DEPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE
PAR

Khémaïs SAADA

Pour l'obtention du diplôme de MAGISTER en électronique appliquée

OPTION : Télécommunications

ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE ET DE LA RECEPTION DES ONDES VHF PAR RADAR ST

Soutenu le 18 Janvier 1986 devant la Commission d'Examen :

MM. A. ADANE Président
M. CROCHET Rapporteur
E. KARAKHANIAN
A. ZERGUERRAS } Examineurs
M. MEHENNI



REMERCIEMENTS

Ce travail a été accompli sous la direction scientifique de Monsieur M. CROCHET , professeur à l'université de Toulon et du Var et responsable de l'équipe atmosphère du laboratoire de sondage électromagnétique de l'environnement terrestre (LSEET) (France) .

Il m'est très agréable aujourd'hui , de lui exprimer mes sentiments de gratitude pour m'avoir proposé ce sujet , accueilli dans son laboratoire , guidé dans le travail , et mis à ma disposition tous les moyens nécessaires afin de mener à terme cette tâche .

Je remercie très particulièrement Monsieur A. ADANE , maître de conférence et directeur de l'institut d'électronique à l'USTHB , pour toutes les suggestions qu'il a bien voulu me prodiguer dans la rédaction de cette thèse , et pour l'honneur qu'il me fait de présider ce jury .

J'adresse mes plus vifs remerciements à toute l'équipe atmosphère du LSEET et plus particulièrement Messieurs E. BRUN et F. CUQ , respectivement chercheur stagiaire et ingénieur en informatique , ainsi qu'à Messieurs C. BOURDIER et JOEL qui ont su me faire bénéficier de leurs expériences dans le LSEET.

Mes remerciements vont également à Monsieur BERTIN , chercheur au CNET-CNRS de paris , pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et pour les précieux conseils qu'il n'a cessé de me fournir .

J'exprime mes remerciements sincères à Monsieur R. AKSAS , chargé de cours à l'ENP , pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour son aide efficace dans la rédaction de cette thèse .

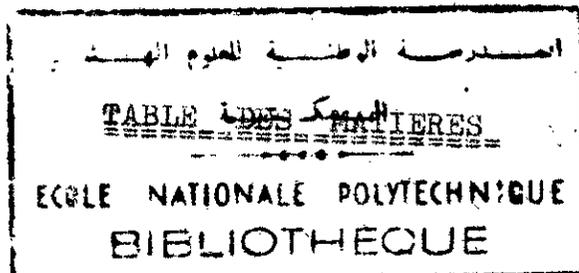
Je remercie bien vivement Monsieur M. MEHENNI , chargé de cours à l'ENP , qui s'est intéressé dès le début à ce travail et qu'il accepte maintenant de le juger .

Je remercie très sincèrement Monsieur A. ZERGUERRAS , chargé de cours à l'ENP , qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de participer au jury d'examen .

Mes remerciements vont aussi à Monsieur E. KARAKHANIAN , professeur à l'ENP , qui a bien voulu me faire l'honneur d'être membre de ce jury .

J'exprime ma profonde reconnaissance à Messieurs D. BERKANI et CHEKIMA , chargés de cours et respectivement chef du département d'électronique et responsable de la post-graduation électronique appliquée à l'ENP , pour l'effort qu'ils n'ont cessé d'aménager afin de me faciliter les conditions de soutenance de thèse .

Que toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse soient remerciées et plus particulièrement Messieurs M. FOURARI et AMAR .



- INTRODUCTION

1^{ere} PARTIE : PRESENTATION DU RADAR ST

CHAPITRE I : PRESENTATION DU RADAR ST AIR CLAIR

- Introduction

I-1- Principe de fonctionnement

I-2. Technique du radar ST :

I-2-1. Emission- reception

I-2-2. Equation radar(cas général)

I-2-3. Traitement du signal :

I-3: Domaines d'application des radars ST .

2^e PARTIE : ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE DES ONDES VHF PAR RADAR ST .

CHAPITRE II : PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ATMOSPHERE.

- Introduction

II-1. Présentation de la basse atmosphère :

II-2. Indice de refraction :

II-2-1. Définition

II-2-2. Indice de refraction et conditions météorologique

II-2-3. Atmosphère de référence(ou standard)

II-3. Stabilité atmosphérique :

II-3-1. Aspect statique

II-3-2. Aspect dynamique

II-4. Intéraction ondes électromagnétiques-atmosphère:

II-4-1. Diffusion turbulente

II-4-2. Reflexion partielle

II-5. Bruit atmosphérique

II-6. Structure générale de l'atmosphère :

- II-6-1 . Détermination des couches stables et turbulentes par ballon .
- II-6-2. Détermination des couches stables et turbulentes par radar ST.

CHAPITRE III : PHENOMENES ELEMENTAIRES DE PROPAGATION DANS LA TROPOSPHERE:

- Introduction.

- III-1 : Réfraction et rayon fictif équivalent de la terre.
- III-1-1 : Rayon de courbure de la trajectoire d'une onde électromagnétique et gradient équivalent de l'indice de refraction .
- III-1-2 : Distance de l'horizon et angle des horizons d'une liaison radioélectrique :
- a). cas d'une terre sphérique ,
- b). cas d'un profil réel de liaison transhorizon,
- III-1-3 : Représentation de la trajectoire d'une onde par rapport à une terre plane.
- III-1-4 : Les différents cas de refraction troposphérique.
- III-2 : Propagation par diffusion turbulente .
- III-3 : Propagation par reflexion partielle .
- III-4 : Propagation par guidage troposphérique .
- III-5 : Absorption .

CHAPITRE IV : ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE DES ONDES VHF EN BISTATIQUE PAR TRACE DE RAYONS .

- IV-1 : Méthodes de tracé de rayons.
- IV-1-1 : Représentation à terre sphérique,
- IV-1-2 : Représentation à terre plane ,
- IV-2 : Etude dans une atmosphère standard .
- IV-3 : Etude dans une atmosphère réelle .



CHAPITRE V : ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE DES ONDES VHF
EN MONOSTATIQUE PAR RADAR ST .

- Introduction .

V-1 : Principe .

V-2 : Efficacité du radar ST dans le domaine des télécommunications :

V-2-1 : Influence de la fréquence radar et de l'angle de diffusion sur la fréquence oblique de la liaison bistatique simulée .

V-2-2 : Variation de la portée bistatique en fonction de la fréquence oblique et de l'altitude de la couche turbulente, à une fréquence radar constante.

CHAPITRE VI : ETUDE COMPARATIVE BISTATIQUE-MONOSTATIQUE ET INFLUENCE
DE LA QUALITE DU RECEPTEUR SUR LES MESURES PAR RADAR
ST.

VI-1 : Etude comparative bistatique-monostatique.

VI-2 : Influence de la qualité du récepteur sur les mesures par radar ST .

3^e PARTIE : ETUDE TECHNIQUE ET MISE AU POINT D'UN RECEPTEUR DE
RADAR ST.

CHAPITRE VII : ETUDE TECHNIQUE DES RECEPTEURS DE RADAR DOPPLER ST.

-Introduction .

VII-1 : Caractéristiques fondamentales des récepteurs de radar ST .

VII-1-1 : Sensibilité et bruit des récepteurs .

VII-1-2 : Sélectivité .

VII-1-3 : Cohérence de fréquence.

VII-1-4 : Dynamique.



VII-2 : Les récepteurs super-hétérodynes .

VII-2-1 : Principe

VII-2-2 : Problèmes de brouillage .

a) Brouillage par la fréquence image ,

b) Brouillage par les fréquences harmoniques .

VII-2-3 : Choix de la fréquence intermédiaire

VII-2-4 : Sensibilité aux dérives de fréquence des oscillateurs .

VII-2-5 : Avantages et inconvénients .

VII-3 : Les récepteurs à amplification directe .

VII-3-1 : Principe .

VII-3-2 : Sensibilité aux dérives de fréquence de l'oscillateur ,

VII-3-3 : Avantages et inconvénients ,

VII-4 : Critique des deux types de récepteurs .

CHAPITRE VIII : MISE AU POINT D'UN RECEPTEUR DE RADAR ST .

- Introduction .

VIII-1 : Conception et réalisation .

VIII-2 : Mesures des caractéristiques du récepteur .

VIII-2-1 : Mesures en mode continue :

a) mesure de la sensibilité ,

b) mesure du facteur de bruit ,

c) mesure de la dynamique et du gain ,

d) courbes de réponse et de linéarité du récepteur pour les différentes valeurs de ζ .

VIII-2-2 : Mesures en mode radar :

a) réponse impulsionnelle des filtres de Bessel ,

b) mesure du signal de sortie RF ,

c) Observation des signaux de sortie (A - et B) du récepteur pour les différents ζ .



VIII-3 : Analyse des performances du récepteur réalisé .

CONCLUSION .

BIBLIOGRAPHIE .

- ANNEXES :
- (1) - Calcul du rayon de courbure en un point de la trajectoire d'une onde radio-électrique et du gradient équivalent d'indice de refraction .
 - (2) - Equation de propagation par diffusion turbulente en bistatique .
 - (3) - Zone de Fresnel et critère de Rayleigh relatif aux surfaces planes .
 - (4) - Méthode analytique de tracée de rayons .
 - (5) - Généralités sur les antennes .
 - (6) - Programmes d'analyse , tracée de rayons en bistatique, et de propagation en monostatique par radar ST.



Les phénomènes responsables de la propagation transhorizon des ondes VHF dans l'atmosphère restent encore mal connus du fait de leur dépendance stricte des conditions climatiques et météorologiques de la région considérée .

Conditions qui sont déterminées jusqu'à présent par radio-sondage (ballon). Des études expérimentales récentes ont montrées que le radar Doppler ST (Stratosphère-Troposphère) donne de bon résultats dans les études de la structure physique de la basse atmosphère.

L'objet de ce travail est de montrer, à partir de l'étude de la propagation des ondes VHF dans la troposphère par radar ST, l'efficacité de ce dernier dans le domaine des télécommunications. Cette étude nous conduira à la mise au point d'un récepteur super-hétérodyne de radar ST plus performant .

On peut très bien décrire la propagation des ondes radioélectriques par les équations de Maxwell en les appliquant à chaque problème particulier en tenant compte des caractéristiques du milieu et des conditions aux limites sur les divers obstacles.

Cela est en effet parfaitement exact du point de vue théorique; mais absolument impossible à réaliser vu la complexité du milieu atmosphérique. On a donc été amené à remplacer cette méthode synthétique par une autre plus analytique consistant à étudier séparément tous les phénomènes physiques qui influencent la propagation des ondes (réfraction, diffraction, réflexion, diffusion, ...) et à combiner leurs effets [1] .

Cette méthode analytique se base essentiellement sur la longueur d'onde dont le domaine de variation est très étendu. Elle intervient directement par sa comparaison avec les diverses autres dimensions géométriques des obstacles, ou des discontinuités du milieu de propagation qui est l'atmosphère. En effet, une onde Kilométrique pourra franchir aisément une colline, alors que cette même colline constitue un obstacle pratiquement infranchissable par une onde centimétrique.

Grâce à cette extrême variation de l'échelle des longueurs d'onde, la méthode analytique se trouve simplifiée par le fait que suivant la gamme de fréquence considérée, on peut négliger plusieurs phénomènes physiques pour n'en conserver que les plus significatifs .

Ainsi, pour la bande des ondes décamétriques, seules les couches ionosphériques influent sur le rayonnement et le réfléchissent pour le renvoyer sur la terre; ce qui permet des liaisons à très grandes distances . [2]

Pour les ondes métriques, décimétriques et centimétriques, l'ionosphère est transparente et c'est la troposphère qui joue un rôle prépondérant dans la propagation par les phénomènes de refraction, diffraction, réflexion, et diffusion . [2]

Pour les ondes millimétriques, les phénomènes de diffusion et d'absorption sont prépondérants ; ce qui limite la portée du rayonnement.

Le phénomène d'absorption est encore plus intense pour les ondes plus courtes du fait des lignes de résonance des molécules de vapeur d'eau et d'oxygène.

Donc, plus on monte vers les fréquences plus élevées, plus l'influence de la troposphère sur le rayonnement se fait sentir .

L'objet de notre étude est la propagation des ondes VHF (30 à 300 MHz) dans la troposphère.

Cette étude nécessite la connaissance préalable de la structure physique de l'espace troposphérique d'impact de la liaison radioélectrique envisagée .

Pour cela on a utilisé jusqu'à présent une méthode classique basée sur la connaissance du profil d'indice de refraction et de ses fluctuations en fonction de l'altitude, obtenue au moyen d'un ballon-sonde ou d'un réfractomètre aéroporté. La faible fréquence de lancement de ballons-sondes (un ballon toutes les 6 heures) ou les perturbations de l'air provoquées par l'avion transportant le réfractomètre rendent cette méthode peu précise. C'est pourquoi le radar ST qui permet un sondage systématique (toutes les minutes) s'avère plus intéressant pour déterminer, d'une façon plus précise, la structure physique de la basse atmosphère . Mais malgré un traitement puissant du signal en temps réel sur micro-ordinateur, les performances du radar ST restent strictement limitées par celles du récepteur utilisé (facteur de bruit, sensibilité, dynamique, et gain).

Nous nous intéressons à la propagation troposphérique des ondes VHF par radar ST . Cette étude nous a permis de fixer les limites d'exploration de l'atmosphère, liées à la technique de réception utilisée dans le radar ST.

Ce qui nous a conduit à mettre au point un récepteur super-hétérodyne de radar ST de performances meilleures. Ceci devait permettre d'étendre la gamme de sondage aux très basses et aux hautes altitudes .

Ce travail sera présenté en trois parties. Dans la première nous présentons le radar ST et ses domaines d'application. La seconde partie est destinée à l'étude de propagation troposphérique des ondes VHF par radar ST et à la fixation des limites de ce dernier liées à la technique de réception . La dernière partie porte sur l'étude technique et la mise au point d'un récepteur super-hétérodyne de radar ST plus performant.



1^e
PARTIE
PRESENTATION DU RADAR S.T.

C H A P I T R E I

PRESENTATION DU RADAR ST AIR CLAIR

Introduction:

L'introduction de technologie de plus en plus avancée dans la technique des radars doppler a attirée l'attention des chercheurs dans le domaine de la physique de l'atmosphère et de la météorologie. Ces radars peuvent détecter, avec plus d'efficacité que les ballons-sonde, la présence de couches stables ou turbulentes dans l'atmosphère, donner leurs épaisseurs et les altitudes auxquelles elles se trouvent, et mesurer la vitesse du vent avec une bonne précision [3,4,5] .

Deux familles de radar Doppler VHF ont été, alors, mises au point [3,4]: les radars MST (Mésosphère, Stratosphère, Troposphère) qui peuvent sonder jusqu'à des altitudes allant de 10 à 100 Km, et les radars ST (Stratosphère, Troposphère) qui permettent un sondage de l'atmosphère jusqu'à 30 Km d'altitude.

Nous allons présenter brièvement le radar Doppler ST-VHF à trois directions, utilisé par le LSEET en camargue(France) [24] .

I-1. Principe de fonctionnement :

Le radar ST-VHF est un radar Doppler [3,4] . Sa technique consiste à émettre dans l'atmosphère une onde électromagnétique de fréquence VHF donnée, et d'analyser l'écho reçu et donner entre autres la valeur de l'effet Doppler .

Pour sonder l'atmosphère, le radar ST utilise trois réseaux coaxiaux d'antennes qui tirent dans trois directions différentes : une verticale et deux obliques inclinées de 15° par rapport à la verticale dans les plans Nord-Est et Sud-Est.(Fig.I-1) [3] . Chacun des trois réseaux est utilisé séquentiellement pour l'émission et pour la réception.

Le principe de fonctionnement du radar ST peut être résumé par le schéma de la figure(I-2).

I-2 . Technique du radar ST :

I-2-1 : Emission-reception :

L'émission de l'onde VHF dans une direction donnée [3,4,5] est effectuée d'une façon impulsionnelle pendant une durée τ à une fréquence $F_R = 1/T_R$ (T_R est la période de répétition des impulsions d'émission).

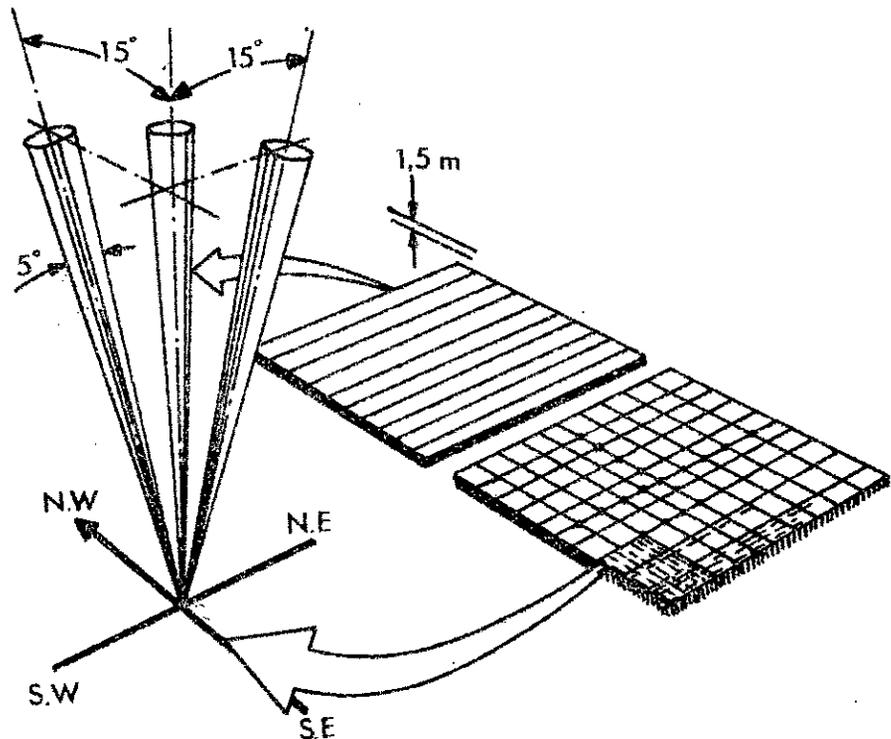


Figure (1-1) : Configuration des aeriens à trois directions du radar ST.

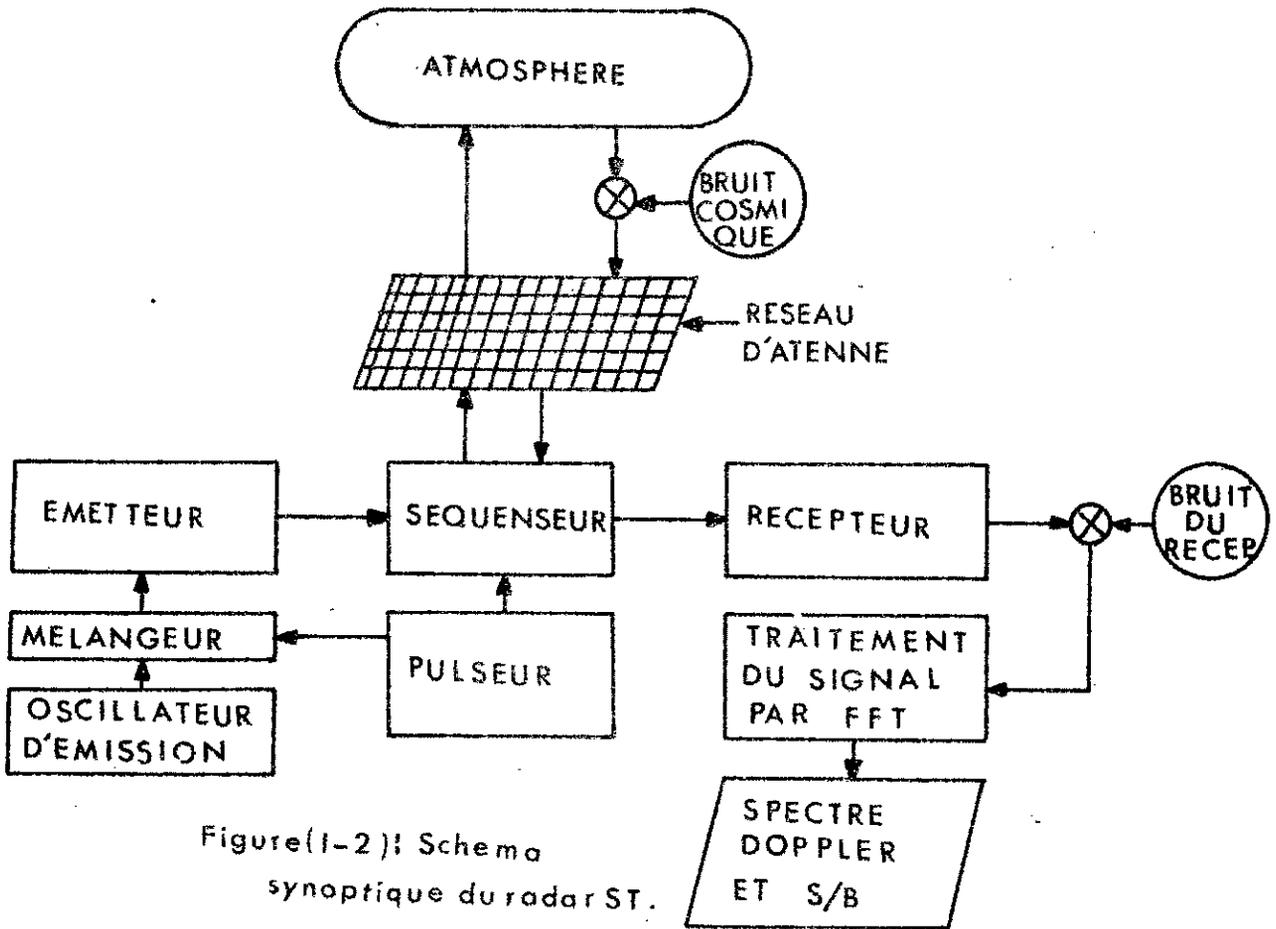


Figure (1-2) : Schema synoptique du radar ST.

L'écho radar est reçu pendant le temps t_r séparant deux impulsions d'émission (Fig. I-3) [6,7] .

T_R est prise suffisamment grande pour que le signal reçu ne soit pas pollué par l'écho radar suivant .

La distance maximale explorée par le radar sans ambiguïté est :

$$D_{\max} = \frac{C T_R}{2} \quad (I-1)$$

où C est la vitesse de l'onde dans l'air ($= 3.10^8$ m/s).

Si l'on prend $T_R = 1500$ us , on a $D_{\max} = 225$ Km . Or, comme l'amplitude des échos décroît très rapidement avec l'altitude, la distance maximale explorable par le radar ST ne peut dépasser 30 Km [3,6,7] ; soit une période de répétition minimale de 200 us ($F_{R\max.} = 5$ KHz).

Si l'on écrit le signal émis [6,7] sous la forme $S_e(t) = a \cos w_0 t$, l'écho reçu s'écrit $S_r(t) = a \cos (w_0 t + \phi(t))$. Où $w_0 = \frac{2\pi C}{\lambda}$ est la pulsation émise et $\phi(t)$ le déphasage entre le signal émis et l'écho reçu .

Si $r(t)$ est la distance radiale radar-cible atmosphérique, on a :

$$\phi(t) = - 2 w_0 \frac{r(t)}{C} = - \frac{4 \pi}{\lambda} r(t)$$

la pulsation correspondante sera $w_d = \frac{d \phi}{dt} = \frac{-4\pi}{\lambda} \cdot \frac{dr}{dt} = - \frac{4\pi}{\lambda} V_r$:

$$\text{soit une fréquence } f_d = \frac{w_d}{2\pi} = - \frac{2V_r}{\lambda} \quad (I-2)$$

f_d est la fréquence Doppler qui nous permet de connaître la vitesse radiale " V_r " de la cible atmosphérique (vent).

La profondeur du volume de résolution du radar est :

$$\Delta r = \frac{C \tau}{2} \quad (I-3)$$

Si θ et ϕ sont les angles d'ouverture de l'antenne, le volume de résolution du radar (volume exploré) est : (Fig. I-4).

$$\Delta V = 4S. \Delta r = \frac{\pi r^2 \theta \phi}{4} \cdot \frac{C \tau}{2} \quad (I-4)$$

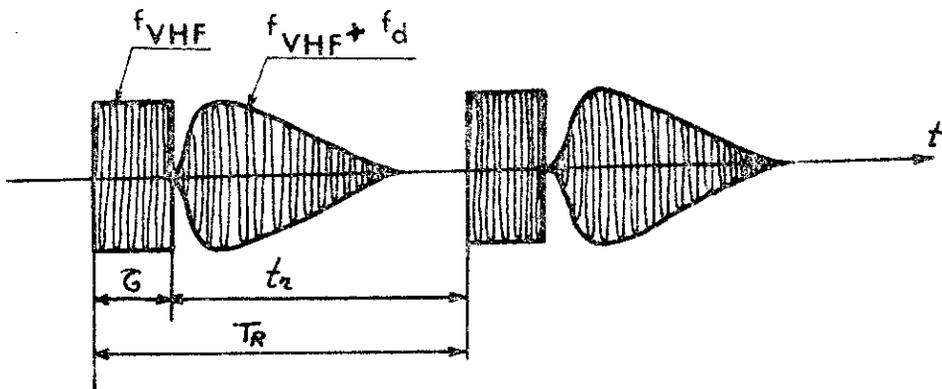


Figure (1-3): Temps d'émission et de réception.

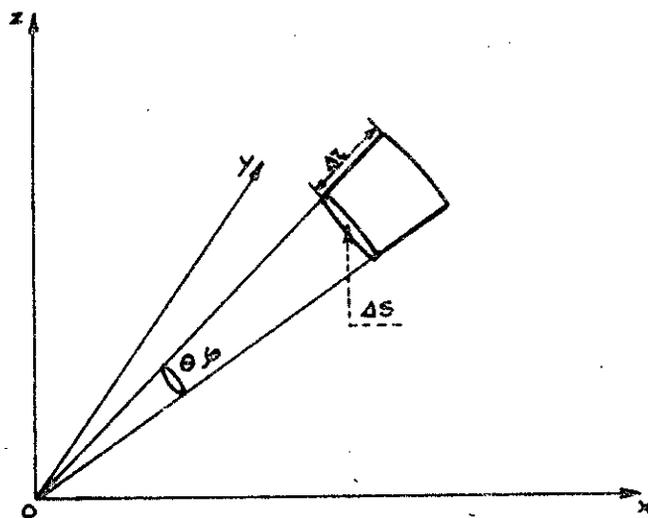


Figure (1-4): Volume de résolution du radar ST-

I-2-2. Equation radar :

L'équation du radar exprime la relation entre la puissance émise "Pe" et l'intensité de la puissance reçue "Pr" tout en tenant compte des caractéristiques du radar et des propriétés du milieu de propagation. Pour un radar qui observe une cible quelconque à une certaine distance r à partir d'un point E, elle est donnée par : [3,4]

$$Pr = Pe \cdot \frac{G^2 \lambda^2}{(4 \pi)^3 \cdot r^4} \cdot \overline{V}_{eff} \quad (I-5)$$

Où G : gain de l'antenne (= $\frac{4 \pi A_e}{\lambda^2}$, A_e étant la surface de captation de l'antenne) .

λ : longueur d'onde

\overline{V}_{eff} : section efficace de la cible (= $\frac{P_{re}}{P_i}$, P_{re} étant la puissance

refléchie ou rétrodiffusée par la cible et P_i la densité de puissance incidente) .

Pr est proportionnelle au rapport signal sur bruit (S/B) (2^{ème} partie).

Comme la cible que le radar SF est appelé à détecter est dispersée (de l'air en mouvement), l'écho radar est faible et noyé dans le bruit. Il est alors nécessaire de faire subir au signal reçu un traitement puissant pour extraire l'information utile du bruit .

I - 2-3 . Traitement du signal :

Le signal reçu S(t) peut s'écrire sous la forme :

$$S(t) = S_r(t) + S_B(t) \quad (I-6)$$

Où S_r(t) est le signal utile rétrodiffusé ou réfléchi, et S_B(t) est la somme des bruits cosmique et du récepteur.

S_B(t) peut se mettre sous la forme : [5]

$$S_B(t) = K B_B (\alpha T_C + T_R) \quad (I-7)$$

où T_C : température de bruit cosmique (luc sur des abaques),

T_R : température de bruit du récepteur,

K : constante de Boltzmann (= 1,38 . 10⁻²³ J/°K),

α : Coefficient de perte dans les lignes,
 B_B : bande passante du receptrer (= $\frac{1,2}{\tau}$) .

Dans la gamme des ondes VHF on a toujours $T_c \gg T_r$. On peut donc négliger T_r devant T_c , et l'on peut écrire : [3]

$$S_B(t) = \alpha K B_B T_c \quad (I-8)$$

Dans le radar ST, les étapes du traitement du signal reçu sont les suivants :

- échantillonnage,
- intégration cohérente,
- transformée de Fourier rapide (FFT), et
- intégration incohérente

I- 2-3-1. Echantillonnage :

Dès sa sortie du receptrer le signal est échantillonné [3,6,7] par une série de portes équidistantes correspondant chacune à une altitude donnée sur l'échelle des hauteurs.(Fig. I-5)

d : retard

e : espacement entre deux portes consécutives d'échantillonnage (toujours inférieur à la résolution du radar).

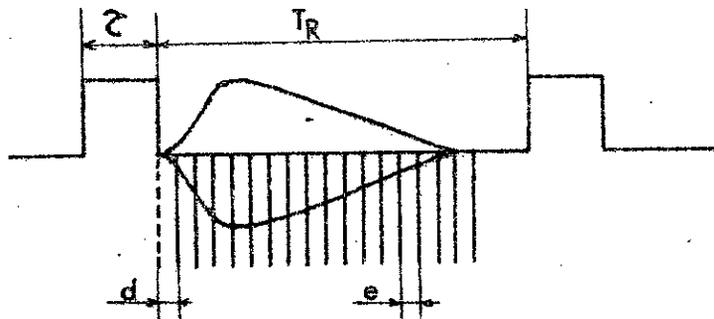
La fréquence d'échantillonnage est au maximum égale à celle de répétition des impulsions d'émission ($F_e \text{ max} = F_R$) .

I-2-3-2. Intégration cohérente :

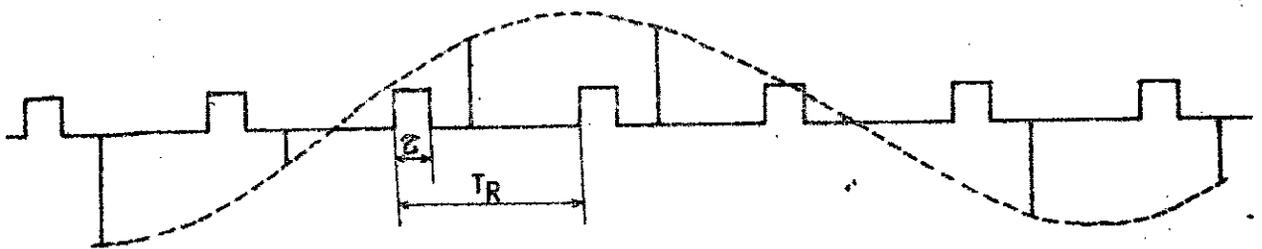
Ulterieurement, pour chaque porte d'échantillonnage, on extrait le spectre de puissance (ou densité spectrale de puissance) en fonction de la fréquence ou des vitesses par transformation de Fourier. Mais la présence de bruit dans le receptrer limite la détectabilité du signal. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, on fait subir au signal échantillonné d'abord une intégration cohérente [3,6,7] .

Le principe de cette intégration consiste à moyenner, pour chaque ^{porte} N_c échantillons du signal reçu en un seul (Fig. I-6).

Le signal utile étant cohérent (même phase pour tous les échantillon) son amplitude s'ajoute en N_c ; alors que celle du bruit étant aléatoire, elle s'ajoute en $\sqrt{N_c}$.



Figure(1-5): Disposition des portes d'échantillonnage du signal reçu .



Figure(1-6): Moyennage de N_c échantillons du signal reçu dans une intégration cohérente .

D'où pour une durée inférieure au temps de cohérence du phénomène (pour la turbulence $\approx 1s$), le rapport signal sur bruit se trouve multiplié par N_c [3, 6, 7] .

I-2-3-3. Transformée de Fourier :

Après intégration cohérente, on applique à chaque échantillon moyenné une transformation de Fourier rapide (FFT) de 64 points [3, 6, 7]. Celle-ci nous permet de visualiser tout le spectre en temps réel .

Une intégration cohérente de N_c échantillons suivie d'un traitement par FFT de N Points donne un résultat analogue à celui que l'on obtient par application directe d'une FFT de $N.N_c$ points; mais au prix d'une amélioration du rapport signal sur bruit et une réduction du nombre de places mémoires nécessaires au traitement .

I-2-3-4 . Intégration incohérente :

Elle consiste à moyenner N_i spectres obtenus préalablement par FFT [3, 6, 7] .

L'intérêt de cette opération est l'amélioration de la détectabilité du signal utile .

Si l'on considère un spectre Doppler (semblable à celui donné en Fig. I-7) obtenu en analysant par FFT l'échantillon de l'écho radar correspondant à une certaine altitude, la détectabilité du signal utile est définie par [3, 6, 7] :

$$D = \frac{\bar{S}_R - \bar{S}_B}{\bar{S}_B} \quad (I - 9)$$

où \bar{S}_B : densité spectrale
moyenne de puissance de bruit,

\bar{S}_B : variation moyenne (ou écart type) de la densité spectrale de puissance de bruit,

\bar{S}_R : densité spectrale moyenne de puissance du signal reçu.
Après intégration incohérente la détectabilité est multipliée par $\sqrt{N_i}$.

I-3 : Domaines d'application des radars ST :

D'après ce que nous venons de voir, les radars ST sont des instruments capables de détecter des échos très faibles noyés dans le bruit. Il est alors bien adapté à la détection de cibles distribuées. C'est le cas d'un volume donné d'air atmosphérique.

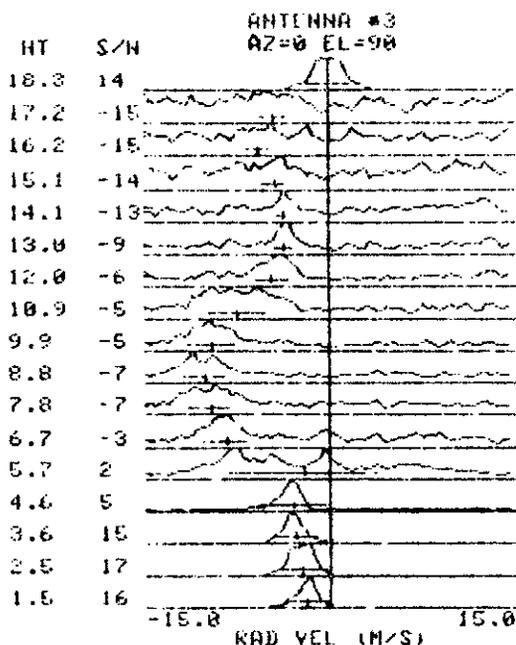
Comme déjà montré par la théorie de propagation des ondes électromagnétiques [2] , le comportement de celles-ci dans une zone stable est différent de celui d'une région turbulente de l'atmosphère. Les radars ST trouvent ainsi leurs applications dans le domaine de la météorologie. Grâce aux mesures de la puissance de l'écho reçu et de la vitesse du vent, ils peuvent détecter aisément les couches stables ou turbulentes de la basse atmosphère (Stratosphère, Troposphère).

Les radars ST constituent alors un outil intéressant dans les travaux de recherche sur la physique de la basse atmosphère.

Alors ^{que} leurs prototypes sont encore au stade expérimental au USA et en France, les radars ST peuvent déjà donner des résultats considérables dans la prévision météorologique, la navigation aérienne, ainsi que dans le domaine des télécommunications (Télévision et faisceau hertzien).

ALPHEX MST RADAR
PRELIMINARY DATA

LOCAL TIME: 1982 00 22 3 36



IPP (US): 1000

PW (US): 18

NCI: 100
NSP: 32

Figure(I-7): Exemple de résultats bruts obtenus par le radar ST de Camargue (France) le 29/2/82 à 22h 33min 36sec.
IPP= période de répétition des impulsions d'émission (T_R),
NCI= nombre d'intégrations cohérentes (N_c),
NSP= nombre d'intégrations incohérentes (N_i),
pw = durée de l'impulsion d'émission (τ).

2^e
PARTIE
ETUDE DE LA PROPAGATION
TROPOSPHERIQUE DES ONDES
VHF PAR RADAR ST.

C H A P I T R E II

PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ATMOSPHERE

Introduction :

La propagation d'une onde électromagnétique dans l'atmosphère claire n'est pas influencée par la constitution chimique de cette dernière .

Elle est beaucoup plus affectée par ses propriétés physiques, qui découlent des variations de l'indice de refraction du milieu en fonction de l'altitude [2] .

Dans ce chapitre, après présentation de la basse atmosphère, nous exposerons plus particulièrement les différentes propriétés physiques de la troposphère qui influencent la trajectoire d'une onde VHF. Nous situerons aussi l'importance du bruit atmosphérique dans la réception radio-électrique. Nous discuterons ensuite la structure en couches de la troposphère et de l'efficacité du radar ST à déterminer les couches stables et turbulentes par rapport aux ballons-sondes. Pour illustrer cette discussion nous avons utilisé des données atmosphériques obtenus par radar ST et par ballon pour un jour calme et un autre à tempête de mistral. Ces données nous ont été fournies par le laboratoire LSEET (France).

II-1 . Présentation de la basse atmosphère :

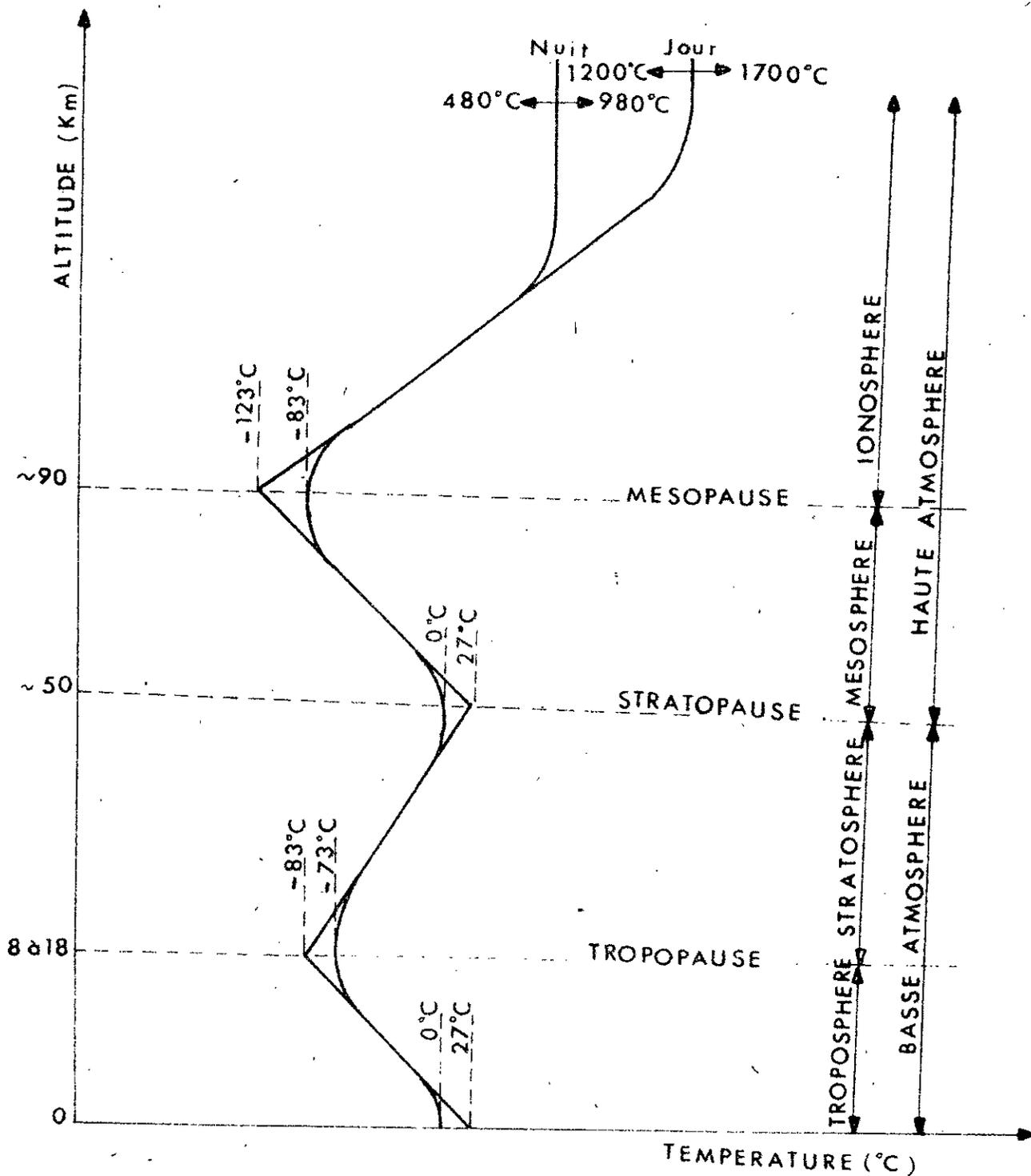
L'atmosphère terrestre est constituée par la couche d'air qui entoure la terre.

Elle s'étend jusqu'à près de 600Km d'altitude .

L'atmosphère est divisée en couches suivant la variation du gradient de température de l'air en fonction de l'altitude (Fig. II -1) [8] .

En particulier, la basse atmosphère est constituée par :

- La troposphère qui est caractérisée par un gradient de température négatif(de l'ordre de $-6,5^{\circ}\text{C}/\text{Km}$). Elle s'étend jusqu'à une altitude de l'ordre de 6Km aux pôles et de 16Km à l'équateur. Il peut y exister des couches d'inversion du gradient de température .
- La tropopause qui est la couche de séparation entre la troposphère et la stratosphère, est caractérisée par une diminution de la température de $-2^{\circ}\text{C}/\text{Km}$. Elle se trouve entre les altitudes 16 et 18Km à l'équateur et 6 et 8 Km aux pôles .



Figure(II-1): Profil vertical de température et structure en couches de l'atmosphère terrestre.

- La stratosphère est caractérisée par une augmentation de la température de -50 à 0°C sur une altitude de 12 à 50 Km. Elle est statiquement stable et ne présente pas de couche d'inversion du gradient d'indice de réfraction .

II-2. Indice de réfraction :

I-2-1 : Définition :

Comme pour la lumière, on peut définir l'indice de réfraction "n" des ondes radioélectriques dans l'atmosphère [9] par :

$$n = \frac{c}{v} \quad (\text{II-1})$$

où v : vitesse de l'onde dans le milieu atmosphérique,
 c : vitesse dans le vide .

Dans un milieu caractérisé par une constante diélectrique ϵ et une perméabilité magnétique μ , la vitesse de l'onde électromagnétique est donnée par :

$$v^2 = \frac{c^2}{\mu \epsilon} \quad (\text{II-2})$$

Si le milieu est le vide, on a $\mu = \epsilon = 1$ et par conséquent l'indice de réfraction sera $n = 1$.

Si le milieu est diélectrique (comme c'est le cas de l'air atmosphérique), la perméabilité μ dans les isolants étant toujours égale à l'unité à quelques 1000% près, on peut écrire :

$$\frac{1}{n} = \frac{v}{c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$$

d'où l'on a $n = \sqrt{\epsilon}$. (II-3)

Comme l'indice de réfraction de l'air atmosphérique est très voisin de l'unité au voisinage du sol, on a défini le coindice de réfraction N

par : $N = (n-1) \cdot 10^6$ (II-4)

et on pourra alors exprimer l'indice de réfraction en unité N , c'est à dire en multiple de 10^6 .

II-2-2 : Indice de réfraction et conditions météorologiques :

L'air atmosphérique contient de la vapeur d'eau en quantité très variable

Lorsqu'une molécule de vapeur d'eau est illuminée par une onde électromagnétique à une certaine fréquence, elle se comporte comme un dipôle électrique.

Ainsi aux longueurs d'ondes radioélectriques courtes, les molécules de vapeur d'eau n'acquièrent pas seulement des polarisation électriques; mais en outre s'orientent d'une manière suffisamment rapide pour suivre les variations du champ électrique [2,9]. D'où une constante diélectrique, et par suite un indice de réfraction de la vapeur d'eau.

L'indice de refraction de l'air atmosphérique dépend de la pression, de la température, et de la tension de vapeur d'eau [2,9,10,11,12,13,14,16]. Pour l'air sec la constante diélectrique peut s'écrire sous la forme: [9]

$$\varepsilon - 1 = A \cdot \frac{P}{T} \quad (\text{II-5})$$

où P : pression

T : température

A : constante (= 210. 10⁻⁶) .

La constante diélectrique de la vapeur d'eau, étudiée par SAXTON [9], s'écrit :

$$\varepsilon - 1 = 180 \cdot 10^{-6} \left(1 + \frac{5580}{T} \right) \frac{P}{T} \quad (\text{II-6})$$

où P est exprimée en millimètres de mercure et T en degrés Kelvin.

Comme les constantes diélectriques d'un mélange sont additives, la constante diélectrique de l'air humide est : (P₁ et P₂ étant respectivement les pressions partielles de l'air sec et de la vapeur d'eau) [9]:

$$\varepsilon - 1 = 210 \cdot 10^{-6} \frac{P_1}{T} + 180 \cdot 10^{-6} \left(1 + \frac{5580}{T} \right) \frac{P_2}{T} \quad (\text{II-7})$$

ou encore
$$\varepsilon - 1 = \frac{155,2}{T} \cdot 10^{-6} \left(P + \frac{4810}{T} e \right) \quad (\text{II-8})$$

avec P : pression atmosphérique (m b)

e : pression partielle de la vapeur d'eau (≡ P₂) (ou tension de vapeur d'eau) (mb) .

La relation (II-3) permet d'écrire

$$\varepsilon - 1 = n^2 - 1 \approx 2 (n-1) \quad (\text{II-9})$$

et par conséquent, on a :

$$N = (n-1) \cdot 10^6 = \frac{77,6}{T} \left(P + \frac{4810}{T} e \right) \quad (\text{II-10})$$

Cette expression (II-10) est valable jusqu'aux environs de 3 cm de longueur d'onde .

Pour les ondes plus courtes les phénomènes d'absorption interviennent, et N peut s'exprimer par : [2]

$$N = (n-1) \cdot 10^6 = \frac{103,49}{T} (P-e) + \frac{86,26}{T} \left(1 + \frac{5748}{T} e \right) \quad (\text{II-11})$$

où P et e sont exprimés en millimètre de mercure, et T en degrés Kelvin.

On peut remarquer dans les expressions (II-10 et 11) la part importante de la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère pour la détermination de l'indice de refraction .

Au lieu de la tension de vapeur d'eau e on peut considérer aussi le rapport de mélange "r" défini comme étant le rapport de la masse de volume d'eau contenue dans un volume d'air à la masse totale de ce même volume.

[2]

$$r = 622 \frac{e}{P-e} \quad (\text{g/Kg}) \quad (\text{II-12})$$

C'est cette quantité "r" qui est généralement fournie par les services de la météorologie.

II-2-3 . Atmosphère de référence (ou standard):

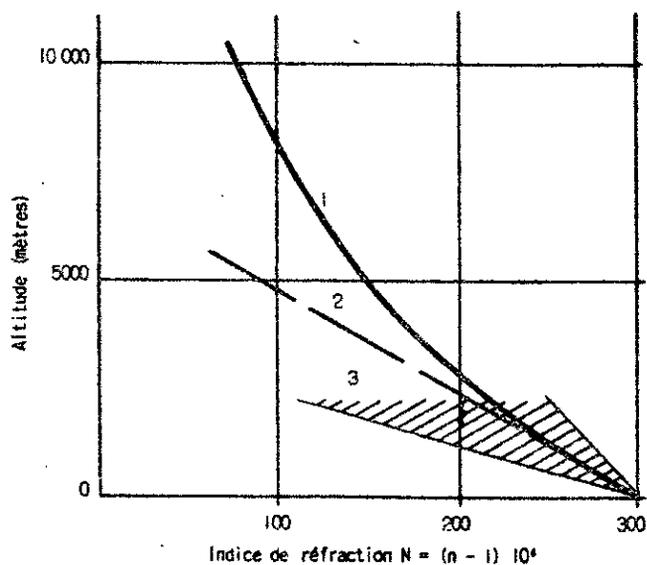
Le comité consultatif International de Radiodiffusion (CCIR) , dans sa IX^e assemblée plénière à Los-angeles en 1959 (avis numéro 309), a défini une atmosphère de référence comme étant [2] celle qui a :

- Une valeur au sol du coefficient de refraction $N_s = 320 N$
- Une décroissance moyenne du coefficient avec l'altitude donnée par la relation exponentielle suivante :

$$N = 320 \cdot \exp(0,196 z) \quad (\text{II-13})$$

où z est l'altitude au dessus du niveau de la mer exprimée en Km .

Dans les basses couches de l'atmosphère (jusque vers 3 Km d'altitude) la décroissance de l'indice peut être considérée comme linéaire avec un gradient normal de $g = - 39 N/\text{Km}$ (ou $g_0 = - 40 N/\text{Km}$). (Fig. II-2)



Figure(II-2): Atmosphère de référence .
 1: atmosphère à variation d'indice exponentielle,
 2: atmosphère à variation d'indice linéaire,
 3: zone de variation réelle des gradients d'indice moyens.

Le gradient d'indice d'une telle atmosphère ne peut être considérée que comme une valeur statistique moyenne valable en climat tempéré.

II-3 . Stabilité atmosphérique :

La stabilité de l'atmosphère peut être vue sous deux aspects différents .

II-3-1. Aspect statique :

L'atmosphère étant supposée au repos [3,6], on peut mesurer sa stabilité par le gradient de température par rapport à l'altitude .

En effet, si l'on définit une température potentielle θ par [3,6]

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^K \quad (\text{II-14})$$

où T : température (°C)

P : pression (mb)

K : constante (= 0,28)

on peut écrire $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} - \sqrt{a} \right)$ (II-15)

où \sqrt{a} est le gradient adiabatique de température (= - 9,8 °C/Km).
Si l'on a $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} > 0$, alors $\frac{dT}{dz} > \sqrt{a}$ et l'atmosphère est stable.

Si l'on a $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} < 0$, alors l'atmosphère est instable .

Ainsi la stratosphère [3,6] (où le terme $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$ est toujours positif) est considéré comme une région stable ; alors que la troposphère (où ce même terme peut être positif ou négatif) peut être stable ou instable.

II-3-2. Aspect dynamique :

Le critère précédent de stabilité de l'atmosphère étant établi pour une atmosphère au repos, ne peut être appliqué pour une atmosphère réelle en mouvement .

Pour tenir compte de l'aspect dynamique d'une atmosphère turbulente, on a défini le critère de stabilité suivant :

Si E représente l'énergie cinétique turbulente moyenne [3,5,6], on peut écrire la variation temporelle de celle-ci sous la forme :

$$\frac{dE}{dt} = M + B - \varepsilon \quad (\text{II-16})$$

où $M = K_m \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2$: énergie produite par le cisaillement du vent ,

$B = - K_h \cdot \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$: énergie produite ou dissipée par effet thermique,

ε = taux de dissipation d'énergie par frottement visqueux.

(g est l'accélération de la pesanteur, K_m et K_h sont des constantes de même ordre de grandeur) .

On définit ensuite, le nombre de Richardson du flux d'énergie [3,5,6] par :

$$R_f = \frac{K_h}{K_m} \cdot \frac{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}{\left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2} \quad (\text{II-17})$$

ou par $R_i = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}{\left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2}$ (II-18) (puisque l'on a $K_h \approx K_m$) .

L'équation (II-16) peut alors s'écrire

$$\frac{dE}{dt} = M (1 - R_i) - \varepsilon \quad (\text{II-19})$$

D'où l'on peut dire [3,6] :

- Si R_i est négatif, les deux mécanismes de production d'énergie alimentent la turbulence ; et l'atmosphère est turbulente, donc instable .
- Si R_i est positif et inférieur à 0,25 , l'atmosphère est stable; mais le cisaillement du vent peut suffire pour générer de la turbulence .

- Si R_1 est positif et supérieur à 0,25, l'atmosphère est suffisamment stable, et aucune turbulence ne peut être générée.

On peut définir aussi un autre critère de stabilité de l'atmosphère lié aux variations de l'indice de refraction en fonction de l'altitude. En effet, pour la basse atmosphère, la variation ΔN du coefficient de refraction sur une variation d'altitude Δz peut s'écrire [2] (avec une approximation inférieure à 10%) sous la forme :

$$N = 0,3 \cdot \Delta P - 1,2 \cdot \Delta T + 7 \cdot \Delta r \quad (\text{II-20})$$

On remarque dans cette expression que :

- Les variations de pression ΔP peuvent être négligeables, surtout que la pression varie régulièrement avec l'altitude. (Dans la basse atmosphère, une variation $\Delta P = 1$ mb correspond sensiblement à une variation $\Delta z = 10$ m).
- Les variations de température ΔT influent peu sur celles du coefficient de refraction .
- Les variations du rapport de mélange Δr jouent un rôle prépondérant dans celle de N .

Ainsi, l'eau évaporée du sol tend à se diffuser dans l'atmosphère. En atmosphère calme (stable), seules les forces gravitationnelles agissent, et cette diffusion est lente, alors qu'elle est beaucoup plus rapide en zone turbulente (instable). On peut dire donc, pour une zone donnée de l'atmosphère, que :

Si le gradient $\frac{\Delta N}{\Delta z}$ de l'indice de refraction est voisin du gradient adiabatique $\epsilon_a (= - 20 \text{ N/Km})$, la zone est turbulente si non elle est stable [2] .

II-4 . Intéraction ondes électromagnétiques- atmosphère :

L'influence de l'atmosphère sur le comportement des ondes électromagnétiques se traduit par des phénomènes de diffusion dans les zones turbulente et de reflexion partielle sur les couches stables.

Dans ce qui suit nous exposons un résumé des principales théories de ces deux phénomènes d'interaction ondes électromagnétiques-atmosphère.

II - 4-1. Diffusion turbulente :

Le phénomène de la turbulence, activé par les fluctuations du vent, peut être interprété comme une transformation progressive en chaleur d'une énergie apportée de l'extérieur, par transfert d'un tourbillon plus grand de dimension "l" vers un autre plus petit en raison des forces de frottement qui s'exercent entre eux [2,3,5,6,11]. Plus les dimensions "l" sont faibles plus l'échange d'énergie est intense. A la limite, il est total.

On note L_0 la dimension du plus grand tourbillon qui prend part à l'échange énergétique, et l_0 celle du plus petit correspondant aux forces de frottement visqueux. L_0 et l_0 sont appelées respectivement dimensions externe et interne du tourbillon.

Les mouvements tourbillonnants aléatoires de l'atmosphère, dont le vent représente une valeur moyenne, produisent dans le temps et dans l'espace des fluctuations de pression, de température, et de l'humidité; donc de l'indice de réfraction. On définit [2] alors la fonction de corrélation des fluctuations " δ_n " de l'indice de réfraction dans l'espace et dans le temps par :

$$\overline{\delta_n^2}(\vec{R}, t) = \frac{1}{\overline{\delta_n^2}} \int_{V, T} \delta_n(\vec{R}, \tau) \cdot \delta_n(\vec{R} + \vec{r}, \tau + t) d^3R d\tau \quad (\text{II-21})$$

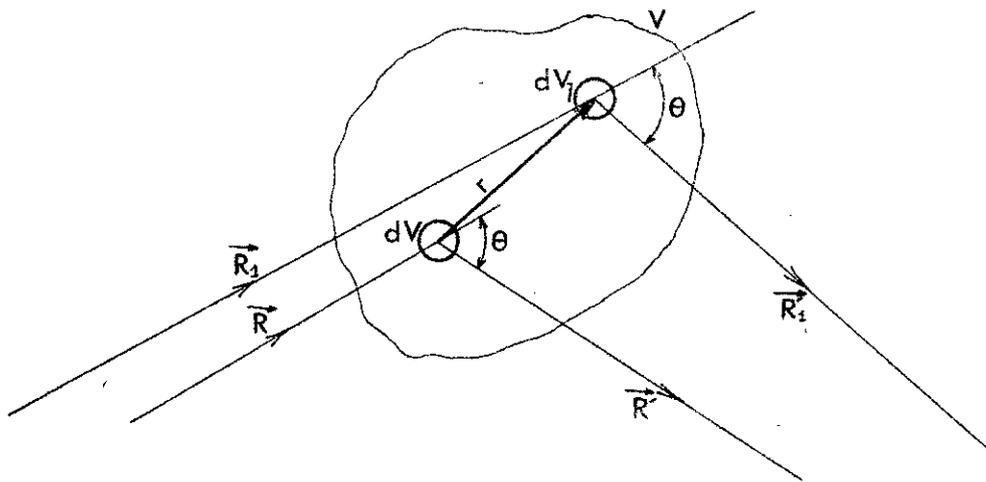
où V : volume considéré de l'atmosphère turbulente
 T : temps

$\overline{\delta_n^2}$: valeur quadratique moyenne des fluctuations de l'indice de réfraction.

\vec{R}, \vec{r} : Les vecteurs espaces définit par la figure(II-3).

Pour une turbulence homogène et isotrope dont les propriétés sont indépendantes de la position, de la direction et, du temps la fonction de corrélation s'écrit :

$$\overline{\delta_n^2}(\vec{r}) = \frac{1}{\overline{\delta_n^2}} \int_V \delta_n(\vec{R}) \cdot \delta_n(\vec{R} + \vec{r}) d^3R \quad (\text{II-22})$$



Figure(II-3): Volumes élémentaires de diffusion .

sa transformée de Fourier s'écrit alors:

$$S(k) = \int_r V_n(r) e^{jkr} dr . \quad (II-23)$$

où k : le nombre d'ondes $(= \frac{2\pi}{l})$

l : échelle moyenne de la turbulence $(= \int_0^{\infty} V_n(r) dr)$

$S(k)$ représente la densité spectrale de puissance de la turbulence. Son expression en fonction de l et du carré moyen du gradient d'indice de refraction $(\frac{dn}{dz})^2$ dépend des hypothèses physiques sur l'origine de la turbulence .

Parmi les théories vérifiées expérimentalement et qui semblent être les plus correctes, on peut citer:

- la théorie du gradient de mélange [2] qui considère que les fluctuations turbulentes de l'indice de refraction sont liées à celles de l'humidité .

Le modèle de Booker et Gordon qui découle de cette théorie donne :

$$S(k) = \overline{\Delta n^2} \cdot \frac{l^3}{2\pi^3} \quad (II-24)$$

- la théorie du mélange turbulent [2] basé sur l'hypothèse selon laquelle la turbulence atmosphérique est due aux fluctuations de la vitesse turbulente du vent permet d'écrire

$$S(l) \sim \left(\frac{dn}{dz} \right)^2 \cdot \frac{l^{11/3}}{L_0^{4/3}} \quad (II-25)$$

En partant de cette hypothèse, Kolmogoroff [3,5,6] a mis au point un modèle mathématique pour la turbulence isotrope qui donne :

$$S(k) = \begin{cases} 0 & \text{pour } k > \frac{2\pi}{l_0} \\ 0,033 \cdot C_n^2 \cdot k^{-11/3} & \text{pour } \frac{2\pi}{L_0} \ll k \ll \frac{2\pi}{l_0} \end{cases} \quad (II-26)$$

où C_n^2 est la constante de structure des fluctuations de l'indice de refraction. Elle s'exprime par : $C_n^2 = 5,45 \cdot (\overline{\Delta n})^2 \cdot L_0^{-2/3}$ (II-27)

L'intensité de la turbulence atmosphérique peut être mesurée par la valeur de la constante C_n^2 . Elle peut être caractérisée aussi par la section efficace " σ_{eff} " de diffusion ou par la réflectivité volumique η_{turb} [3,5,6].

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\text{Puissance rétrodiffusée}}{\text{densité de puissance incidente}} \quad (\text{II-28})$$

$$\text{et } \eta_{\text{turb}} = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{V} \quad (\text{II-29})$$

Selon l'approche de Booker et Gordon [3,5,6] on a :

$$\eta_{\text{turb}} = \frac{(\overline{\Delta n})^2}{2 l} \quad (\text{II-30})$$

II-4-2. Reflexion partielle :

Les couches stables de l'atmosphère [2] se comportent, vis à vis des ondes électromagnétiques incidentes comme un miroir réfléchissant. Si l'épaisseur "h" de la couche est très grande par rapport à la longueur " λ " de l'onde incidente, celle-ci s'y réfléchit totalement. Si au contraire h est faible devant λ , l'onde est réfléchi partiellement; on parlera alors de feuillet stable.

L'efficacité du phénomène de réflexion partielle sur un feuillet atmosphérique peut être traduite par le coefficient de réflexion en puissance $|\rho|^2$ [3,5,6] défini par :

$$|\rho|^2 = \frac{\text{Puissance réfléchie}}{\text{Puissance incidente}} \quad (\text{II-31})$$

II-5. Bruit atmosphérique :

Dans toute ^{liaison} radioélectrique, le bruit est présent sous deux formes : le bruit interne propre aux récepteurs, qui dépend des techniques usuelles des étages d'entrée et, le bruit externe capté par l'antenne de réception.

Le bruit externe est dû, soit aux parasites industriels, soit au bruit

atmosphérique ou cosmique .

En utilisant un récepteur à très faible facteurs (ou température) de bruit et à bande passante étroite on peut arriver à minimiser au maximum le bruit interne. Le bruit industriel peut être très réduit en se plaçant loin des émetteurs électriques (ou à étincelle) et des lignes haute tension. Les bruits atmosphérique et cosmique sont toujours présents quelque soit le lieu où l'on se place .

Ils sont dû aux rayonnements électromagnétiques des différentes planètes et étoiles constituant l'univers. Le niveau moyen de ces différents bruits est donné par la figure (II-4) [18] . Celle-ci montre que pour un radar ST travaillant à une fréquence supérieure à 50 M Hz, le bruit externe peut se réduire seulement au bruit cosmique.

II-6 . Structure générale de l'atmosphère :

Du fait de la pesanteur, l'atmosphère a tendance à se stratifier horizontalement : A altitude fixe, l'indice de refraction dépend très peu des coordonnées horizontales . Elle peut alors avoir une structure en couches que l'on peut représenter par une superposition dans l'espace de feuillets stables et de couches turbulentes .

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'efficacité du radar ST par rapport au ballon-sonde à déterminer la structure de la basse atmosphère. Pour illustrer cette étude nous avons utilisé des données atmosphériques (fournie par le LSEET) obtenues par ballon et par radar ST dans la région de Provence (France) pour un jour calme (le 28/1/84) et pour un jour de tempête de mistral (le 8/2/84).

II-6-1. Détermination des couches stables et turbulentes par ballon:

Parmi les critères de stabilité atmosphérique cités précédemment (S-II-3) , le plus intéressant est celui de Richardson puisqu'il fait intervenir en même temps les gradients de température et du vent .

Les tracés des profils du nombre de Richardson en fonction de l'altitude pour deux journées particulières (une journée calme et une autre de tempête de mistral) permettent de mettre en évidence les structures en couches suivantes de l'atmosphère.

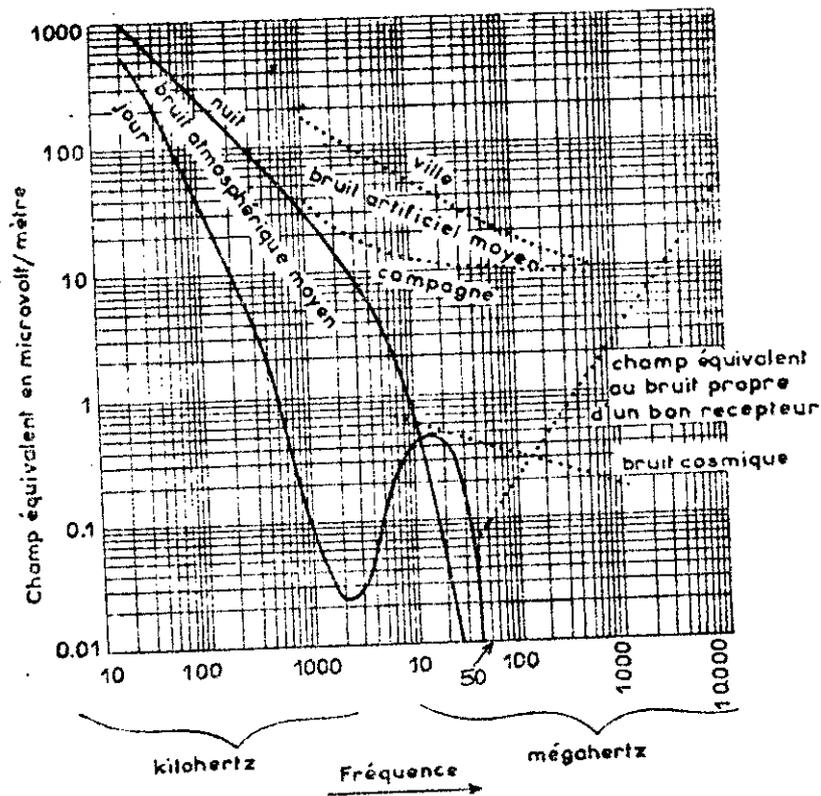


Fig. (11-4) Le niveau moyen des diverses espèces de bruits. Leur importance est évaluée ici en champ équivalent pour une antenne dipôle demi-onde verticale ; c'est le champ que devrait apporter une onde issue d'un émetteur ordinaire pour produire un signal égal au bruit à l'entrée du détecteur du récepteur. Cette représentation est très commode pour évaluer la qualité d'un récepteur car les mesures de champ et la théorie donnent facilement le champ de l'onde utile, directement comparable au champ équivalent.

La puissance de bruit est proportionnelle à la largeur de bande passante pour tous les bruits, sauf le bruit artificiel, créé par les appareils électriques. Le champ équivalent est donné ici pour les uns et les autres, pour une bande de 10 kHz ; le lecteur trouvera des données plus détaillées dans les Reference Data et dans un article classique de PORTER, cités à la fin de ce chapitre.

a). Cas d'un jour calme. (le 28/1/84 - figure(II-5))

Entre 0 et 3 Km le nombre de Richardson est inférieur à 0,25, il s'agit alors d'une couche turbulente. De 3 à 8,5 Km ce nombre est supérieur à 0,25 en indiquant une superposition de couches plus ou moins stables . Aux environs de 19 Km une couche turbulente se présente. La tropopause caractérisée par une forte stabilité($R_1 > 5$ dans ce cas) est située entre 9 et 19,5 Km .

b). Cas d'un jour de tempête de mistral. (le 08/2/84- figure(II-6))

De la même façon que dans le cas précédent , le profil du nombre de Richardson met en évidence deux couches turbulentes. La première est située entre 8,5 et 10,5 Km , la seconde entre 17 et 18,5 Km. La tropopause s'étend de 10,5 Km à 16,5 Km .

II-6-2. Détermination des couches stables et turbulentes par radar ST : [19,20,21,22,23]

Dans le cas général, l'équation du radar ST peut s'exprimer par :

$$P_R = S_B \frac{2 B_f}{F_R} \cdot \left(\frac{S}{B} \right) \quad (\text{II-32})$$

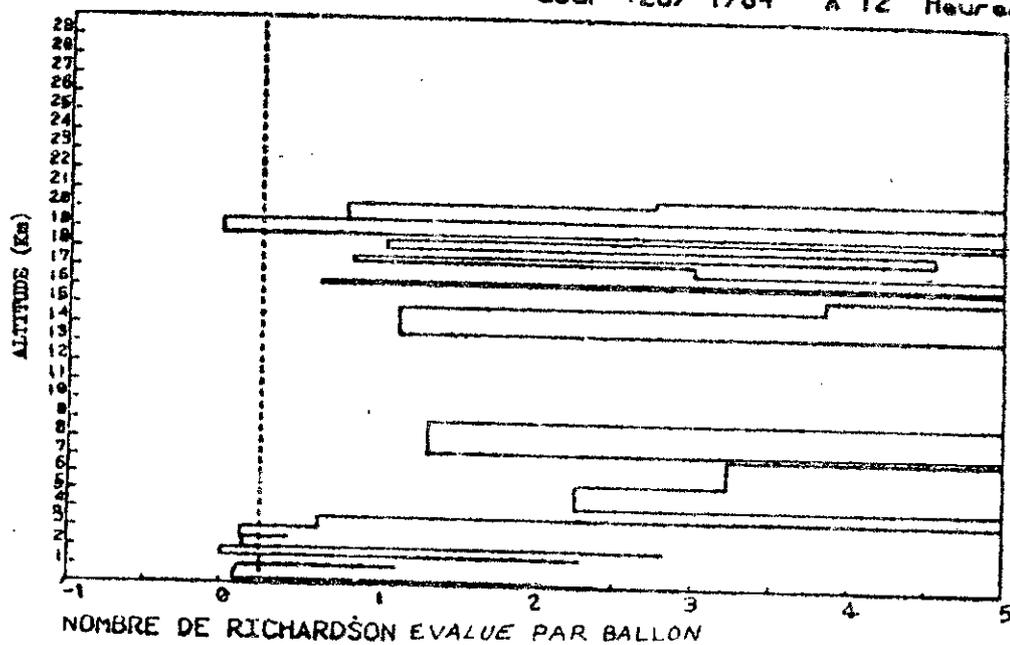
où P_R : puissance de l'écho radar reçu,
 B_f : Bande passante du filtre d'integration,
 F_R : fréquence de répétition des impulsions,
 S_B : puissance de bruit,
 $\frac{S}{B}$: rapport signal sur bruit .

Dans cette expression les paramètres F_R , S_B et B_f sont des caractéristiques du radar .

Il suffit alors de mesurer la valeur du rapport $\frac{S}{B}$ pour avoir la puissance P_R de l'écho reçu à partir d'un volume radar^B situé à une certaine altitude .

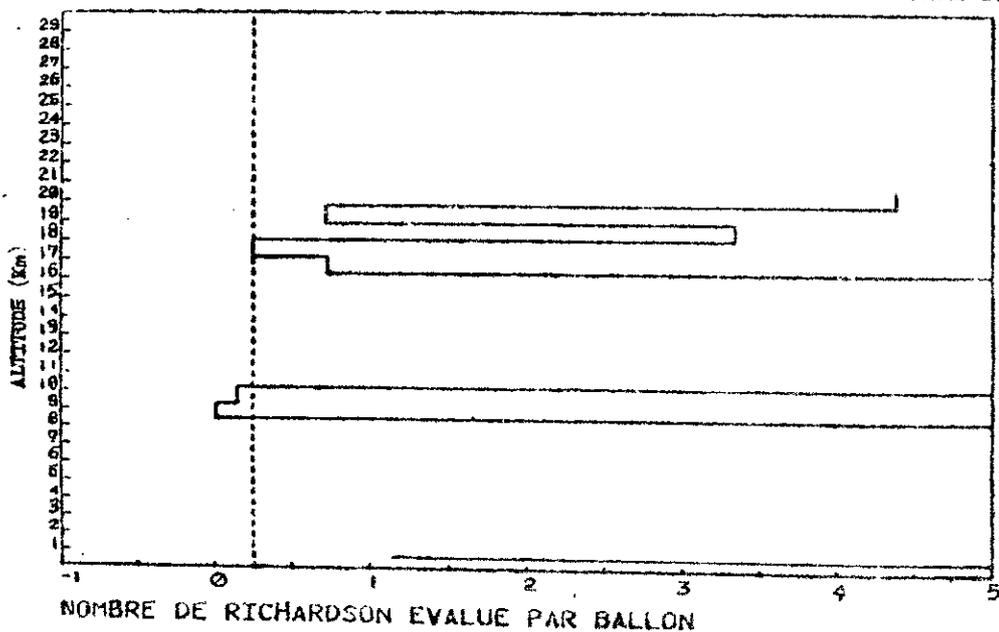
L'efficacité de la diffusion à partir d'une zone turbulente ou de la réflexion partielle sur une couche stable de l'atmosphère se traduit respectivement par la réflectivité η ou par le coefficient de réflexion $1/\rho^2$. On peut donc trouver une proportionnalité entre ces deux grandeurs et le rapport $\frac{S}{B}$ de l'écho reçu .

Jour : 28/ 1/84 A 12 Heures TU



Figure(II-5): Profil du nombre de Richardson

Jour : 8/ 2/84 A 12 Heures TU



Figure(II-6): Profil du nombre de Richardson

En effet , dans le cas de la diffusion turbulente l'équation radar s'écrit :

$$P_r = \frac{\pi}{64} \cdot P_e \cdot \frac{A_e \cdot \Delta r}{r^2} \cdot \eta \quad (\text{II-33})$$

où P_e : puissance émise

A_e : surface effective de l'antenne du radar

Δr : résolution radar

r : distance radar- cible atmosphérique .

La combinaison de cette expression avec l'équation (II-32) donne

$$\eta = \frac{64}{\pi} \frac{S_B \cdot 2B_f}{F_R A_e P_e} \cdot \frac{r^2}{\Delta r} \cdot \left(\frac{S}{B} \right) \quad (\text{II-34})$$

Dans le cas de la reflexion partielle l'équation radar s'écrit :

$$P_r = P_e \frac{A_e^2}{4 \lambda^2 r^2} \cdot |f|^2 \quad (\text{II-35})$$

à partir de cette expression et de l'équation (II-32) on a :

$$|f|^2 = \frac{8 \cdot S_B \cdot \lambda^2 \cdot r^2 B_f}{P_e \cdot A_e^2 \cdot F_R} \cdot \left(\frac{S}{B} \right) \quad (\text{II-36})$$

Plusieur travaux de recherche sur la structure physique de la basse atmosphère par radar SF , et on particulier ceux de Gage et Green [19,20], ont montré que la puissance (ou le rapport $\frac{S}{B}$) de l'écho

reçu en tir vertical est plus élevée que celle reçu en tir oblique lorsque l'onde émise rencontre une zone stable de l'atmosphère .Ce phénomène est attribué à celui de la reflexion partielle.

Rastogi et Röttger (1981) [23] ont montré aussi que la largeur spectrale de l'écho reçu en tir oblique est plus grande que celle en tir vertical lorsque l'écho est dû à la diffusion à partir d'une zone turbulente de l'atmosphère .

En utilisant ces deux hypothèses pour analyser les profils du rapport S/B et de largeur spectrale obtenus dans les trois directions (verticale et obliques) pour les journées du 28/1/84 étudiées au paragraphe précédent nous déduisons les structures en couches suivantes de l'atmosphère :

a) . Cas d'un jour calme : (le 28/1/84 - figures (II - 7, a, b, c))
Le rapport S/B qui est très élevé entre 2 et 5 Km (> 10 dB) dans les trois directions l'est plus en vertical. On peut dire dans ce cas qu'à la diffusion turbulente s'ajoute en vertical une réflexion partielle sur la couche stable située aux environs de 2 Km .

Le rapport S/B présente des pics à 6 Km et à 7,5 Km, qu'on observe uniquement en vertical. Ils signifient qu'on a aux environs de chacune de ces altitudes une couche stable. La décroissance de la largeur spectrale en Nord-Est et en Sud-Est surtout aux environs de 7,5 Km confirme le caractère stable de ces deux couches .

Entre 9 et 12 Km on observe aussi, seulement en vertical, une augmentation du rapport S/B ce qui met en évidence une couche stable. C'est la tropopause .

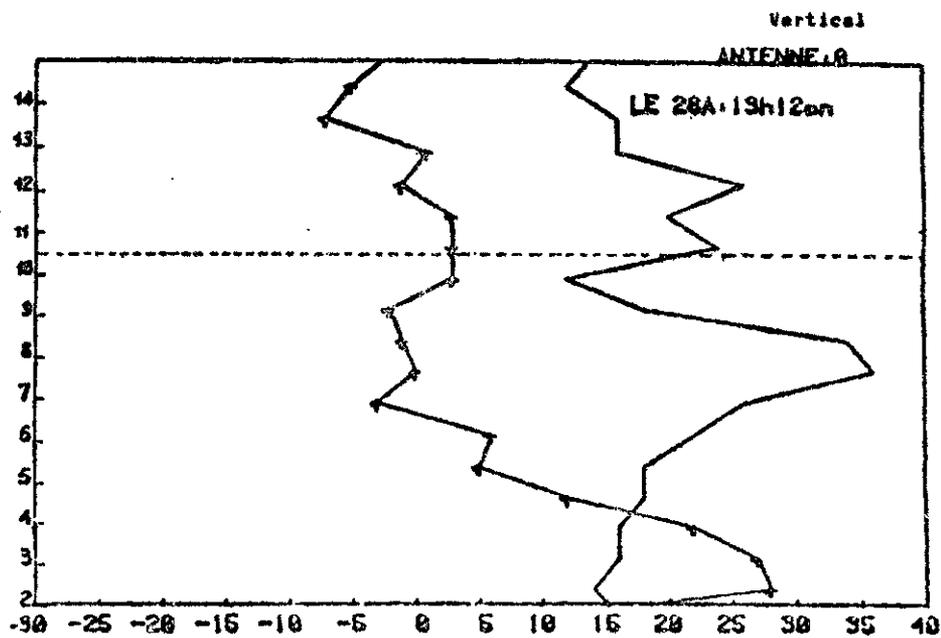
Les échos turbulents observés entre 8 et 9 Km dans les directions Sud-Est et Nord-Est sont assez différents . On peut dire que la turbulence détectée est anisotrope. Ceci peut être dû aussi à une turbulence intermittente et répartie en banc ; puisque les deux antennes obliques ne sondent pas le même volume de l'atmosphère.

b) Cas d'un jour de tempête de Mistral :(le 8/2/84 - figure (II-8, a, b, c))
Jusqu'à 8 Km d'altitude on observe une augmentation du rapport S/B plus importante en vertical qu'en oblique. Il s'agit d'une couche stable . La tropopause est située entre 10,5 et 12 Km .

Entre 8 et 10,5 Km, le rapport S/B décroît plus vite en vertical qu'en oblique. On est en présence d'une couche turbulente .

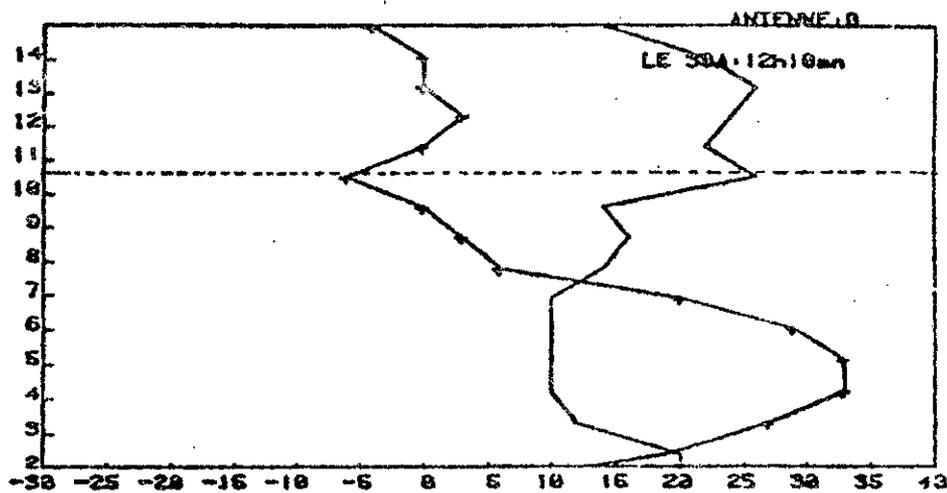
La comparaison des résultats obtenus par ces deux méthodes nous permet de conclure que, par rapport au ballon, le radar ST donne une meilleure observation de la structure physique de la basse atmosphère.

De plus, le radar ST est plus pratique et permet d'avoir des sondages de l'atmosphère bien plus fréquents (un sondage toutes les minutes et non pas toutes les 6 heures comme pour le ballon-sonde).



PROFILS DE S/N EN DECIBELS (+) ET LARGEUR SPECTRALE

Figure (II-7-a).



PROFILS DE S/N EN DECIBELS (+) ET LARGEUR SPECTRALE

Figure (II-8-a)

NB : Afin de pouvoir être comparée au signal la largeur spectrale n'a pas été multipliée par le coefficient K la rétablissant en m/s :

$$K = C / (NCI * IPP * Freq * 128 * 4)$$

- C = vitesse de la lumière
- NCI = nombre d'intégrations cohérentes
- Freq = Fréquence du Radar (48,85 Mhz en Comarque)

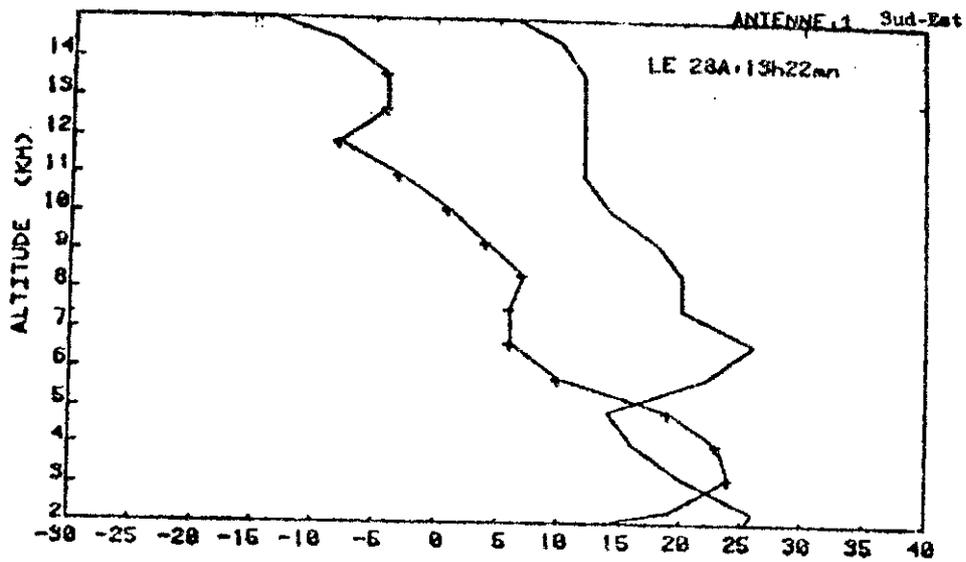


Figure (II-7-b)

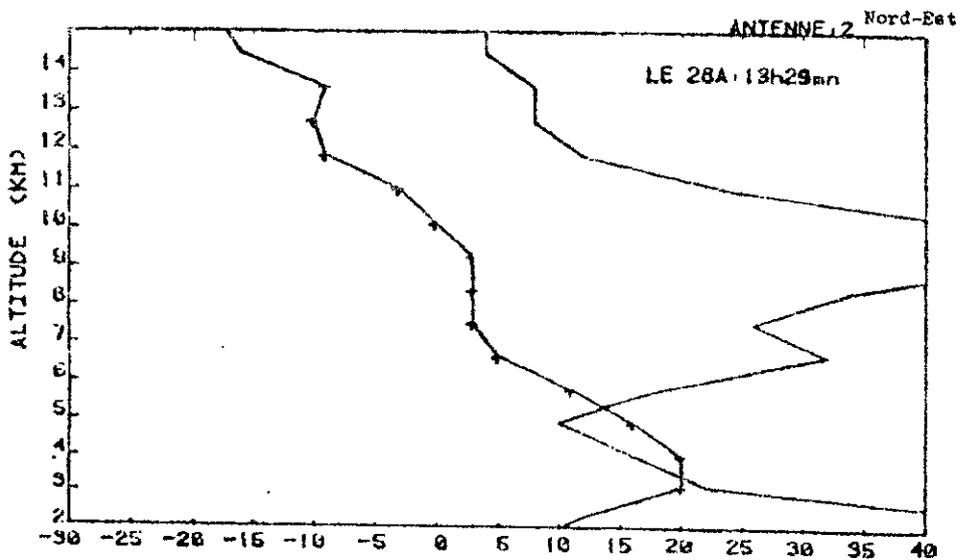


Figure (II-7-c)

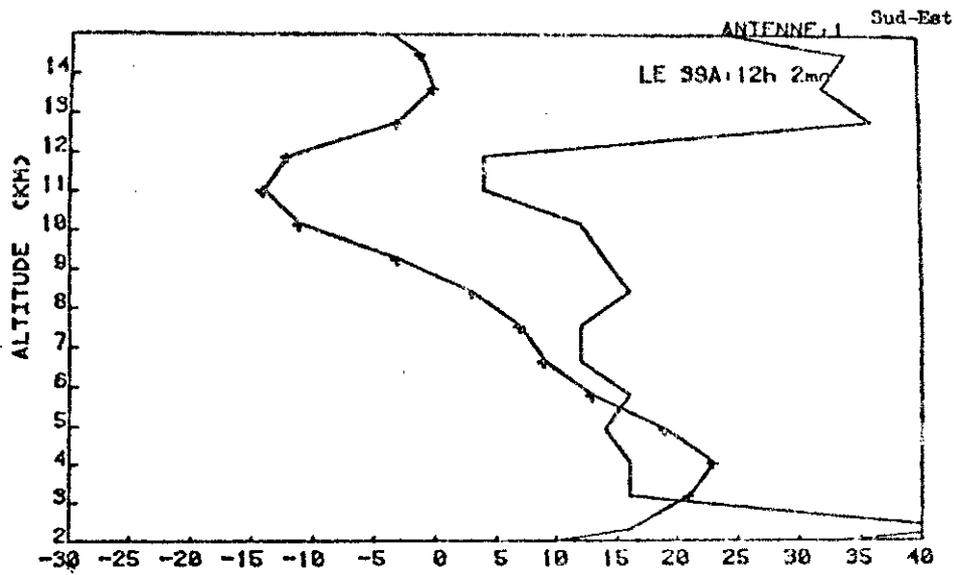


Figure (II-8-b)

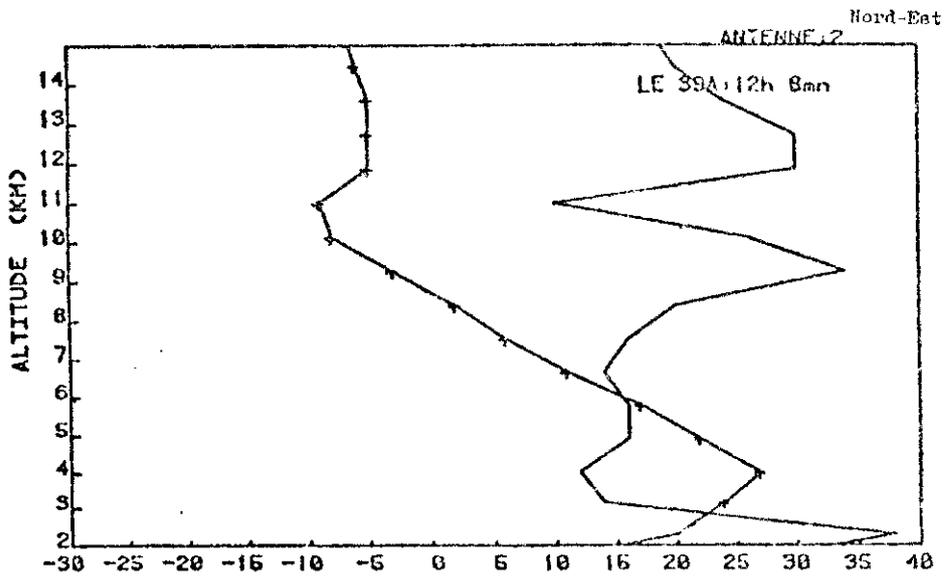


Figure (II-8-c)

C H A P I T R E III

PHENOMENES ELEMENTAIRES DE PROPAGATION TROPOSPHERIQUE

Introduction :

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction générale, la troposphère intervient dans la propagation de l'onde émise par ses propriétés d'in-homogénéités (réfraction) et d'irrégularité (diffusion turbulente, réflexion partielle, ou guidage), et nous permet aussi de réaliser des liaisons radioélectriques directes ou transhorizons.

Examinons maintenant avec plus de détails tous ces phénomènes.

III-1 : Réfraction et rayon fictif équivalent de la terre :

Un milieu homogène est caractérisé par un indice de réfraction " n " égal à l'unité. S'il est traversé par une onde électromagnétique, la trajectoire de celle-ci est une droite [2,11] .

Considérons une zone de l'atmosphère non homogène où l'indice de réfraction " n " en fonction de l'altitude " z " est de la forme :

$$n = n_s + \frac{dn}{dz} \cdot z \quad (\text{III-1})$$

où n_s : indice de réfraction au sol ,

$\frac{dn}{dz}$: gradient d'indice (constant sur une couche élémentaire).

L'onde est alors réfractée selon la loi de DESCARTES [2,11] qui s'écrit:

$$n(R + z) \cos \alpha = n_s \cdot R \cos \alpha_0 \quad (\text{III-2})$$

où R : rayon de la terre,

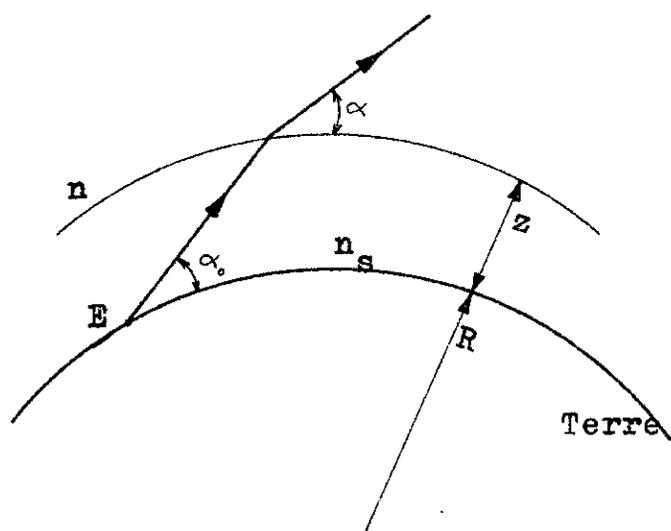
α_0 : angle de tir de l'antenne d'émission,

α : angle de réfraction à l'altitude z (fig.III-1).

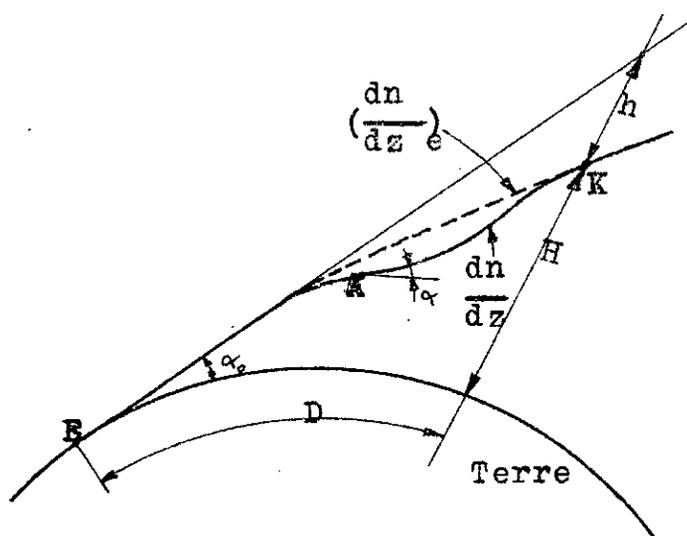
L'expression (II-2) peut s'écrire aussi sous la forme

$$n \left(1 + \frac{z}{R} \right) \cos \alpha = n_s \cos \alpha_0 \quad (\text{III-3})$$

Dans le cas d'une atmosphère homogène ($n=n_s = \text{constante}$), (propagation rectiligne) l'expression(III-3) s'écrit :



Figure(III-1): Réfraction atmosphérique des ondes radioélectriques .



Figure(III-2): Gradient équivalent d'indice de refraction .

$$\left(1 + \frac{z}{R} \right) \cos \alpha = \cos \alpha_0 \quad (\text{III-4})$$

Dans le cas d'une atmosphère non homogène, compte tenu de (III-1), (propagation curviligne) l'expression (III-3) s'écrit :

$$\left[1 + z \left(\frac{dn}{dz} + \frac{1}{R} \right) \right] \cos \alpha = \cos \alpha_0 \quad (\text{III-5})$$

expression obtenue en remplaçant dans (III-3) n par son expression (III-1), en négligeant le terme $\frac{dn}{dz} \cdot \frac{z^2}{R}$ devant 1, et en considérant

$$n_s \approx 1.$$

Si l'on remplace, dans (III-5), le terme $\left(\frac{dn}{dz} + \frac{1}{R} \right)$ par $\frac{1}{R'}$ on a

$$\left(1 + \frac{z}{R'} \right) \cos \alpha = \cos \alpha_0 \quad (\text{III-6})$$

cette expression (III-6) est identique à (III-4). On peut donc dire que dans une zone de l'atmosphère où la variation de l'indice de refraction en fonction de l'altitude est linéaire, la propagation curviligne peut être ramenée à une propagation rectiligne si l'on remplace la terre réelle de rayon R par une terre fictive de rayon R' tel que :

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{dn}{dz} \quad (\text{III-7})$$

R' est appelé rayon fictif équivalent de la terre.

Pour une atmosphère de référence on a $R' = \frac{4}{3} R$, soit $R' = 8500 \text{ Km}$.

Si l'on veut représenter la trajectoire curviligne d'un rayon d'onde par rapport à une terre plane (de rayon infini) on définit le coefficient modifié de refraction $[2,9,10,11,25]$ (ou module de refraction) "M" par :

$$M = N + \frac{z}{R} \cdot 10^6 \quad (\text{III-8})$$

Soit, pour $R = 6371 \text{ Km}$ et z en mètre, on a :

$$M = N_s + 0,118 z \quad (\text{III-9})$$

III-1-1 . Rayon de courbure de la trajectoire d'une onde électromagnétique et gradient équivalent de l'indice de refraction :

En un point A d'une trajectoire curviligne on peut définir un rayon de courbure [2,9,10,11] par : (annexe 1)

$$\rho = \frac{n}{-\frac{dn}{dz} \cdot \cos \alpha} \quad (\text{III-10})$$

où α est l'angle que fait la trajectoire avec l'horizontale passant par A (fig. III-2).

Dans le cas de la troposphère α est toujours faible et n est très voisin de 1 , d'où l'on a :

$$\rho = \frac{1}{-\frac{dn}{dz}} \quad (\text{III-11})$$

Or ce rayon ρ est différent d'un point à l'autre de la trajectoire réelle de l'onde. On définit alors [2], entre deux altitudes différentes, un gradient équivalent d'indice $(\frac{dn}{dz})_e$ qui produirait le même effet de réfraction moyenne que le gradient réel en chaque tranche élémentaire entre ces deux altitudes . [2]

Ce gradient équivalent est donné par : (annexe 1)

$$\left(\frac{dn}{dz}\right)_e = \frac{2h}{D^2} \quad (\text{III-12})$$

où h : différence des deux altitudes

D : distance entre les deux points considérés (Fig.III-2).

III-1-2 . Distance de l'horizon et angle des horizons d'une liaison radioélectrique :

a/- Cas d'une terre sphérique :

Prenons un repère cartésien sur une terre sphérique (Fig.III-3).
L'équation du cercle joignant deux points sur cette terre est :

$$x^2 + (z - R)^2 = R^2 \quad (\text{III-13})$$

comme $x \gg z$, cette équation devient :

$$z = \frac{x^2}{2R} \quad (\text{III-14})$$

d'où, en posant $x = d_h$ (distance de l'horizon du point E d'altitude z), on a

$$d_h = \sqrt{2 R z} \quad (\text{III-15})$$

avec $R' = \frac{4}{3} R = 8500 \text{ Km}$, on a $d_h(\text{Km}) = 4 \sqrt{z(\text{m})}$ (III-16)

Exemple : pour une altitude $z = 100 \text{ m}$ on a
. pour une atmosphère et une terre réelles

$$d_h = \sqrt{2.6400.10^3 \cdot 100} = 35,8 \text{ Km}$$

. pour une atmosphère de référence

$$d_h = 4 \cdot \sqrt{100} = 40 \text{ Km}$$

b/- Cas d'un profil réel de liaison transhorizon .

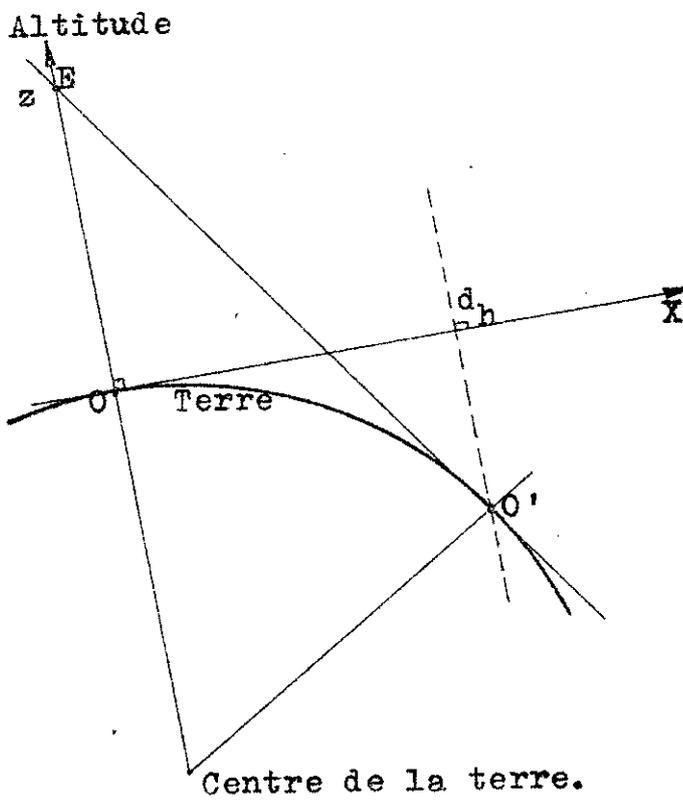
Dans ce cas, on définit l'angle des horizons " Θ_h " (que l'on appelle aussi distance angulaire). (Fig.III-4)

On définit aussi une distance équivalente des horizons par

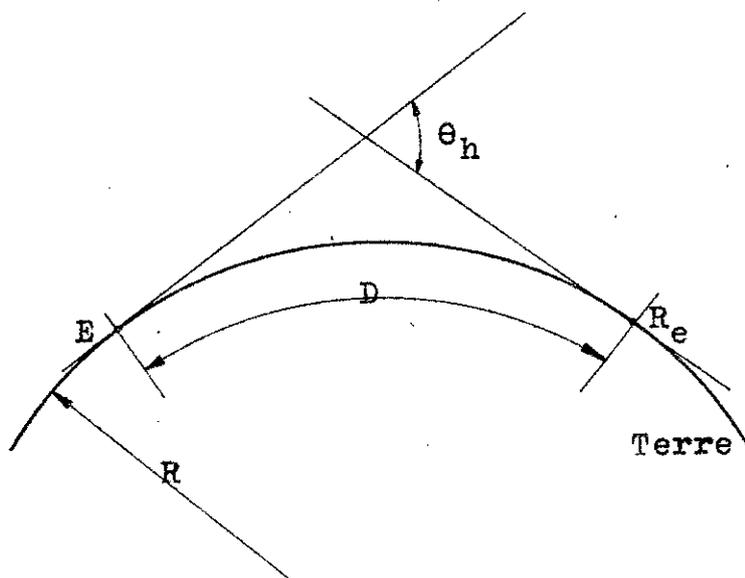
$$D = R \cdot \Theta_h \quad (\text{III-17})$$

Pour une terre plane et une atmosphère de référence on a

$$D(\text{Km}) = 8,5 \cdot \Theta_h \text{ (m rad)}$$



Figure(III-3): Distance de l'horizon
 $d_h \approx OO'$.



Figure(III-4): Angle des horizons .

III-1-3 . Représentation à terre plane :

Nous avons signalés précédemment que le phénomène de réfraction troposphérique peut être traité par deux méthodes différentes conduisant à deux représentations de la trajectoire de l'onde électromagnétique par rapport à la terre :

- Représentation à terre sphérique,
- Représentation à terre plane .

La première méthode conduit, à partir de la connaissance de l'indice de refraction n ou du cofindice $N = (n-1)10^6$, à supposer une terre fictive de rayon $R' = k R$ entourée d'une atmosphère homogène dans laquelle la trajectoire de l'onde est rectiligne. La constante k est donnée [2,9,10,11] par :

$$\text{On a } k = \frac{1}{1 + R \cdot \frac{dn}{dz}} \quad (\text{III-18})$$

Pour une atmosphère standard, où l'on a $\frac{dn}{dz} = -4 \cdot 10^{-8} \text{ (m}^{-1}\text{)}$, la constante k est égale à $\frac{4}{3}$; et par conséquent la terre fictive correspondante aura un rayon $R' = 8500 \text{ Km}$.

Par rapport à la terre réelle, la trajectoire d'une onde qui se propage dans une atmosphère standard a un rayon de courbure $\rho = 25 \cdot 10^6 \text{ (m)}$. Sa représentation graphique se fait alors dans un système de coordonnées sphériques .

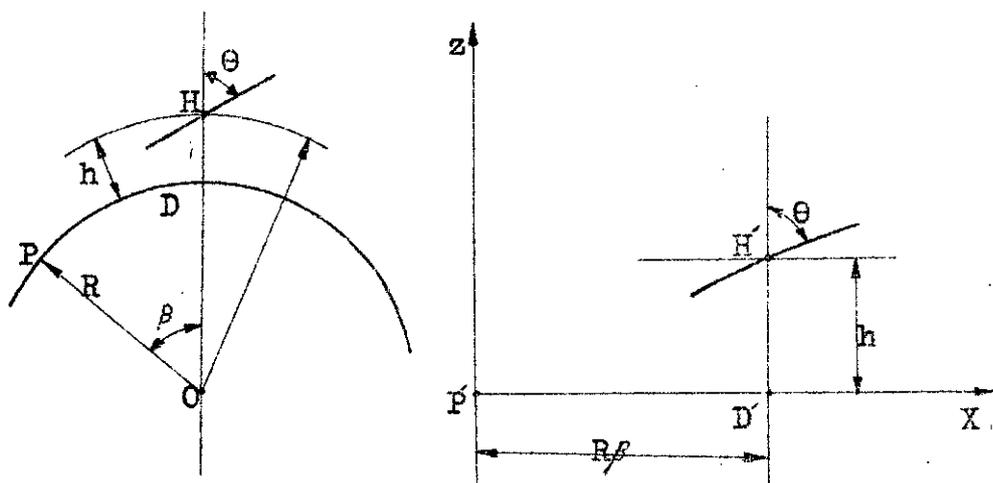
La deuxième méthode permet, à partir de la connaissance du profil de l'indice de refraction modifié m , de représenter la trajectoire de l'onde dans un repère cartésien plan en faisant la transformation suivante : (Fig. III-5)

$$\begin{cases} x = R \cdot B \\ z = h \end{cases} \quad (\text{III-19})$$

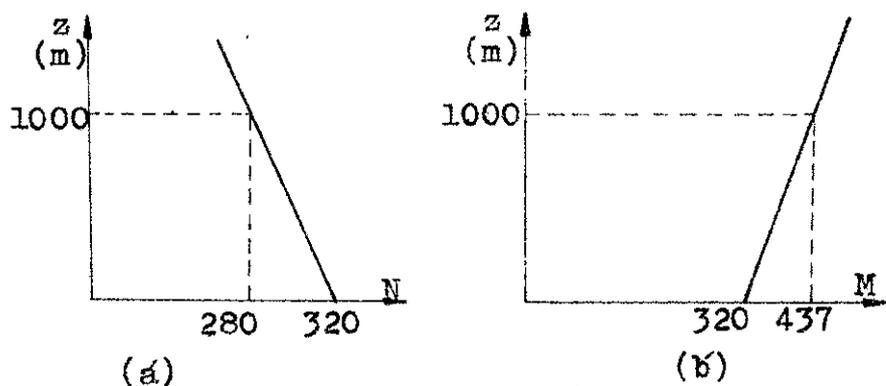
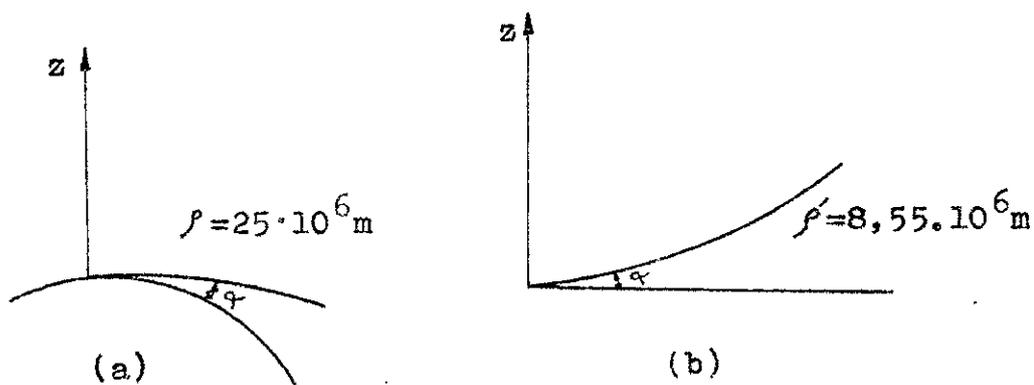
L'indice de refraction modifié étant défini par :

$$m = n + \frac{z}{R} \quad (\text{III-20})$$

son gradient sera $\frac{dm}{dz} = \frac{dn}{dz} + \frac{1}{R}$ (III- 21)



Figure(III-5): Transformation d'une représentation sphérique en une autre à terre plane .



Figure(III-6): Profils des coindices de refraction normal et modifié , et trajectoires d'une onde qui se propage dans une atmosphère de référence: (a) et (a'): représentation à terre sphérique , (b) et (b'): représentation à terre plane .

et par conséquent la trajectoire de l'onde aura un rayon de courbure ρ' tel que :

$$\frac{1}{\rho'} = - \frac{dn}{dz} = - \frac{dn}{dz} - \frac{1}{R} \quad (\text{III-22})$$

Cette expression peut s'écrire aussi sous la forme :

$$\frac{1}{\rho'} - \frac{1}{R} = \frac{1}{\rho'} - \frac{1}{\infty}$$

Expression qui montre bien que, dans cette méthode, la trajectoire de l'onde a un rayon de courbure ρ' par rapport à une terre de rayon infini, c'est à dire une terre plane ; d'où l'appellation " représentation à terre plane " .

Si ρ est supérieur à R , alors ρ' est négatif (cas d'une atmosphère standard) . Dans ce cas, la trajectoire qui était courbée vers le sol dans une représentation à terre sphérique le sera vers le haut à terre plane (Figure III-6)

On peut définir aussi le coefficient de refraction modifié M par :

$$M = (n - 1)10^6 = \left[n + \frac{z}{R} - 1 \right] \cdot 10^6 = (n-1)10^6 + 0,157 \cdot z_{(m)} \quad (\text{III-23})$$

où z est exprimé en mètre .

Son gradient est alors :

$$\frac{dM}{dz} = \frac{dn}{dz} \cdot 10^6 + 0,157 = \frac{dN}{dz} + 0,157 \quad (\text{III-24})$$

Pour une atmosphère standard on a :

$$\frac{dM}{dz} = - 0,04 + 0,157 = 0,117 \quad (m^{-1})$$

$$\text{et } \rho' = \frac{1}{-\frac{dM}{dz} \cdot 10^{-6}} = - 8,55 \cdot 10^6 \quad (m)$$

En comparant ces deux méthodes, on remarque que la première permet une représentation réelle de la trajectoire et tient compte des variations de l'indice de refraction en fonction de l'altitude. Alors que la seconde permet une représentation fictive mais plus simple et ne tient pas compte des variations de l'indice de refraction. Elle est donc valable quelle que soit l'expression de l'indice en fonction de l'altitude .

Pour deux points différents de la trajectoire, l'introduction de l'indice de refraction modifié m dans la loi de Descartes donne l'égalité suivante :

$$m \cos \alpha = m_1 \cos \alpha_1 \quad (\text{III-25})$$

$$\text{ou bien } (1 + M \cdot 10^{-6}) \cos \alpha = (1 + M_1 \cdot 10^{-6}) \cos \alpha_1 \quad (\text{III-26})$$

Comme l'angle α est toujours faible dans la troposphère on peut aussi écrire

$$(1 + M \cdot 10^{-6}) \left(1 - \frac{\alpha^2}{2}\right) = (1 + M_1 \cdot 10^{-6}) \left(1 - \frac{\alpha_1^2}{2}\right) \quad (\text{III-27})$$

En négligeant les termes $M\alpha^2$ on a $\alpha^2 = \alpha_1^2 + 2(M - M_1) \cdot 10^{-6}$ (III-28).

Dans le cas où l'on a $\rho' < 0$, si l'émetteur est placé à une certaine altitude z_1 , la trajectoire est tangente à la terre lorsque l'onde est émise sous un angle de tir limite α_{11} tel que :

$$\alpha_{11}^2 = 2 (M_1 - 320) \cdot 10^{-6} \quad (\text{III-29})$$

M_1 étant le coindice modifié à l'altitude z_1 .

III-1-4 : Les différents cas de réfraction troposphérique :

Supposons le cas général où l'indice de refraction n (ou m) suit une loi de variation quelconque et lente en fonction de l'altitude, et discutons de l'allure de la trajectoire de l'onde suivant le signe et la valeur du gradient d'indice $\frac{dn}{dz}$.

a). Absence de refraction :

Si dans une zone de l'atmosphère où le gradient d'indice est $\frac{dn}{dz} = 0$,

autrement dit si $\frac{dM}{dz} = 0,157$, l'indice de refraction est constant. L'at-

mosphère est alors homogène et la propagation se fait selon une

trajectoire rectiligne . Il y a donc absence de refraction .

b). Refraction négative :

Dans une zone de l'atmosphère où l'on a $\frac{dn}{dz} > 0$ ou $\frac{dM}{dz} > 0,157$, la

trajectoire d'un rayon électromagnétique aura un rayon de courbure $\rho < 0$, d'où l'appellation " refraction négative " . La trajectoire réelle se refracte alors vers le haut, et une onde radioélectrique émise à partir d'un émetteur situé à une certaine altitude z_1 ne touchera la terre que si elle est émise sous un angle $\alpha_1 < 0$, par rapport à l'horizontale, et supérieur en valeur absolue à un certain angle limite α_{11} donnée [10, 11, 25] par la relation suivante : (Fig. III-7)

$$\alpha_{11}^2 = 2 (M_1 - 320) . 10^{-6} \quad (\text{rad.}) \quad (\text{III-30})$$

M_1 étant le coefficient de refraction modifié à l'altitude z_1 . Cette refraction n'est pas très favorable à la portée de l'émetteur .

c). Refraction positive :

Contrairement au cas précédent, si l'on a $\frac{dn}{dz} < 0$ ou $\frac{dM}{dz} < 0,157$, le rayon de courbure de la trajectoire est tel que $\rho > 0$: l'onde est refractée vers le sol. Dans ce cas la refraction est favorable à la portée et l'horizon radioélectrique devient supérieur à l'horizon optique (Fig. III-8).

Dans ce cas, on peut distinguer trois types de refraction troposphérique.

- Refraction standard :

C'est le cas de refraction définie par $\frac{dn}{dz} = - 4 . 10^{-8}$

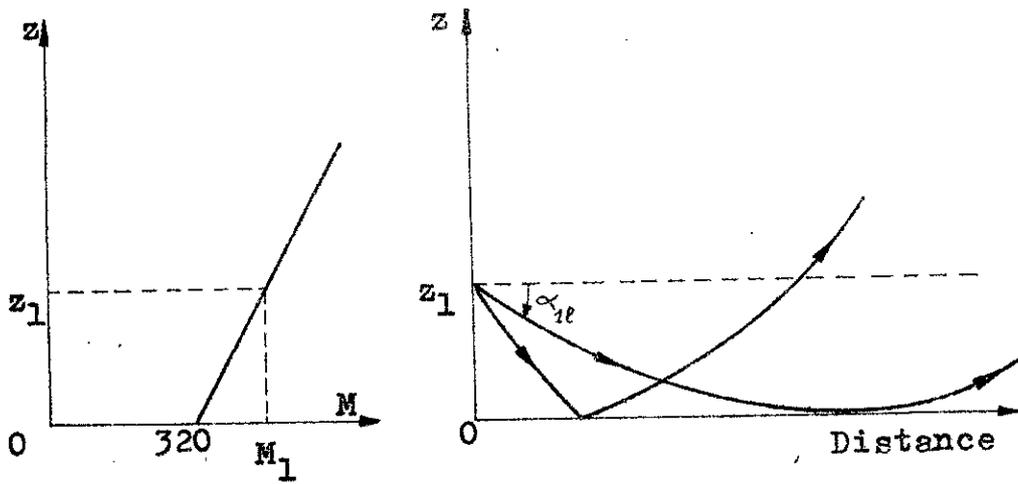
ou par $\frac{dM}{dz} = 0,117$.

La trajectoire réelle a, dans ce cas, un rayon de courbure $\rho = 25 . 10^6$ (m) supérieur au rayon R de la terre. La terre fictive correspondante a un rayon $R' = \frac{4}{3} R$.

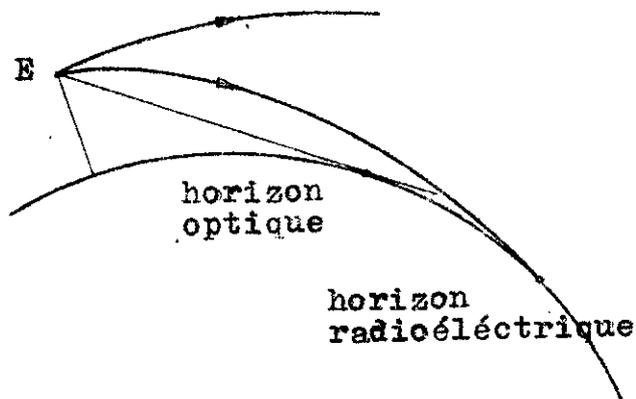
- Refraction critique :

Elle correspond au cas où l'on a $\frac{dn}{dz} = - 15,7 . 10^{-8}$ ou

$\frac{dM}{dz} = 0$, et à une terre fictive de rayon $R' = \infty$ donc une terre plane.



Figure(III-7): Refraction négative .



Figure(III-8): Refraction positive .

La figure(III-9) [11] illustre bien l'allure des trajectoires dans ce cas pour une terre plane (figure(III-9,a)) et pour une terre sphérique(figure(III-9,b)).

On remarque que dans la zone de l'atmosphère où l'on a $\frac{dM}{dz} = 0$, une onde émise horizontalement a une trajectoire rectiligne horizontale dans une représentation à terre plane, et concentrique à la terre en représentation réelle .

- Super -Refraction :

La super-refraction se manifeste dès que l'on a $\frac{dM}{dz} < 0$ ou $\frac{dn}{dz} < -15,7 \cdot 10^{-8}$.

La trajectoire de l'onde aura alors une courbure de rayon $\rho < \frac{10^8}{15,7}$ très

faible par rapport à celui de la terre($R= 6371$ Km): Une onde émise sous un angle de tir α peut retourner vers la terre, se réfléchir sur le sol, revient encore vers la terre pour s'y réfléchir une autre fois, et ainsi de suite sans qu'elle puisse dépasser une certaine altitude [11,25]. Elle se propage alors de la même façon que dans un guide d'onde. On dit dans ce cas que l'on a un guide(ou conduit) troposphérique. La portée de liaison se trouve alors extraordinairement élevée .

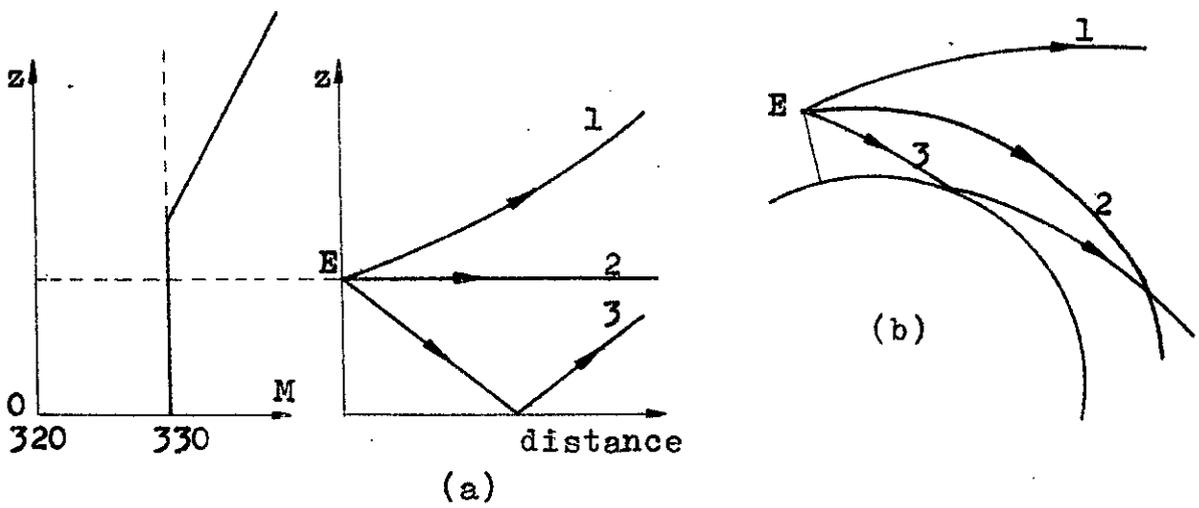
Les guides troposphériques peuvent exister à la surface de la terre(guide de surface) ou en altitude(guide en altitude).(Fig.III-10)

III-2- : Propagation par diffusion turbulente :

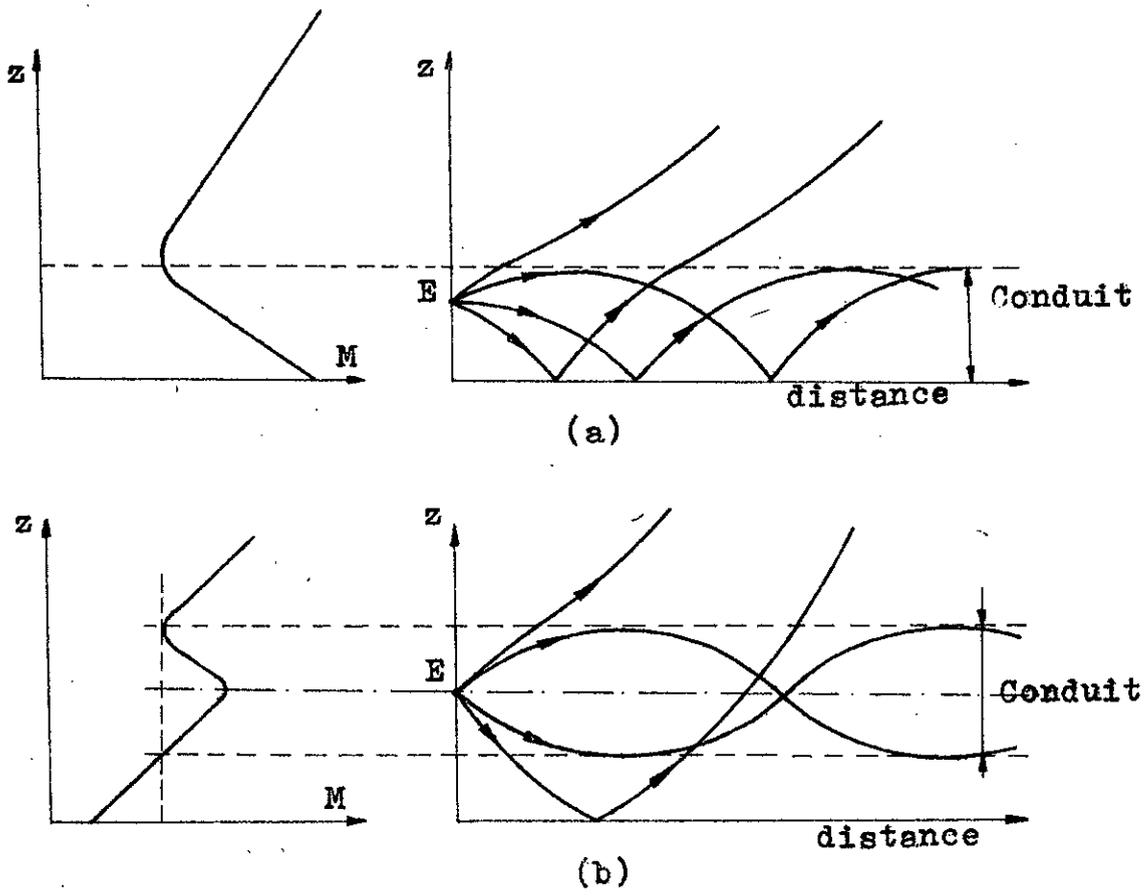
Les différents tourbillons constituant une couche turbulente sont vus par les rayons d'un faisceau d'onde électromagnétique comme de petites surfaces irrégulières réfléchissantes, de sorte que l'onde incidente soit diffusée dans toutes les directions [2] . Cette diffusion a lieu dans un volume déterminé de la couche turbulente . Ce volume est limité par les angles d'ouverture des antennes d'émission et de réception (Fig.III-11)

Dans ce cas de propagation on a un phénomène d'interférence . Il peut exister alors une direction suivant laquelle l'intensité du faisceau diffusé est maximume. [2,9,10,11]

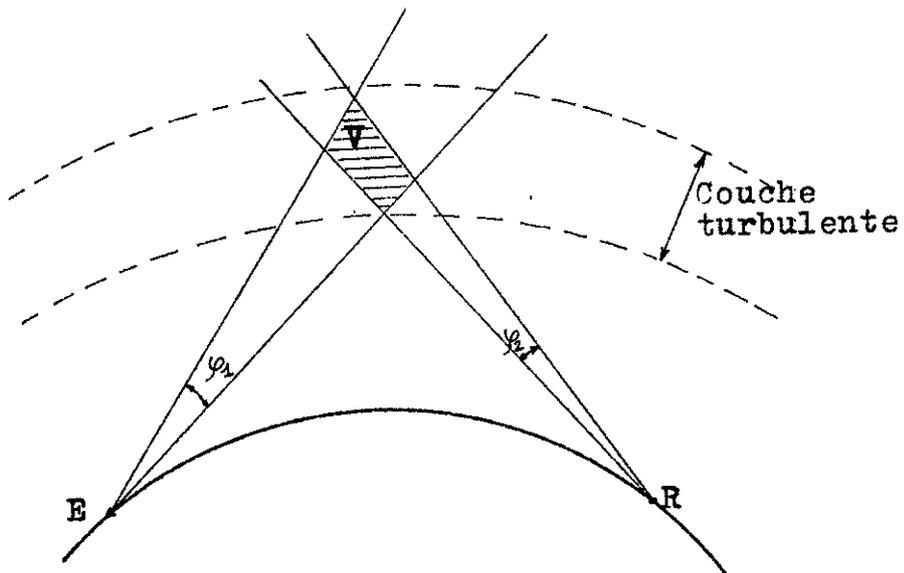
En effet, si l'on considère une onde électromagnétique de longueur λ qui attaque ^{une} couche turbulente sous un angle d'incidence α , et si la différence de marche "l" entre deux rayons de cette onde est un multiple entier de λ , il existe alors une direction suivant laquelle l'intensité



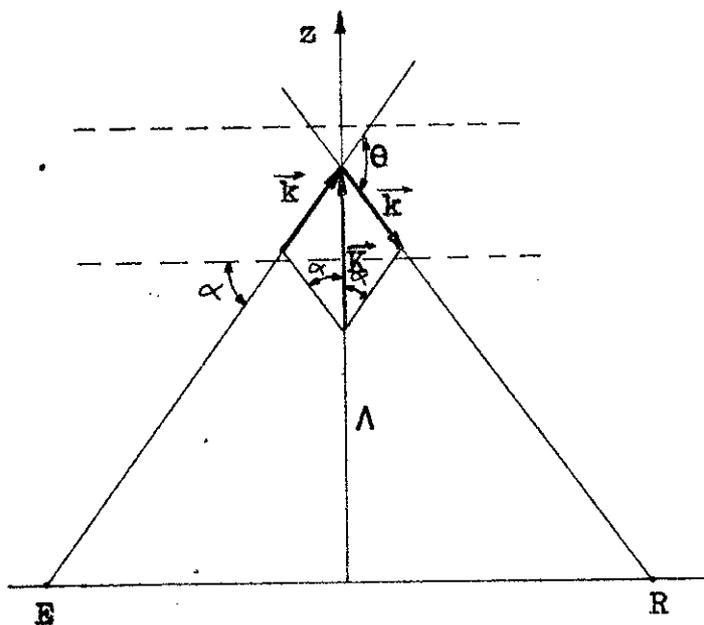
Figure(III-9): Refraction critique ($-\frac{dM}{dz}=0$):
 (a): terre plane,
 (b): terre sphérique.



Figure(III-10): Super-refraction conduisant à:
 (a): un guide de surface,
 (b): un guide en altitude.



Figure(III-11): Volume de diffusion "V" .



Figure(III-12): Angle de diffusion " θ " et vecteur de propagation d'onde d'espace " \vec{k} " .

du rayonnement est maximum. Si cette direction fait un angle θ avec celle du rayon incident on peut écrire la relation suivante [2] :

$$l = a \lambda = 2 a \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{III-31})$$

où a : un entier naturel,

x : dimension d'une irrégularité,

θ : angle de diffusion. (Fig. III-12)

Si l'on définit une longueur d'onde l'espace Λ par

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{III-32})$$

on a alors $x = a \cdot \Lambda$ (III-33)

D'où l'on peut considérer Λ comme étant une échelle de mesure des irrégularités verticales du milieu de propagation turbulent.

Dans la troposphère, l'angle de diffusion θ est toujours faible.

On peut écrire alors :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\theta}{2}$$

On peut définir aussi le nombre d'onde d'espace K par

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} = 2 k \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{III-34}) \quad \text{où} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{III-35})$$

Pour θ faible on a $K = \frac{4\pi\alpha}{\lambda}$

Considérons une liaison radioélectrique établie par diffusion à partir d'une couche turbulente caractérisée par des fluctuations turbulentes δn de l'indice de refraction. La théorie de propagation par diffusion turbulente (annexe 2) conduit à l'écriture de l'équation de propagation suivante [2,9,11] :

$$P_d = P_e \frac{G_e G_r}{D^4 \lambda^2} \overline{\delta n^2} \cdot S(k) \cdot V \quad (\text{III-36})$$

où P_d : puissance diffusée,

P_e : puissance émise,

G_e, G_r : respectivement gains des antennes d'émission et de réception,

D : distance Emetteur-Recepteur,

$\overline{\delta n^2}$: Valeur quadratique moyenne des fluctuations turbulentes de l'indice de refraction,

V : volume de diffusion,

S(k): densité spectrale de puissance de la turbulence.

III-3 - : Propagation par reflexion partielle :

Nous avons vu précédemment que le phénomène de reflexion partielle est strictement lié à l'existence de couches stables dans l'atmosphère.

Ce type de couche est caractérisée par une discontinuité du gradient de l'indice de refraction sur une épaisseur faible " e " de l'espace, et par un coefficient de reflexion donné par l'expression suivante:

[2,9,11]

$$\rho = \frac{\delta n}{e} \cdot \frac{\lambda}{8 \pi \alpha^2} \quad (\text{III-37})$$

où α est l'angle d'incidence .

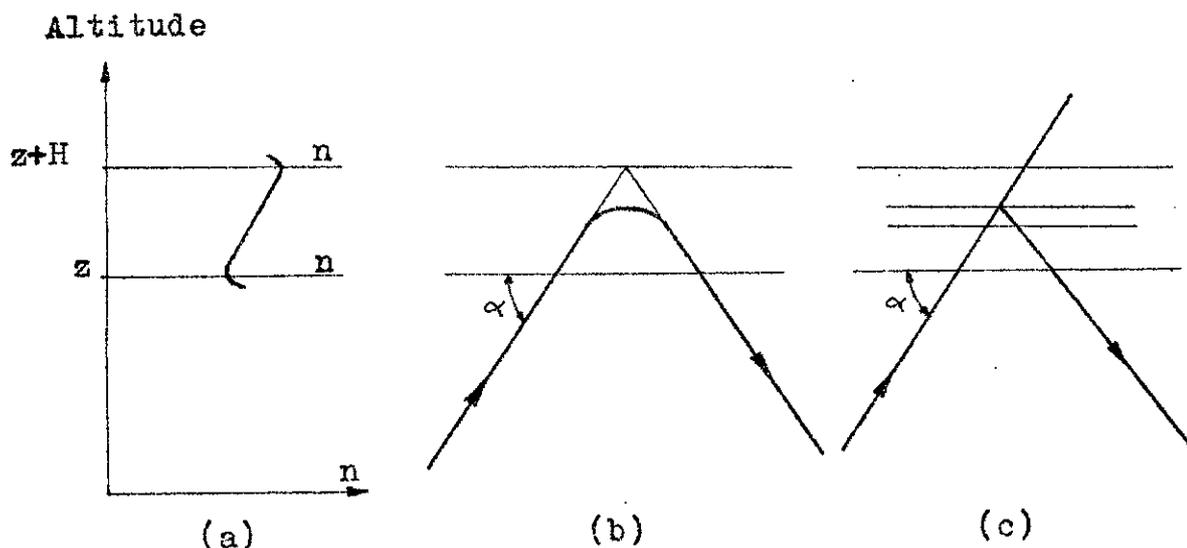
Soumise à l'influence des mouvements turbulents des couches adjacentes et aux mouvements mécaniques verticaux de l'atmosphère, la surface de la couche stable, de dimensions L et H , présente des irrégularités de dimensions moyennes l et h [2] .

Dans le cas où la surface de la couche stable peut être considérée comme plane, selon le critère de RAYLEIGH (annexe 3), on a une reflexion totale de l'onde incidente lorsque l'épaisseur H de la couche est très grande par rapport à la longueur d'onde λ . Dans le cas contraire ($H < \lambda$) on a une reflexion partielle [2] . (Fig.III-13)

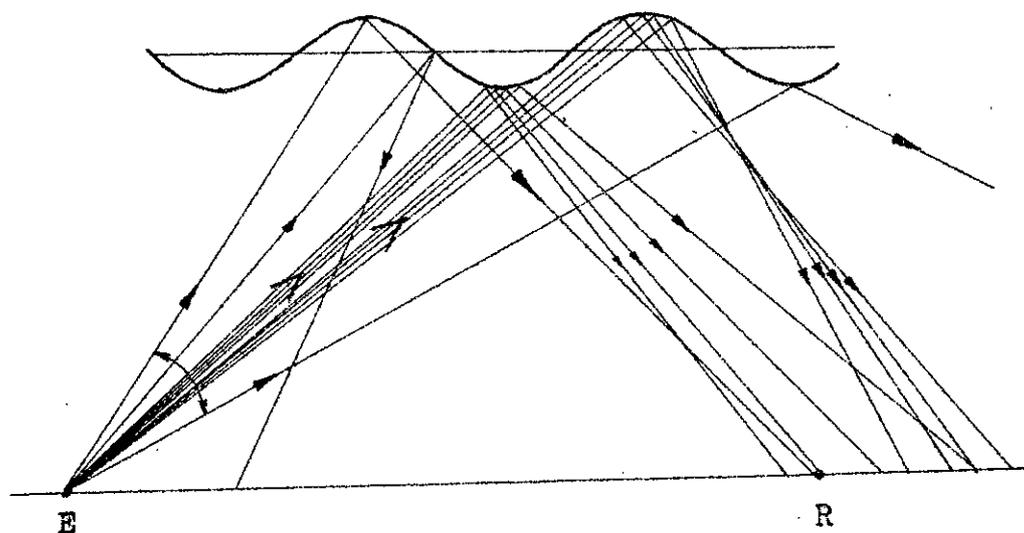
Si la surface de la couche stable ne peut pas être considérée comme plane, On a une reflexion diffuse [2] . C'est à dire que l'onde réfléchi sur les ondulations de la surface de la couche est dirigée suivant différentes directions (Fig.III-14).

III-4- : Propagation par guidage troposphérique :

Une atmosphère à variation d'indice de refraction uniforme, mais à gradient variable par partie peut introduire des phénomènes de refraction et de reflexion conduisant à un guidage du rayonnement [2,10,11,25], soit en surface (Fig.III-10,a), soit en altitude (Fig.III-10,b).'



Figure(III-13): Reflexion troposphérique :
 (a): profil d'indice de refraction,
 (b): reflexion totale ,
 (c): reflexion partielle .



Figure(III-14): Reflexion diffuse sur une couche stable de surface irrégulière .

Une représentation " à rayons rectilignes " donnerait un rayon fictif R' négatif, donc une terre concave que toute trajectoire rencontrera obligatoirement. C'est donc la représentation " à terre plane " qui donne, de loin, la meilleure illustration du phénomène de guidage troposphérique.

Les figures (III-15, a, b, c) illustrent très bien la formation des conduits troposphériques de surface ou en altitude. Elles indiquent également comment des rayons émis sous un angle inférieur à α_{11} peuvent y être guidés, et comment d'autres rayons émis sous un angle plus élevé peuvent s'en échapper.

D'autre part, elles montrent qu'une onde ne peut être guidée que si elle est émise à partir d'une altitude située dans l'intervalle où le gradient $\frac{dM}{dz}$ est négatif. C'est à dire dans la zone où l'on a une super-réfraction, (§ III- 1-4).

L'énergie radioélectrique est ainsi condensée dans une zone de l'atmosphère concentrique à la terre, qui agit très schématiquement comme un guide d'ondes. On conçoit que les lois habituelles de la propagation ne s'appliquent pas à ces conduits, puisqu'il n'y a plus dispersion, mais concentration de l'énergie.

A partir de l'expression (III-28), l'angle limite de guidage d'une onde radioélectrique peut s'exprimer par la relation suivante :

$$\alpha_{11}^2 = 2 (M_e - M_c) \cdot 10^{-6} \quad (\text{III-38})$$

où M_e : coindice de refraction modifié correspondant à l'altitude de l'émetteur,

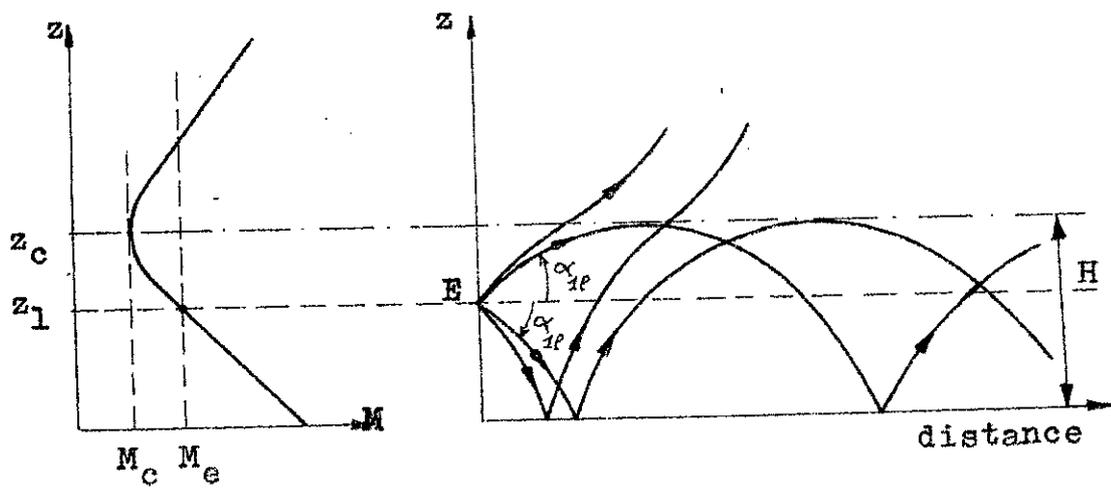
M_c : Coindice de refraction modifié correspondant à l'altitude du coude d'inversion du gradient $\frac{dM}{dz}$.

A partir d'une étude théorique plus approfondie, basée sur les équations de Maxwell, on peut montrer [9, 10, 25] que les fréquences guidés ont une limite supérieure donnée par la relation suivante [9, 25]

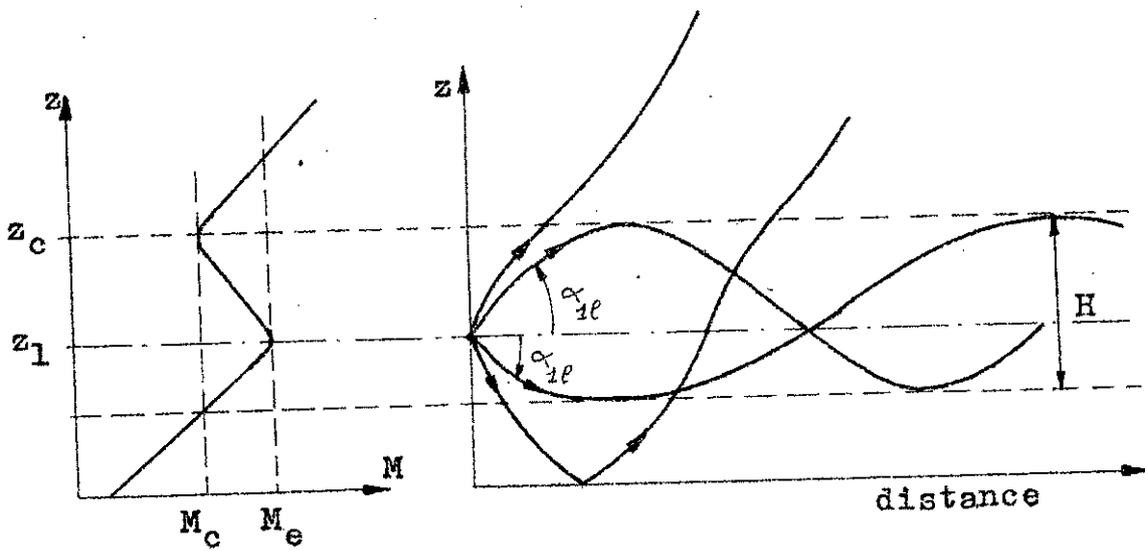
$$\lambda < \lambda_{\max} = 2,5 \cdot z_c \cdot \sqrt{\Delta M \cdot 10^{-6}} \quad (\text{III-39})$$

avec $\Delta M = M(z_c) - M(0)$ et

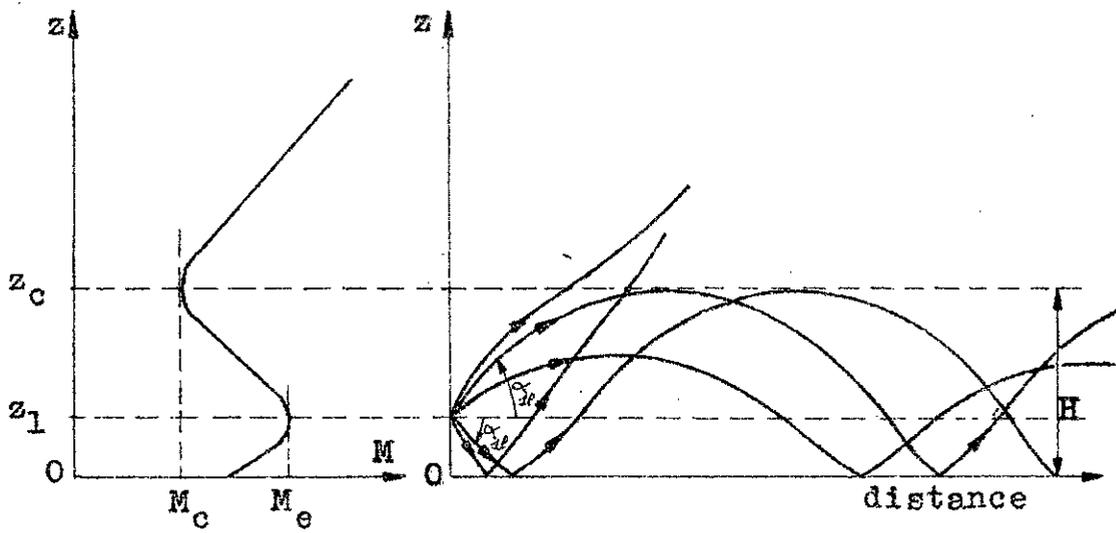
z_c : hauteur du coude du profil d'indice.



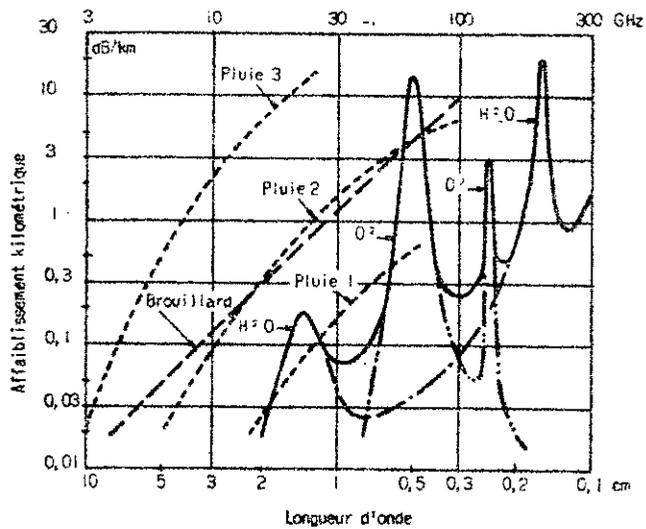
Figure(III-15,a): Guide au sol .



Figure(III-15,b): Guide en altitude .



Figure(III-15,c): Autre type de guide au sol .



Figure(III-16) — Absorption atmosphérique

En montant en fréquence l'absorption est d'abord due à l'eau liquide (pluie: 1 = 1 mm/h, 2 = 10 mm/h, 3 = 100 mm/h ; brouillard : visibilité 25 m), puis aux raies de la vapeur d'eau ($\lambda = 1.25$ cm et 0,16 cm) et de l'oxygène ($\lambda = 0,5$ cm et 0,25 cm).

III-5-. Absorption :

Le phénomène d'absorption est dû à l'eau de pluie, la neige, la grêle, et aux gaz existant dans la troposphère . Plus on monte en fréquence (gamme VHF, UHF , micro ondes, ...), plus ce phénomène est intense [2,9,10,11] . L'affaiblissement augmente alors avec la distance, et la portée radioélectrique est de plus en plus réduite .

Dans le cas de l'eau de pluie , ce phénomène est dû à la réaction du moment dipolaire électrique des gouttelettes d'eau sur le champ électromagnétique incident , qui provoque une perte diélectrique sensiblement proportionnelle à λ^1 . Il y a aussi un phénomène de diffusion par les gouttelettes d'eau, analogue à la diffusion turbulente, sensiblement proportionnelle à λ^4 [2,10,11] .

Dans le cas d'un gaz, l'absorption est due à la modification de l'état quantique à la résonance, des molécules et atomes de gaz lorsqu'ils sont soumis à l'action d'un champ électromagnétique. La variation d'énergie W dans un gaz est liée avec la fréquence f de l'onde par la relation de Plank :

$$W = h.f \text{ (III-40) où } h : \text{ constante de Plank } (=6,62.10^{-34} \text{ J/s})$$

D'où l'existence de raies et de bandes d'absorption des ondes électromagnétiques .

Dans les courbes d'affaiblissement dû à l'absorption en fonction de la longueur d'onde (Fig.III-16) [2], on trouve :

- Une raie de résonance isolée de vapeur d'eau aux environs de $\lambda = 1,35 \text{ cm}$,
- Une bande de résonance de l'oxygène vers $\lambda = 0,5 \text{ cm}$,
- Une raie de résonance de l'oxygène vers $\lambda = 0,25 \text{ cm}$,
- Une bande de résonance de vapeur d'eau vers $\lambda = 0,15 \text{ cm}$.

Pour les longueurs d'ondes plus courtes, bien que le nombre de bandes d'absorption augmente, il y a cependant des bandes peu absorbantes .

C H A P I T R E IV

ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE DES ONDES VHF EN BISTATIQUE PAR TRACE DE RAYONS

IV-1 : Méthodes de tracé de rayons :

Il y a deux méthodes de simulation du tracé de rayon d'une onde radioélectrique qui se propage dans l'atmosphère, à savoir :

- La méthode analytique [25,26] ; où les équations du rayon sont déterminées analytiquement . (annexe 4)
- La méthode pas à pas [2,25,26] : à l'aide de la loi de DESCARTES(ou de BOUGUER) et en utilisant un pas(angulaire, de distance,ou d'altitude) constant on peut évaluer l'indice de réfraction et l'angle que fait le rayon avec l'horizontale .

Pour notre étude, nous utiliserons la méthode pas à pas à cause de sa simplicité.Celle ci permet de représenter la trajectoire du rayon d'onde soit à terre sphérique(cas se rapprochent le plus de la réalité),soit à terre plane(cas fictif) .

IV-1-1 : Représentation à terre sphérique :

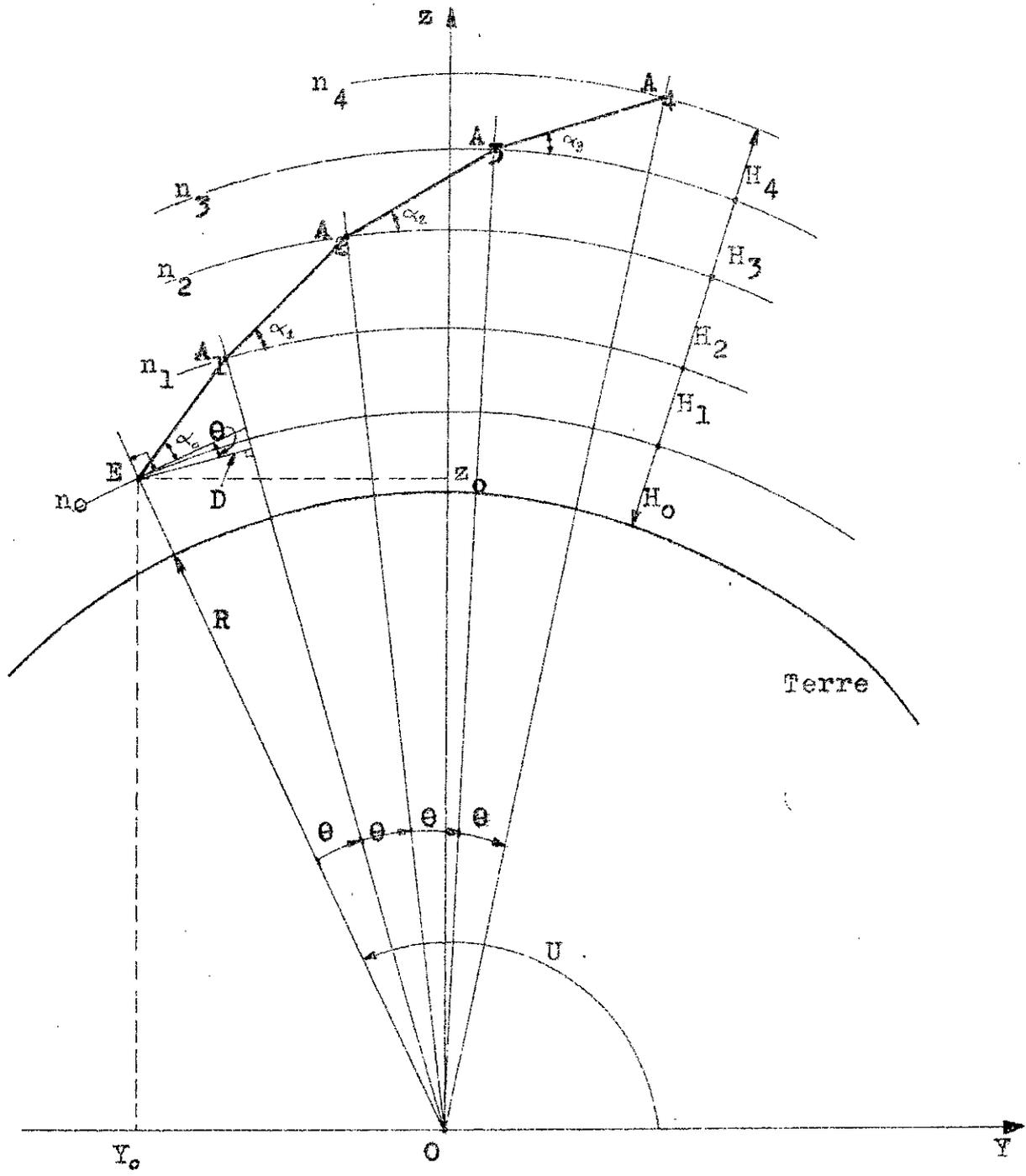
Cette représentation est illustrée dans un système de coordonnées sphériques centré sur la terre(Fig. IV-1).

Supposons que l'on connait le profil d'indice de refraction et que l'atmosphère est stratifiée . Prenons un émetteur, situé à l'altitude H_0 , qu i émet une onde VHF sous un angle de tir α_0 de l'ordre de 1° .

Si l'on choisit un pas angulaire θ , on peut écrire,pour le premier segment élémentaire du rayon, les relations suivantes :

$$\operatorname{tg} (\alpha_0 + \theta) = \frac{h + H_1}{D}$$

$$\sin \theta = \frac{D}{R + H_0}$$



Figure(IV-1): Méthode pas à pas de tracé de rayons à terre sphérique.
 H_0 : altitude de l'émetteur,
 θ : pas angulaire (de quelque 1/100 de degré).

$$\cos \theta = \frac{R + H_0 - h}{R + H_0}$$

$$\text{D'où } H_1 = (R + H_0) \left[\sin \theta \cdot \text{tg}(\alpha_0 + \theta) + \cos \theta - 1 \right] \quad (\text{IV - 1})$$

Et par conséquent, l'extrémité du segment a pour coordonnées :

$$\begin{cases} y_1 = (R + H_0 + H_1) \cdot \cos(U - 1 \cdot \theta) \\ z_1 = (R + H_0 + H_1) \cdot \sin(U - 1 \cdot \theta) \end{cases} \quad (\text{IV - 2})$$

$$\text{Posons } K = n_0 (R + H_0) \cos \alpha_0 \quad . \quad (\text{IV-3})$$

La loi de DESCARTES peut s'écrire alors, pour le $i^{\text{ème}}$ segment élémentaire du rayon : $n_i (R + H_0 + \sum_1^i H_j) \cos \alpha_i = K$ (IV - 4)

d'où l'on a :

$$\alpha_i = a \cos \left[n_i \left(\frac{R + H_0 + \sum_1^i H_j}{K} \right) \right] \quad (\text{IV - 5})$$

Après le $i^{\text{ème}}$ pas angulaire, la variation d'altitude s'écrit :

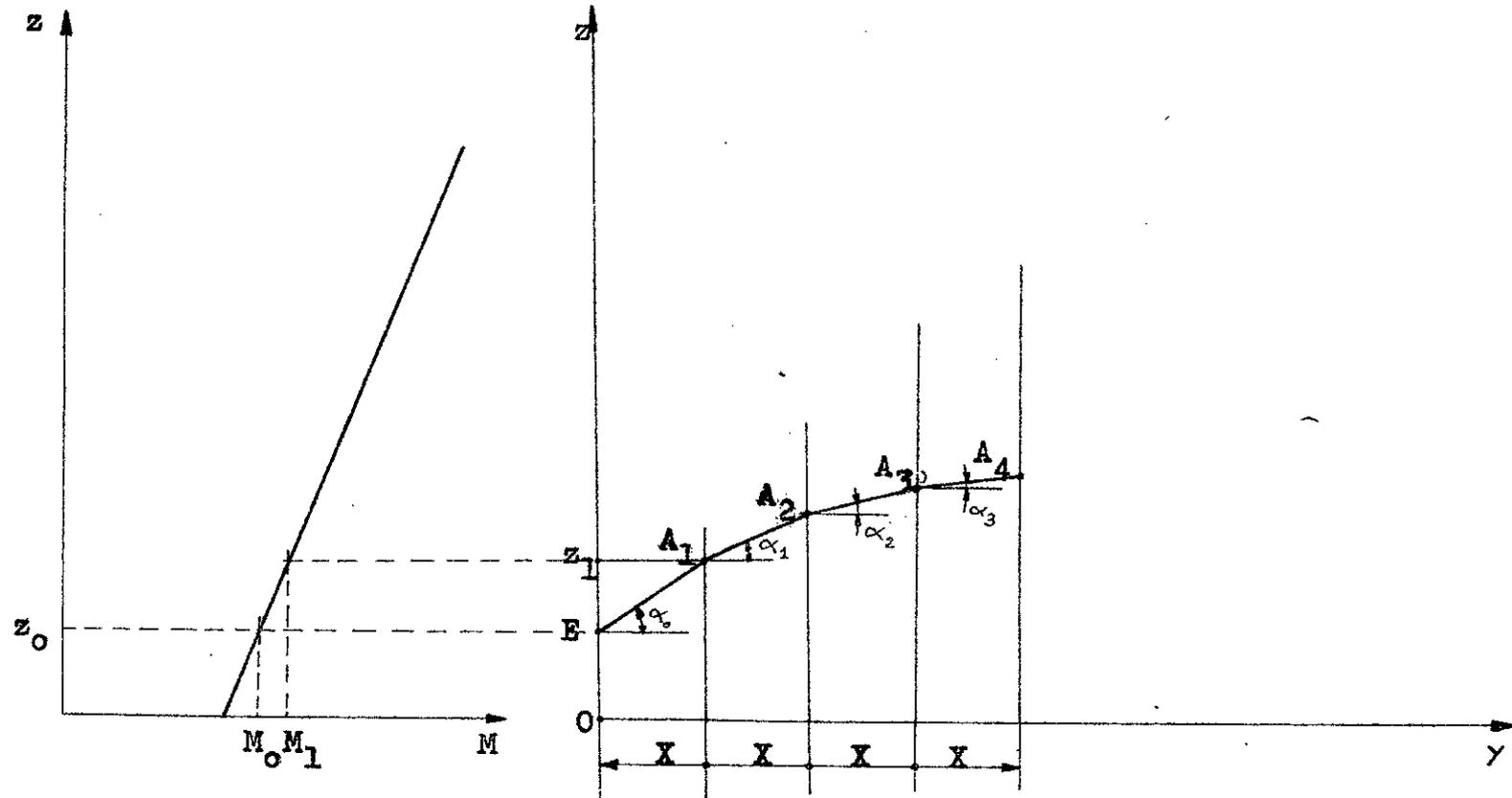
$$H_i = (R + H_0 + \sum_{j=1}^{i-1} H_j) \left[\sin \theta \cdot \text{tg}(\alpha_{i-1} + \theta) + \cos \theta - 1 \right] \quad (\text{IV-6})$$

Et par la suite l'extrémité A_i du $i^{\text{ème}}$ segment aura pour coordonnées :

$$\begin{cases} y_i = (R + H_0 + \sum_{j=1}^i H_j) \cos(U - i \cdot \theta) \\ z_i = (R + H_0 + \sum_{j=1}^i H_j) \sin(U - i \cdot \theta) \end{cases} \quad (\text{IV-7})$$

IV-1-2 : Représentation à terre plane : (figure (IV-2))

La terre étant considérée comme plane (à rayon infini), la trajectoire de l'onde peut être représentée dans un système de coordonnées plan centré sur la surface de la terre .



Figure(IV-2): Méthode pas à pas de tracé de rayons à terre plane .

En connaissant le profil de l'indice de refraction modifié, la loi de DESCARTES permet d'écrire (voir § III - A - 1 - 3) :

$$\alpha^2 = \alpha_0^2 + 2 (M - M_0) . 10^{-6}$$

Si l'on choisit un pas de distance " X " (de quelques centaines de mètres), on peut déterminer les coordonnées de chaque extrémité du segment élémentaire du rayon .

En effet, prenons un émetteur situé à l'altitude z_0 , qui émet une onde VHF sous un angle de tir α_0 (de l'ordre de 1°). Après chaque pas "X", l'extrémité A_i du i^{ime} segment élémentaire aura pour coordonnées

$$\begin{cases} y_i = i \cdot x \\ z_i = z_{i-1} + \Delta z_i \end{cases} \quad (IV-8) \text{ avec } i = 1, 2, 3, \dots$$

$$\text{où } z_i = x \cdot \text{tg } \alpha_{i-1} \quad (IV-9)$$

$$\text{et } \alpha_{i-1} = \left[\alpha_0^2 + 2 (M_{i-1} - M_0) . 10^{-6} \right]^{1/2} \cdot \text{Signe}(M_{i-1} - M_0) \quad (IV-10)$$

La variation d'altitude Δz_i est du signe de α_{i-1} , donc de celui de $(M_{i-1} - M_0)$.

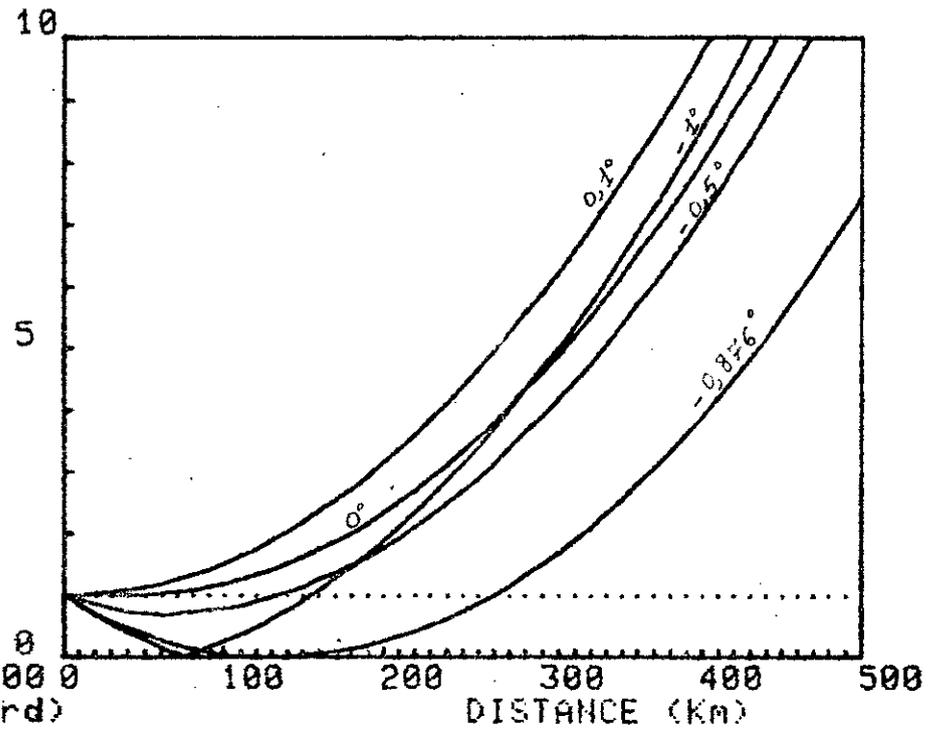
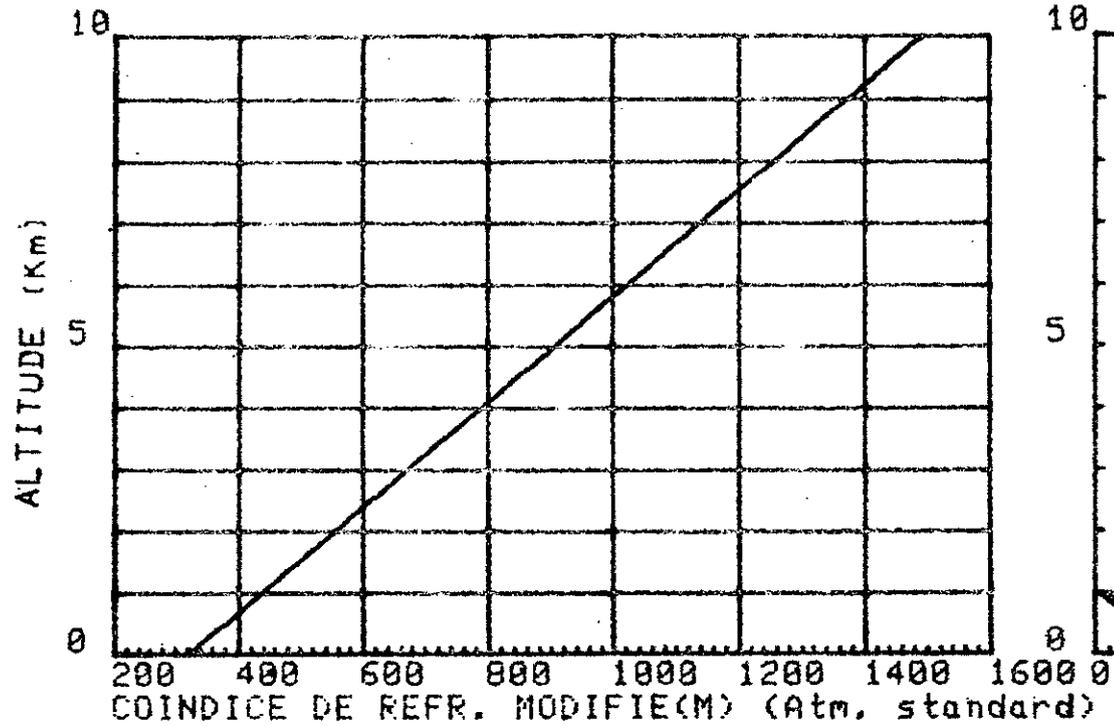
On voit donc que la méthode pas à pas peut être utilisée aisément par un micro-ordinateur graphique dans ces deux cas de représentation (à terre sphérique ou plane). Néanmoins celle à terre plane est plus simple que l'autre . C'est pourquoi nous l'avons préféré pour cette étude .

IV- 2 : Etude dans une atmosphère standard :

Dans ce cas d'atmosphère , l'expression du coefficient de refraction modifié en fonction de l'altitude est :

$$M = (m-1)10^6 = 320 + 0,117 \cdot z(m) \quad (IV-11)$$

En utilisant les expressions (IV-8) donnant les coordonnées de chaque extrémité du segment élémentaire du rayon d'onde, nous avons tracé, sur le micro-ordinateur Tektronix 4054A et 4052A, les rayons d'une onde radioélectrique lorsqu'elle est émise à partir d'une altitude de 1000 m



TRACEE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE STANDARD)

et sous différents angles de tir. Ces tracés sont donnés par la figure (IV-3) .

Comme dans une atmosphère standard, la trajectoire de l'onde présente un rayon de courbure négatif ($\rho' = - 8,55.10^6(m)$) ; et est courbée vers le haut . par conséquent elle ne pourra toucher le sol que si elle est émise sous un angle de tir négatif .

En effet, à partir de l'altitude 1000m , l'onde est tangente au sol lorsque son angle de tir est de $-0,8^\circ$. C'est l'angle limite qui donne la portée maximale(125 Km) correspondente à cette altitude .

Pour les angles de tir inférieurs à $-0,8^\circ$, la portée de l'onde diminue . Ainsi pour $\alpha_0 = - 1^\circ$ l'onde se réfléchit sur le sol à une distance de 75 Km.

Avec des angles de tir supérieurs à $-0,8^\circ$, l'onde ne touchera jamais le sol. En effet pour $\alpha_0 = -0,5^\circ$, l'onde rebrousse chemin vers le haut a un point de tangence situé à 700 m d'altitude et à la portée 65 Km .

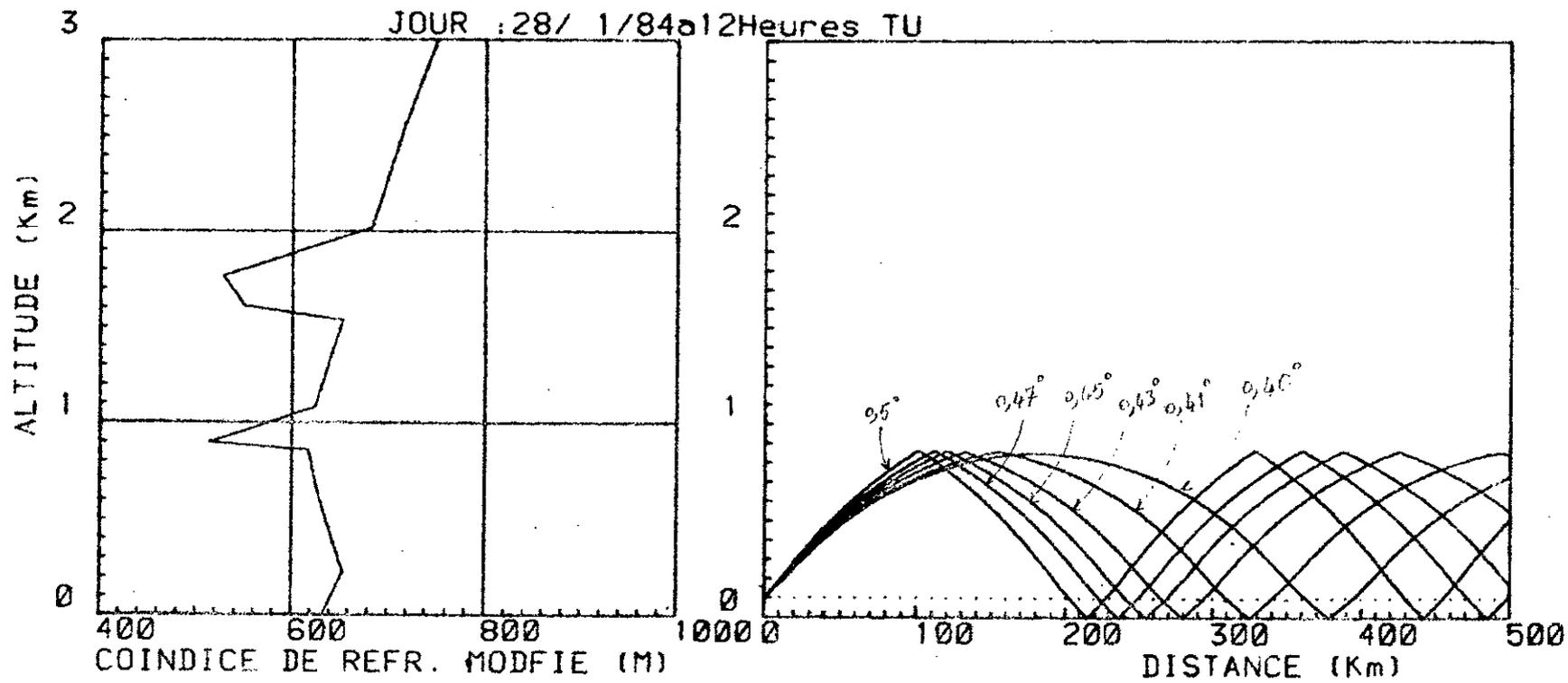
IV - 3 : Etude dans une atmosphère réelle :

A partir des données météorologiques (pression, température, et rapport de mélange) mesurées par ballon dans la période de janvier-février

1984 dans la région de provence en France, nous avons tracé sur micro-ordinateur 4054 et 4052 les profils d'indice de réfraction normal ou modifié . Parmi ceux qui présentent un intérêt pratique pour cette étude nous avons choisi les profils d'indice obtenus le 28/1/84 et les 7-8/2/84 .

a) - Celui du 28/1/84 (fig.IV-4,a) présente des couches d'inversion du gradient d'indice aux environs des altitudes 200,900,1500,et 1750 m . Nous avons alors une super-réfraction entre les altitudes 200-900 m et 1500-1750 m ; et par conséquent deux guides troposphériques en altitude dans ces deux zones .

Le premier guide, situé entre les altitudes 200 et 900 m, est de hauteur 900m. Il peut être considéré comme un guide de surface puisque sa hauteur commence au sol. Il est du même type que celui donné en figure (III-15-0) . En effet , les tracés de rayons(voir figures IV-4 et 5) d'onde émise à partir d'un émetteur situé à l'altitude 100 m sous un angle de tir variable de $0,4$ à $0,92^\circ$, mettent en évidence ce guide de surface .



TRACÉE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)

On remarque sur ces deux tracés, que le premier bond le plus long (380 Km dans ce cas) est obtenu avec un angle de tir de $0,4^\circ$. On constate aussi qu'une faible augmentation de l'angle de tir entraîne une diminution considérable de la longueur du bond. En effet, si l'angle de tir passe de $0,5$ à $0,915^\circ$ la distance entre deux bonds successifs passe de 230 à 120 Km. L'angle limite de guidage est de $0,915^\circ$.

Pour un angle de tir $\alpha_0 \geq 0,92^\circ$ l'onde échappe au guide et s'éloigne de plus en plus de la terre.

Le second guide en altitude est de hauteur 870 m. Les figures (IV-6) et (IV-7) montrent des cas de rayons émis à partir de deux altitudes différentes (respectivement 1500 et 1700 m) situées à l'intérieur de ce guide, sous différents angles de tir.

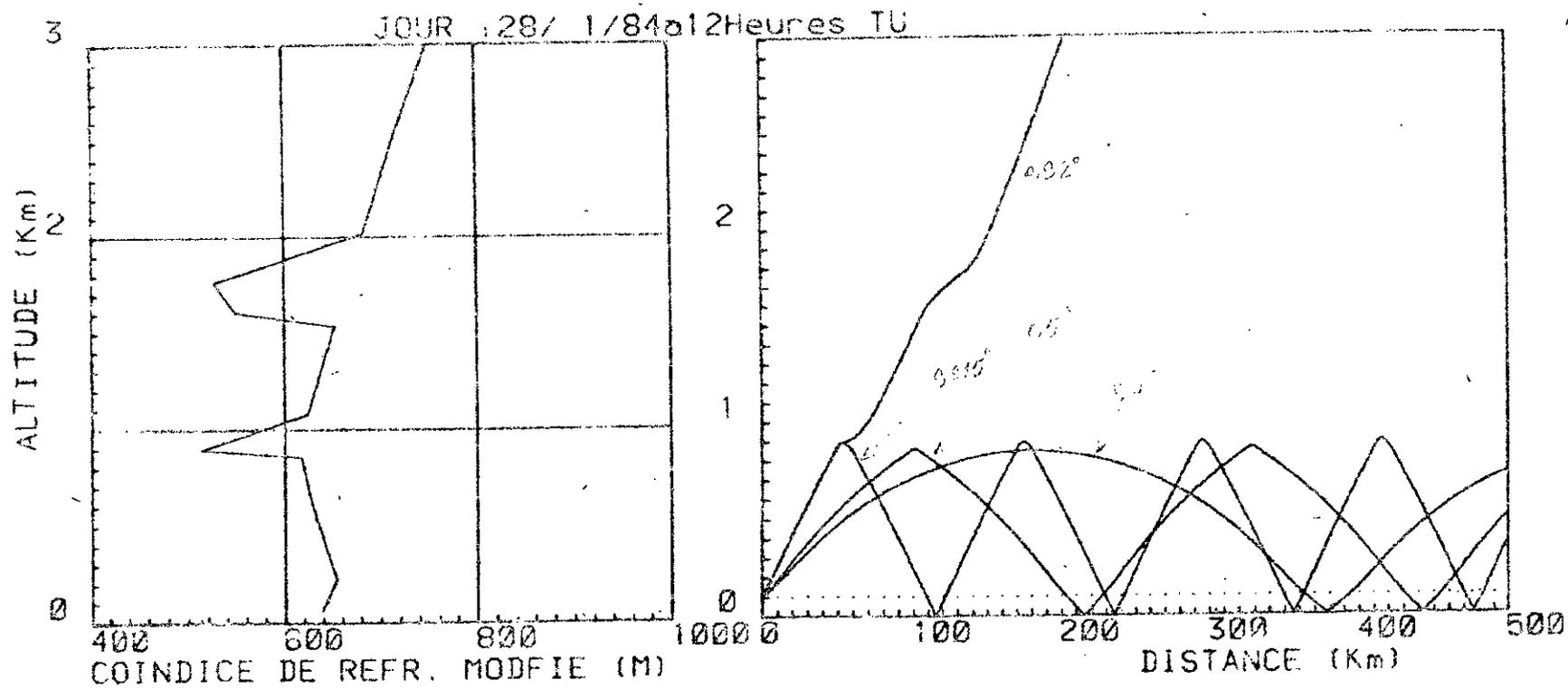
On remarque que l'on a un meilleur guidage lorsque l'émetteur est placé à l'altitude du coude du profil à partir duquel le gradient $\frac{dM}{dz}$ devient négatif. De même que l'angle limite correspondant de guidage est alors le plus élevé. En effet, dans notre exemple, on a un guidage à partir de 1500 m d'altitude meilleur que celui obtenu avec un émetteur placé à l'altitude 1700 m. D'autre part, en émettant à partir de 1500 m, l'angle de tir limite est de $0,9^\circ$; alors qu'il est de $0,244^\circ$ pour l'altitude 1700 m.

b)- Le profil d'indice modifié du 7/2/84 (figure IV-8-a) met en évidence lui aussi deux couches de super-réfraction. La première est au sol, de hauteur 100 m, et la seconde est en altitude, de hauteur 300 m, situé aux environs de l'altitude 5 Km.

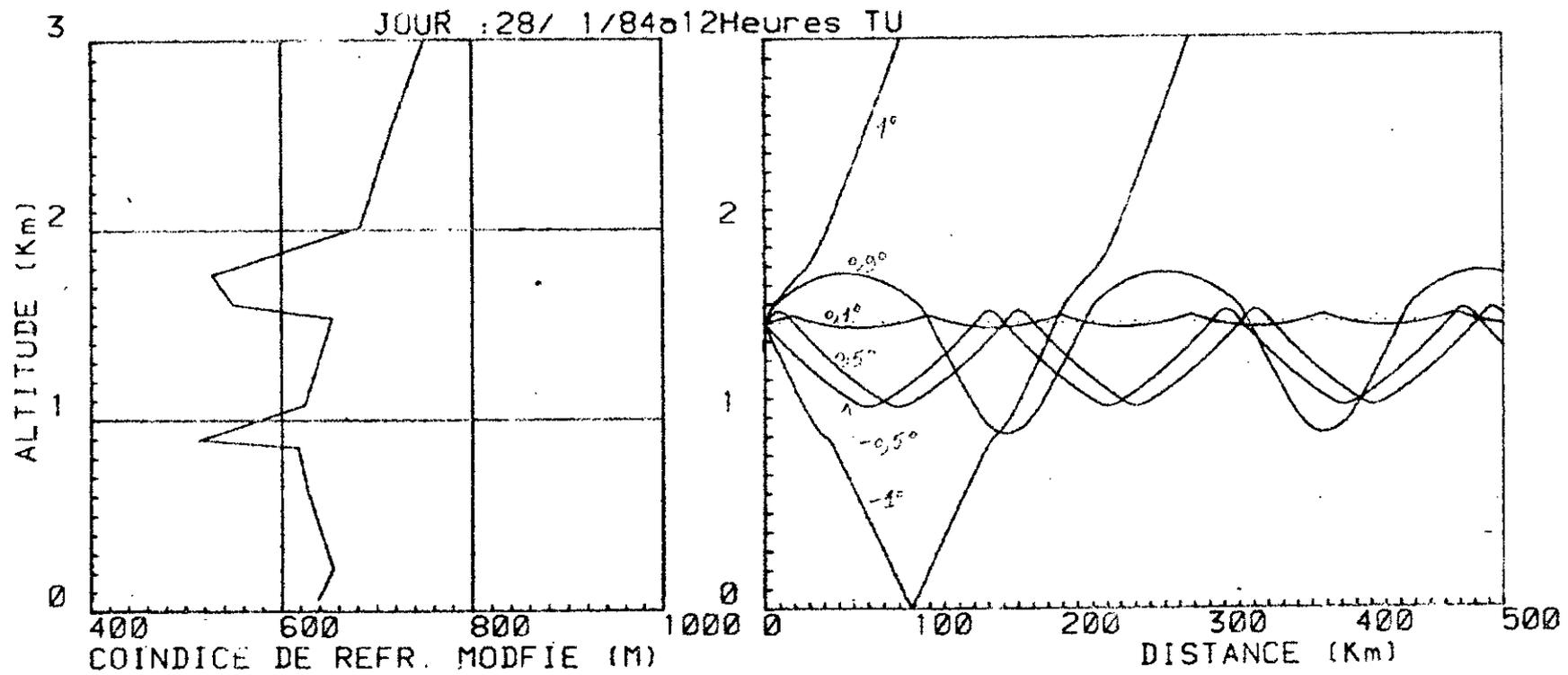
Elles sont alors bien plus minces que celles du cas précédent.

Pour le guide en altitude, le tracé de rayons de la figure (IV-8) montre que l'angle limite de guidage est de $0,26^\circ$ lorsque l'on émet à partir de 4500 m (altitude du coude du profil à partir duquel le gradient $\frac{dM}{dz}$ devient négatif).

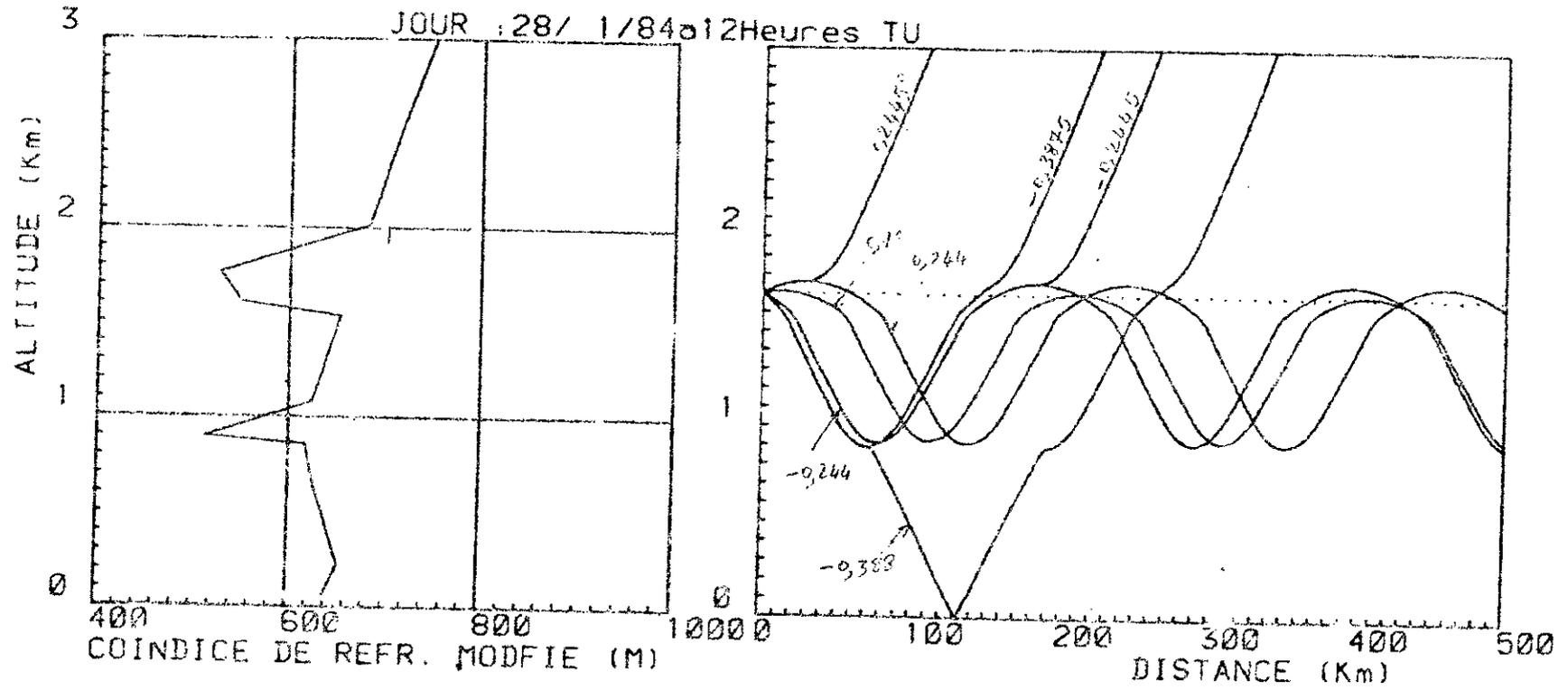
A partir du même point d'émission, le rayon ne touchera le sol que si celui-ci est émis sous un angle de tir négatif et inférieur ou égal à $-1,718^\circ$. Sous cet angle la portée maximum au sol de l'onde est de 305 Km.



TRACÉE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)

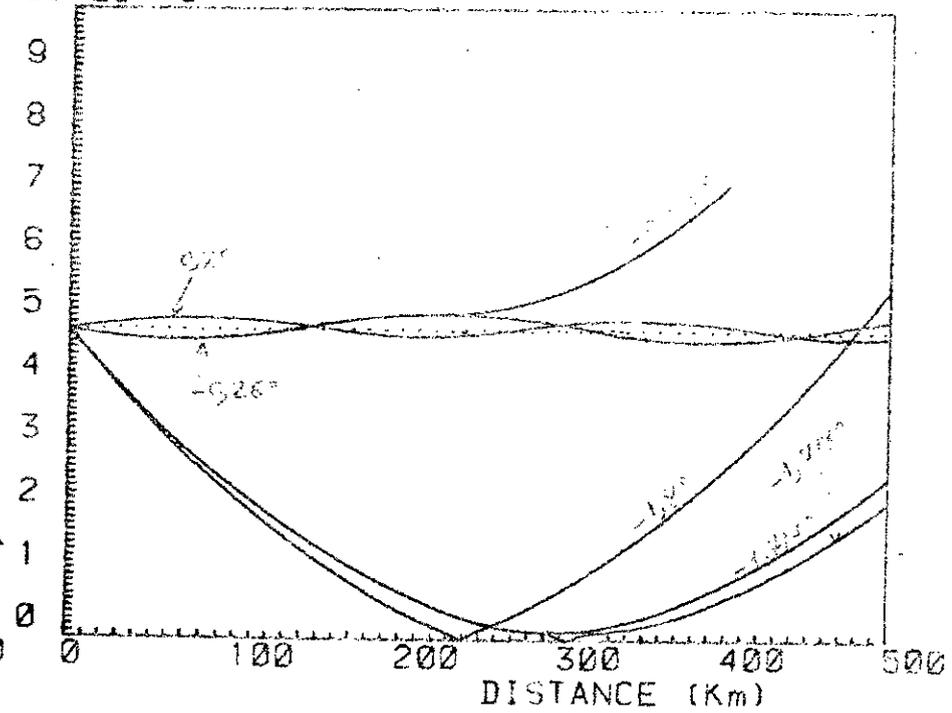
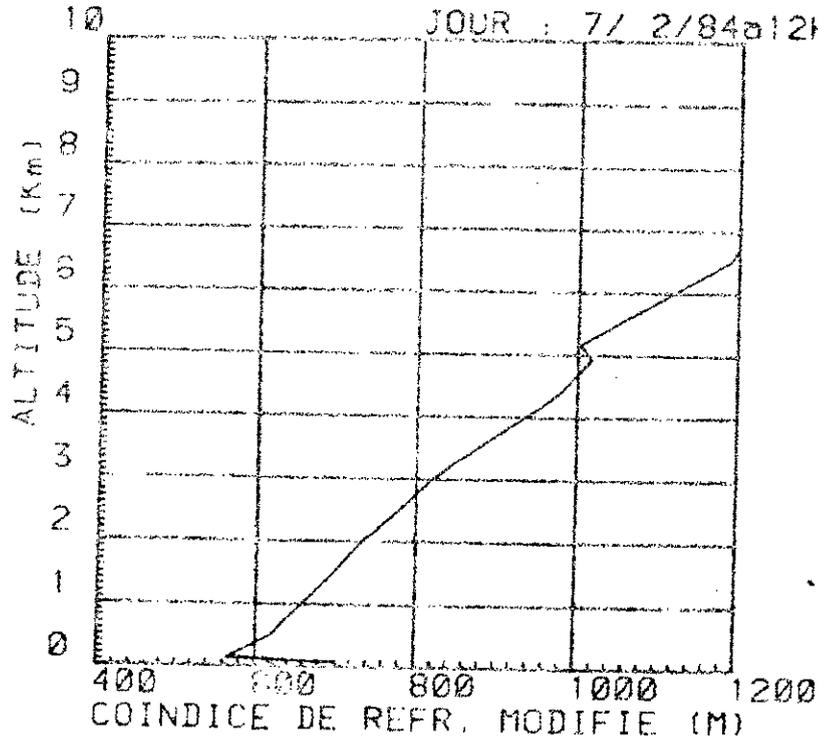


TRACEE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)

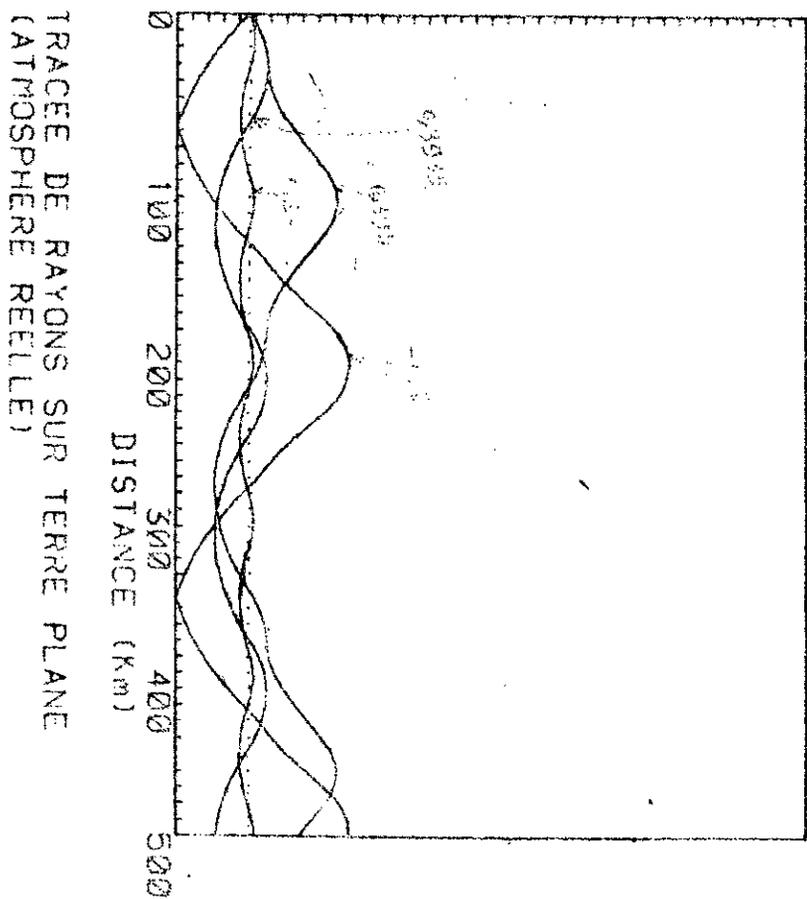
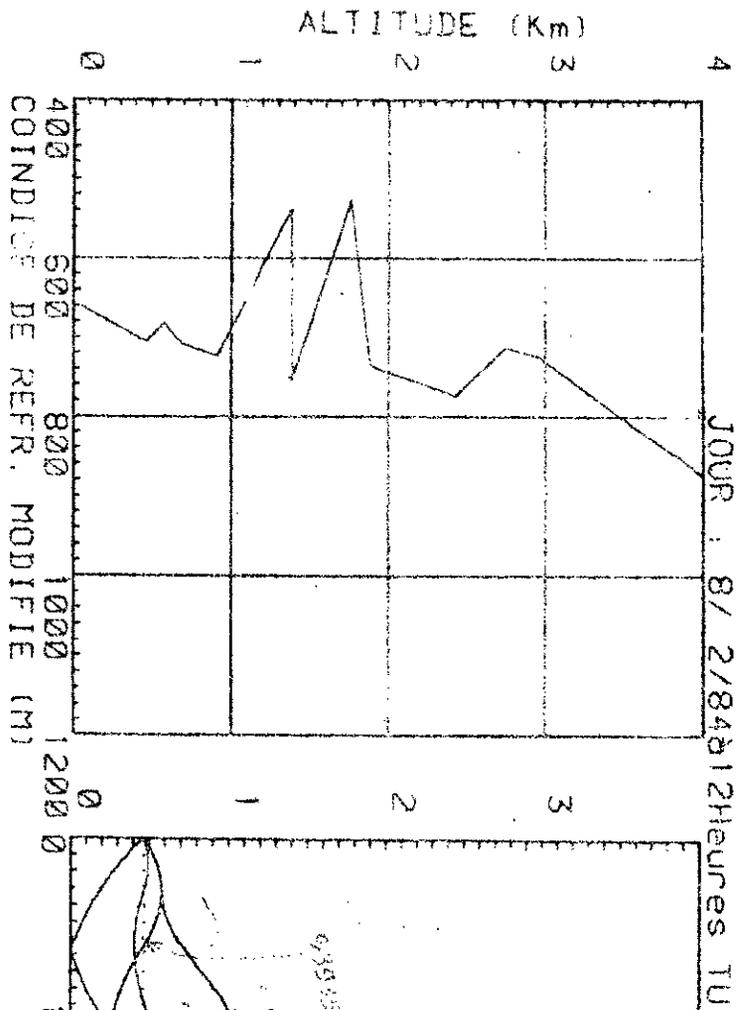


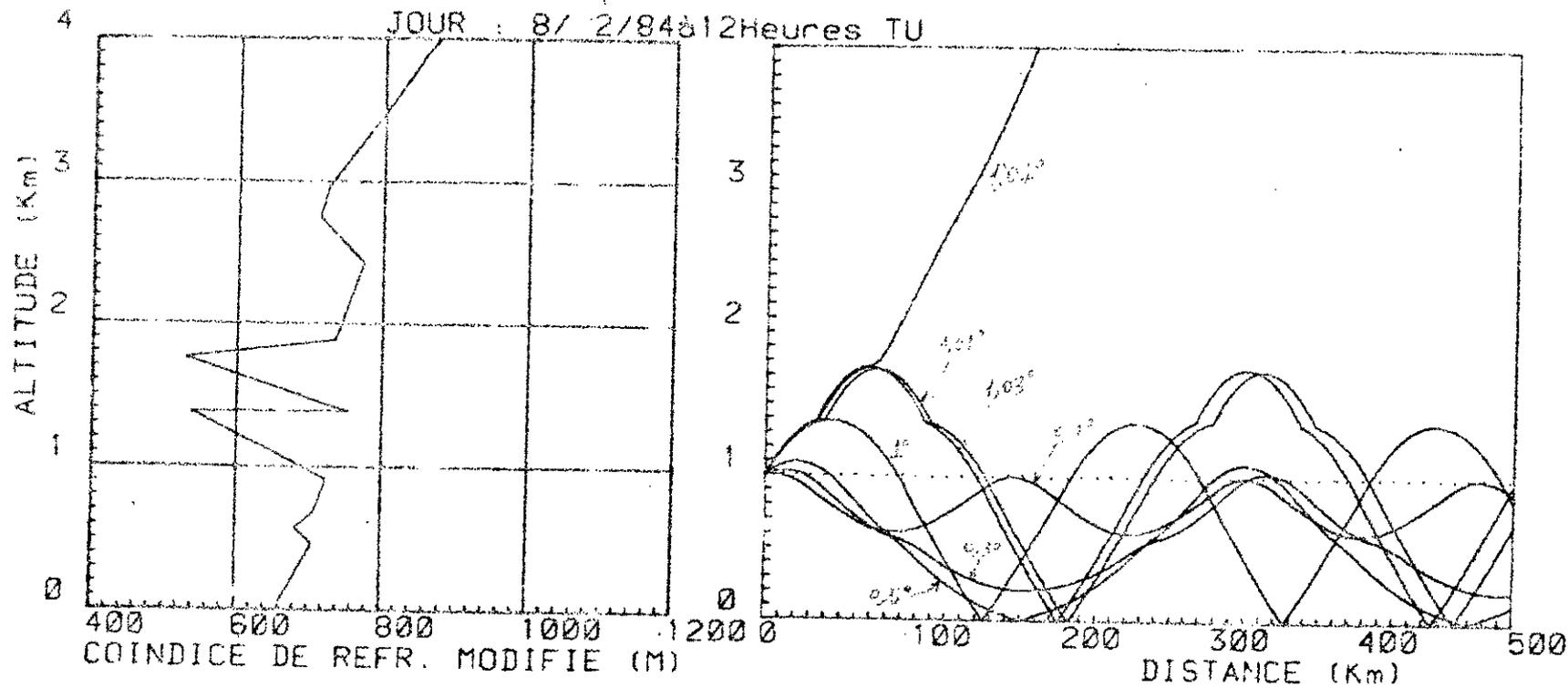
TRACEE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)

JOUR : 7/ 2/84a12Heures TU

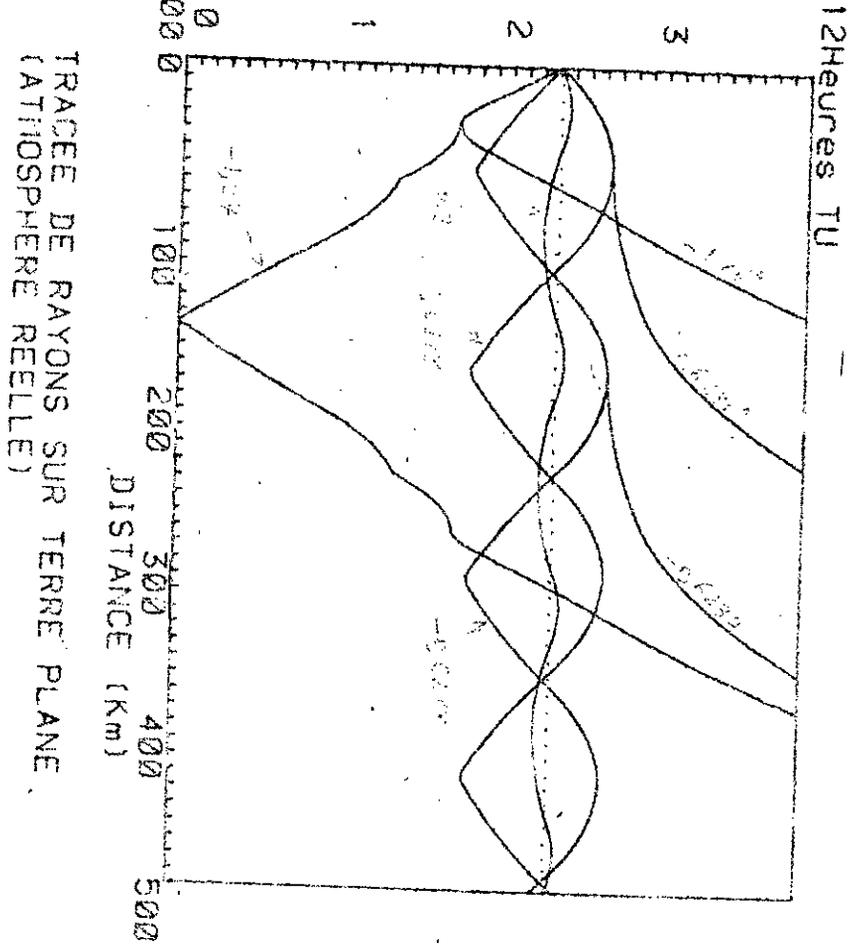
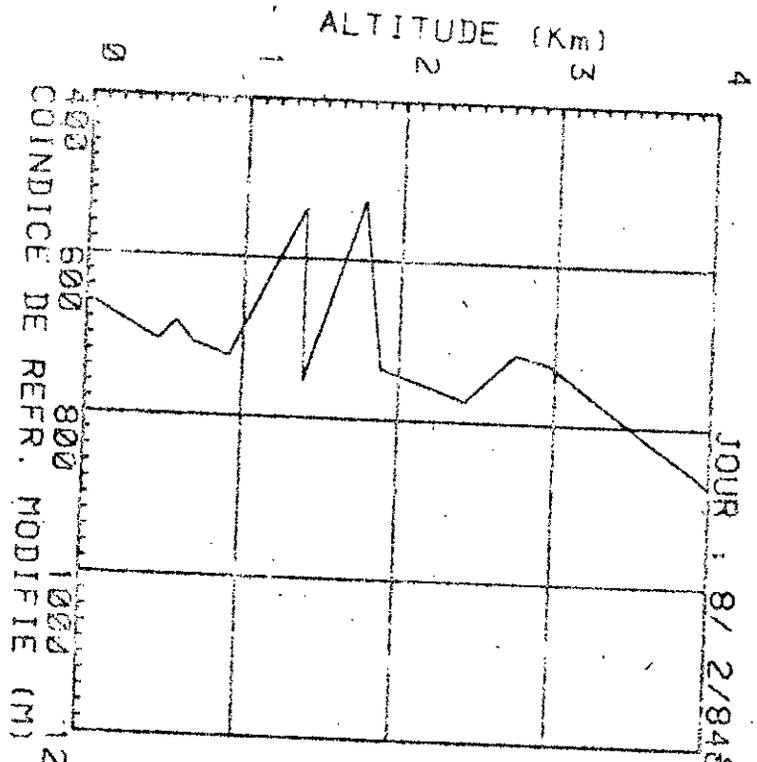


TRACÉE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)





TRACÉE DE RAYONS SUR TERRE PLANE
(ATMOSPHERE REELLE)



c)- De même que dans les deux cas précédents, le profil d'indice modifié du 8/2/84 (figure IV-9-a) met en évidence quatre guides dont deux de surfaces de hauteurs 1380 et 1770 m. Les deux autres guides sont en altitude situés aux voisinage des altitudes 400 et 2500 m. Ils ont pour hauteur respectivement 300 et 880 m.

Les tracés de rayons des figures (IV-9), (IV-10) et (IV-11) donnent les trajectoires des ondes émises dans chacun de ces guides sous différents angles de tir .

En résumé nous pouvons dire que, pour qu'une quantité suffisamment importante d'énergie soit concentrée sur un lobe d'un degré d'ouverture, il faut que l'antenne d'émission soit très directives, ce qu'on n'obtiendra qu'en hyperfréquences .

En pratique, ces phénomènes de super-réfraction seront donc insignifiants sur des liaisons de radiodiffusion, et n'apparaîtront de manière mesurable que sur des liaisons de télévision, de faisceaux hertziens, ou de radar .

C H A P I T R E V

ETUDE DE LA PROPAGATION TROPOSPHERIQUE

DES ONDES VHF EN MONOSTATIQUE PAR RADAR S.T.

Introduction :

Nous venons de voir dans le chapitre II l'importance du radar ST comme un moyen d'exploration de la basse atmosphère avec plus d'efficacité que les ballons-sondes traditionnels. Ce nouveau moyen a donné des résultats intéressants dans le domaine de la météorologie [3,6,7,23,24].

Dans ce chapitre nous allons voir l'efficacité du radar ST dans le domaine des télécommunications, et plus particulièrement dans l'étude de la propagation des ondes VHF dans la troposphère.

Cette étude est une simulation d'une liaison bistatique par radar ST tirant soit en vertical soit en oblique.

Elle ne nécessite pas la connaissance du profil de l'indice de réfraction; mais plutôt la structure en couche de la basse atmosphère que l'on peut déterminer au préalable par le même radar ST.

Cette étude se trouve simplifiée si l'on choisit la méthode de propagation rectiligne; c'est à dire une terre fictive de rayon équivalent $R' (=kR)$ de façon que le rayon d'onde soit une droite.

V-1 : Principe

La structure physique de la troposphère étant constituée par la superposition de couches stables et turbulentes, le radar ST peut permettre la simulation d'une liaison radioélectrique bistatique lorsqu'il émet une onde VHF en vertical, sur une couche turbulente, ou en oblique sur une couche stable.

En émission verticale, lorsque l'onde radar de fréquence " f_r " rencontre une couche turbulente, elle devient équivalente à une autre onde oblique de fréquence " f_{ob} " donnée par : [2,3,11]

$$f_{ob} = \frac{f_r}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (V-1)$$

où θ est l'angle de diffusion (fig. V - 1) .

Cette relation est déduite de l'expression (III-32) avec $\lambda_r = 2\lambda$.

λ_r étant la longueur d'onde radar émise verticalement .

Cherchons, dans ce cas, la portée bistatique du radar ST .

A partir de la géométrie de la figure (V-1) nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{d}{L}$$

$$R'^2 = d^2 + (R' - 1)^2 \quad (V-2)$$

$$L^2 = d^2 + (H + 1)^2$$

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{d}{R' - 1}$$

d'où l'on a :

$$d = \frac{H}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} - \frac{H}{R'}}} \quad (V-3)$$

et par la suite

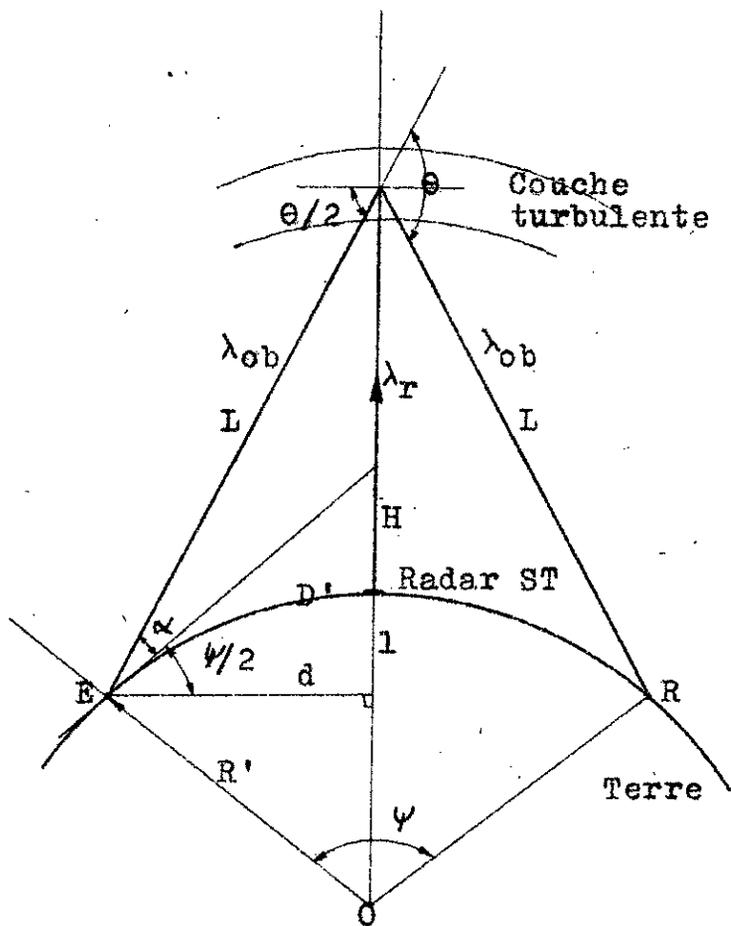
$$\psi = 2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{d}{\sqrt{R'^2 - d^2}} \right) \quad (V-4)$$

En posant $R' = k \cdot R$ pour passer de la terre fictive à la terre réelle la portée bistatique est :

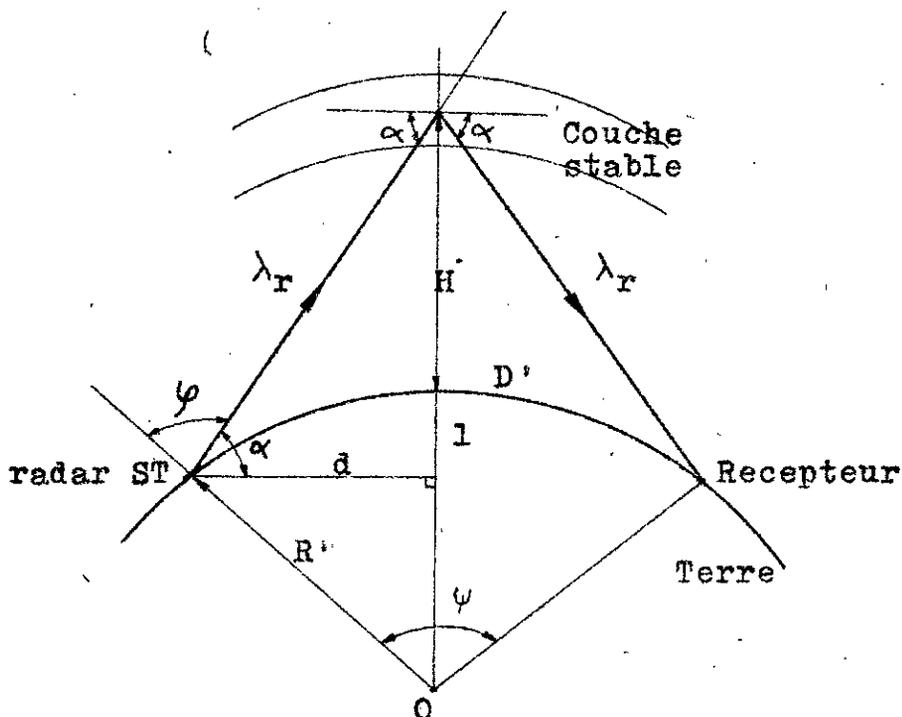
$$D = \psi \cdot R \quad (V-5)$$

La portée maximale est celle correspondant à l'angle ψ donné par :

$$\psi = 2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{\sqrt{(R' + H)^2 - R'^2}}{R'} \right) \quad (V-6)$$



Figure(V-1): Principe de simulation d'une liaison bistatique par radar ST tirant en vertical .



Figure(V-2): Principe de simulation d'une liaison radioélectrique bistatique par radar ST tirant en oblique .

$$\alpha = \arccos \left(\frac{1 + H/R'}{\sin \phi} \right) \quad (V-10)$$

A partir de la géométrie de la figure (V-2), nous pouvons exprimer l'angle d'incidence α en fonction de ϕ , H , et de R' . On a alors :

$$\psi = 2(\alpha + \phi) - \pi \quad (V-9)$$

d'autre part l'angle ψ est donnée, en fonction de ϕ et α , par :

$$D' = \psi \cdot R' \quad \text{or } R' = KR$$

$$D' \text{ on a } : D = \psi R \quad (V-8)$$

Du radar est :
 Dans ce cas, la portée bistatique

Si cette même onde radar émise en vertical rencontre une couche stable elle est réfléchi vers le bas. Dans ce cas la simulation bistatique est impossible. Elle ne peut être l'équivalent d'un radar à fait dans une direction oblique faisant un angle ϕ avec la vertical (Fig. V-2).

Exemple :
 Soit un radar SF de fréquence 50 Mhz, qui tire en vertical sur une couche turbulente située à 3 km d'altitude. L'émetteur reçoit réalisant la liaison bistatique simulée à 300 Mhz aura une portée de 27 km.

L'angle de diffusion étant déterminé par la fréquence radar et les caractéristiques de la couche turbulente, on peut alors prévoir la fréquence, l'angle de tir, et la portée de l'onde équivalente réalisant la liaison bistatique simulée par le radar SF tirant en vertical.

$$\alpha = \theta - \frac{\psi}{2} \quad (V-7)$$

L'angle de tir " α " de l'émetteur reçoit permettant la liaison bistatique simulée par le radar SF tirant en vertical est :

Finalement, la portée bistatique du radar ST tirant en oblique est, pour la terre réelle :

$$D = R \cdot [2 (\alpha + \varphi) - \pi] \quad (V-11)$$

Pour des raisons d'efficacité du radar ST à détecter la structure physique de la basse atmosphère [24], l'angle d'inclinaison φ de l'antenne oblique ne peut pas être élevé [3,6,7,23]. Pour le radar ST du LSEET l'angle φ est de 15° .

Le tableau (V-1) montre bien, dans ce cas, que la portée bistatique que l'on pourrait obtenir par le radar ST du LSEET est toujours faible.

H (Km)	1	3	5	10	15
D (Km)	0,402	1,205	2,007	4,012	6,015

Tableau (V-1) : Portées bistatiques "D" du radar ST du LSEET lorsque il tire en oblique sur des couches stables situées à différentes altitudes "H" .

Le radar ST ne peut donc simuler efficacement une liaison radioélectrique en bistatique que lorsqu'il tire en vertical en exploitant l'effet de la diffusion sur les couches turbulentes de l'atmosphère .

Considérons alors une couche turbulente située à l'altitude H dans la troposphère. L'intensité de la diffusion turbulente à partir de cette couche est caractérisée, comme nous l'avons déjà vu au chapitre II, par la section efficace " σ_r " ou par la réflectivité " η_r " que l'on peut mesurer par radar ST .

Pour déterminer la fréquence de travail " λ_0 " et la portée de l'émetteur oblique réalisant la liaison radioélectrique bistatique on doit connaître l'angle de diffusion " θ " en fonction de " σ_r ".

Dans ce but nous devons trouver une relation :

- entre K et $\sqrt{V_r}$ dans le cas du radar ST tirant en vertical,
- entre k et $\sqrt{V_0}$ dans le cas d'une liaison oblique (bistatique),
- et entre $\sqrt{V_0}$ et $\sqrt{V_r}$.

A partir de ces relations et de l'expression (III-32) ainsi que

$$K = \frac{4\pi}{\lambda_r} \quad \text{et} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{on peut trouver la relation recherchée}$$

entre θ et $\sqrt{V_r}$.

a) cas du radar ST pointé en tir vertical : (fig.V-3)

Dans ce cas, la constante de structure des fluctuations turbulentes de l'indice de réfraction peut s'écrire [19,20] sous les formes :

$$C_n^2 = 5,45 \cdot \overline{\Delta n^2} \cdot L_0^{-2/3} \quad (V-12)$$

$$C_n^2 = a^2 \cdot L_0^{4/3} \cdot M^2$$

avec $\overline{\Delta n^2}$: valeur quadratique moyenne des fluctuations de l'indice de réfraction,

M : gradient vertical de l'indice de réfraction ($= \frac{dn}{dz}$),

L_0 : dimension externe de la turbulence, que l'on peut considérer comme étant égale à l'épaisseur de la couche turbulente,

a^2 : constante ($= 2,8$).

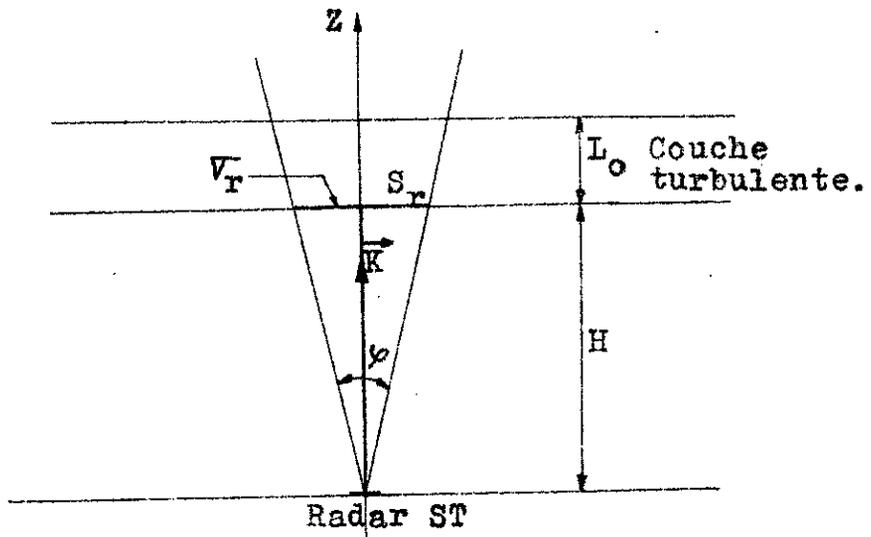
$$\text{d'où l'on a : } \overline{\Delta n^2} = \frac{a^2}{5,45} \cdot L_0^2 \cdot M^2 \quad (V-13)$$

D'autre part, d'après le modèle de Booker et Gordon [19,20], la réflectivité peut s'écrire :

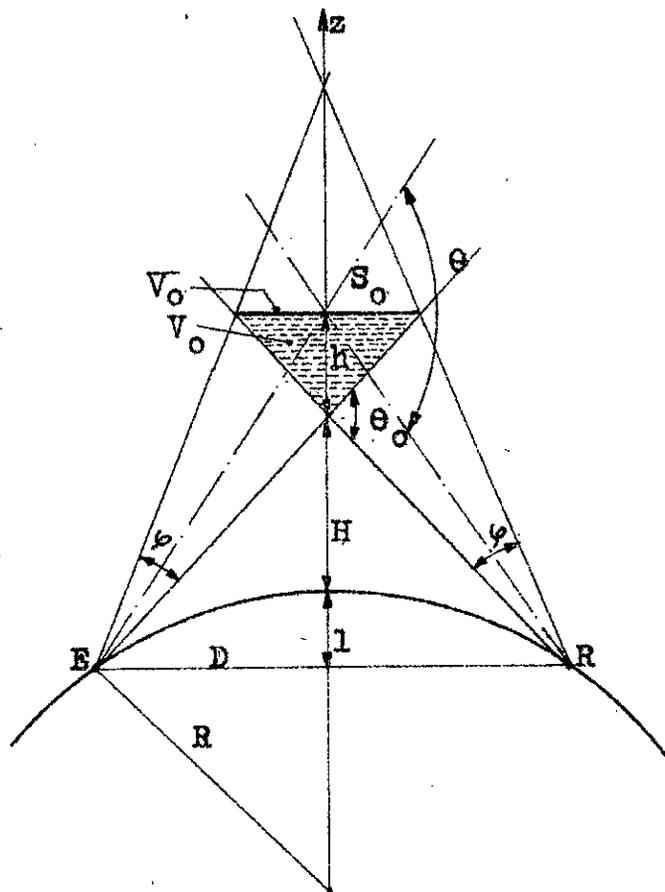
$$\eta_r = \frac{\overline{\Delta n^2}}{4\pi} \cdot K \quad (V-14)$$

$$\text{Le volume sondé par le radar est } V_r = \frac{\pi}{8} \cdot H^2 \varphi^2 c z \quad (V-15)$$

$$\text{d'où : } \eta_r = \frac{\sqrt{V_r}}{V_r} = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{V_r}}{H^2 \varphi^2 c z} \quad (V-16)$$



Figure(V-3): Section efficace de rétrodiffusion par radar ST .



Figure(V-4): Volume et section efficace de diffusion dans une liaison bistatique .

par suite , on a : $K = A \cdot \sqrt{r}$ (V-17)

avec $A = \frac{62,28}{L_0^2 M^2 H^2 \varphi^2 c \bar{c}}$ (V-18)

où K : nombre d'onde radar ($= \frac{4\pi}{\lambda_r}$),

\bar{c} : durée d'impulsion d'émission ,

c : vitesse de l'onde dans l'air ($= 3 \cdot 10^8$ m/s),

φ : ouverture de l'antenne du radar .

b) cas d'une liaison bistatique : (fig.V-4)

Si V_0 est le volume de diffusion, l'équation de propagation bistatique par diffusion turbulente [2,9] s'écrit :

$$P_d = P_e \frac{G_e G_r}{\lambda_0^2 D^4} \cdot \overline{\delta n^2} \cdot V \cdot S(K) \quad (V-19)$$

où P_d : puissance diffusée ,

P_e : puissance émise ,

G_e : gain de l'antenne d'émission,

D : distance entre l'émetteur et le receptrer,

$S(K)$: densité spectrale de puissance.

La densité de puissance incidente, par unité de volume, sur la couche turbulente est : [2,9]

$$dP_i = P_e \cdot \frac{\pi^2}{\lambda_0^4} \cdot \overline{\delta n^2} \cdot V_0 \cdot S(K) \quad (V-20)$$

Et par conséquent, la reflectivité " η_0 " sera :

$$\eta_0 = \frac{V_0}{V} = \frac{Pd}{dP_i} = \frac{G_e}{D^4} \cdot \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 = \frac{4 G_e G_r}{D^4 k^2} \quad (V-21)$$

Comme le volume de diffusion est

$$V_0 = \frac{8}{3} \cdot \frac{H^3}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (V-22)$$

on a alors :

$$k = \frac{B}{\sqrt{\sin \frac{\theta}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V_0}} \quad (V-23)$$

$$\text{avec } B = \frac{4}{D^2} \sqrt{\frac{2}{3} G_e G_r H^3} \quad (V-24)$$

D'autre part, en supposant que les puissances émises et rétrodiffusées dans les deux cas (radar ST et bistatique) sont égales on peut écrire:

$$V_0 = \frac{S_0}{S_r} \cdot V_r \quad (V-25)$$

avec S_r : surface illuminée par l'onde radar (= $H^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$),

S_0 : surface illuminée par l'onde oblique de la liaison bistatique.

$$\text{on a } S_0 = \frac{8}{3} D(R+H) \left[\frac{\left(1 + \frac{2(R+H)}{D}\right) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} + 1}{1 - \frac{2(R+H)}{D} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}} \right]$$

$$\text{avec } D = \sqrt{8 R H}$$

$$\text{soit } V_0 = D \cdot V_r \quad (V-26)$$

$$\text{avec } E = \frac{S_0}{S_r} \quad (V-27)$$

on a donc :

$$K = A \cdot V_r$$

$$k^2 = \frac{B^2}{\sin \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{1}{V_0}$$

$$V_0 = E \cdot V_r$$

$$K = 2 k \sin \frac{\theta}{2}$$

$$D'où : \theta = 2 \arcsin \left(\frac{A^2 \cdot E}{4 B^2} \cdot \sqrt{r^3} \right) \quad (V-28)$$

C'est l'expression recherchée qui nous donne l'angle de diffusion en fonction de la section efficace de rétrodiffusion déterminés par radar ST en tir vertical (voir annexe 2) .

V-2 : Efficacité du radar ST dans le domaine des télécommunications :

Tout émetteur d'onde radioélectrique est caractérisé principalement par sa puissance , sa fréquence de travail , et sa portée . Dans cette étude nous allons nous intéresser seulement aux deux dernières .

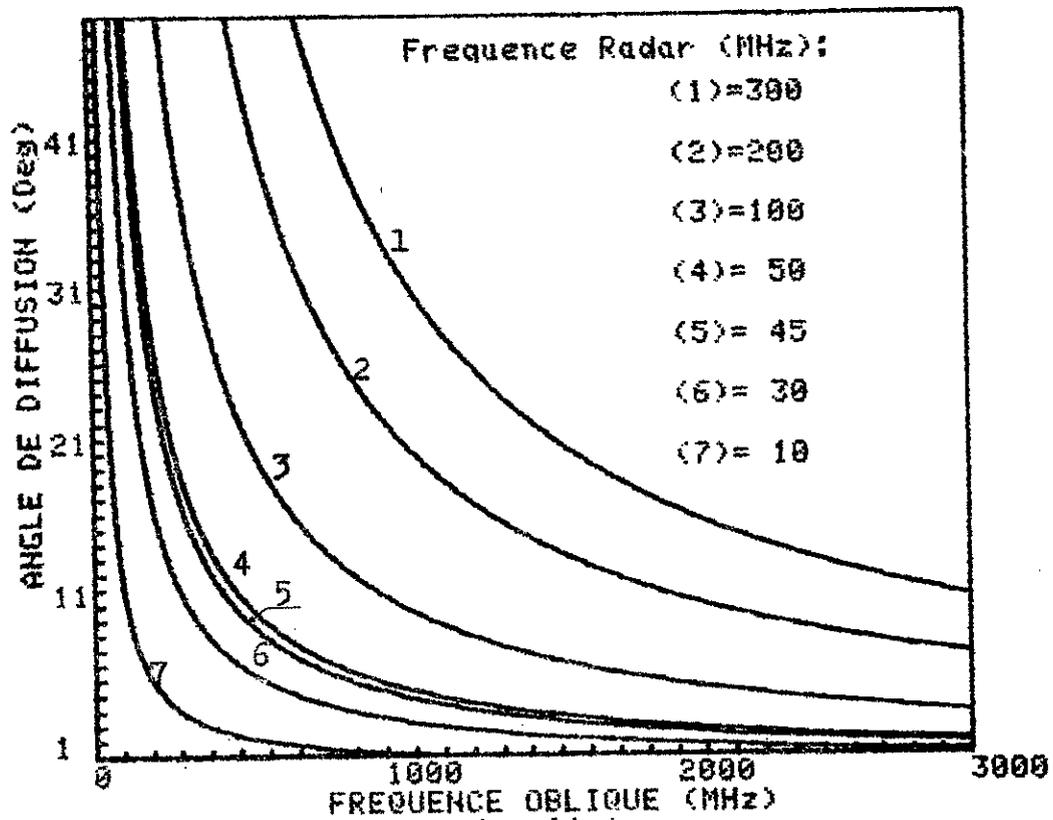
Comme nous venons de voir précédemment , la simulation d'une liaison radioélectrique bistatique est plus intéressante lorsque , en tir vertical, le radar ST utilise l'effet de la diffusion sur les couches turbulentes de l'atmosphère (portée plus élevée) . C'est ce que nous essaierons de prouver dans cette étude .

V-2-1 : Influence de la fréquence radar et de l'angle de diffusion sur la fréquence oblique de la liaison bistatique simulée :

A partir de la relation (V-1) nous avons tracé, sur micro-ordinateur tektronix 4054A , une famille de courbes donnant la fréquence oblique en fonction de l'angle de diffusion pour différentes valeurs de la fréquence radar (10,30,45,50,100,200,et 300 MHz) . C'est à dire pour une fréquence radar balayant toute la gamme VHF. Ces courbes sont données par la figure (V-5) . Leur analyse permet de dire que :

- à angle de diffusion constant, la fréquence oblique varie dans le même sens que celle du radar ST . En effet pour $\theta = 5^\circ$, si la fréquence radar prend successivement les valeurs 45 et 50 MHz, la fréquence oblique passe respectivement de 1000 à 1020 MHz . De même pour une fréquence oblique constante, l'angle de diffusion varie dans le même sens que la fréquence radar .

- à fréquence radar constante, la fréquence oblique varie dans le sens opposé de celui de l'angle de diffusion. Ainsi pour une fréquence radar de 45 MHz , la fréquence oblique passe de 300 à 200 MHz lorsque l'angle



Figure(U-5): Frequence des liaisons bistatiques simulées par RADAR ST en fonction de l'angle de diffusion à différentes fréquences RADAR.

de diffusion prend respectivement les valeurs $17,5^\circ$ et 29° .

- Pour une fréquence oblique de 300 MHz (extrémité supérieure de la gamme VHF) , l'angle de diffusion minimum correspondant à une fréquence radar de 30MHz (extrémité inférieure de la gamme VHF) est de 12° .

En conclusion , comme l'angle de diffusion est toujours faible dans la troposphère, le radar ST est plus efficace dans le domaine des télécommunications lorsqu'il travaille dans les basses fréquences de la gamme VHF . Il pourra simuler des liaisons bistatique UHF plutôt que VHF .

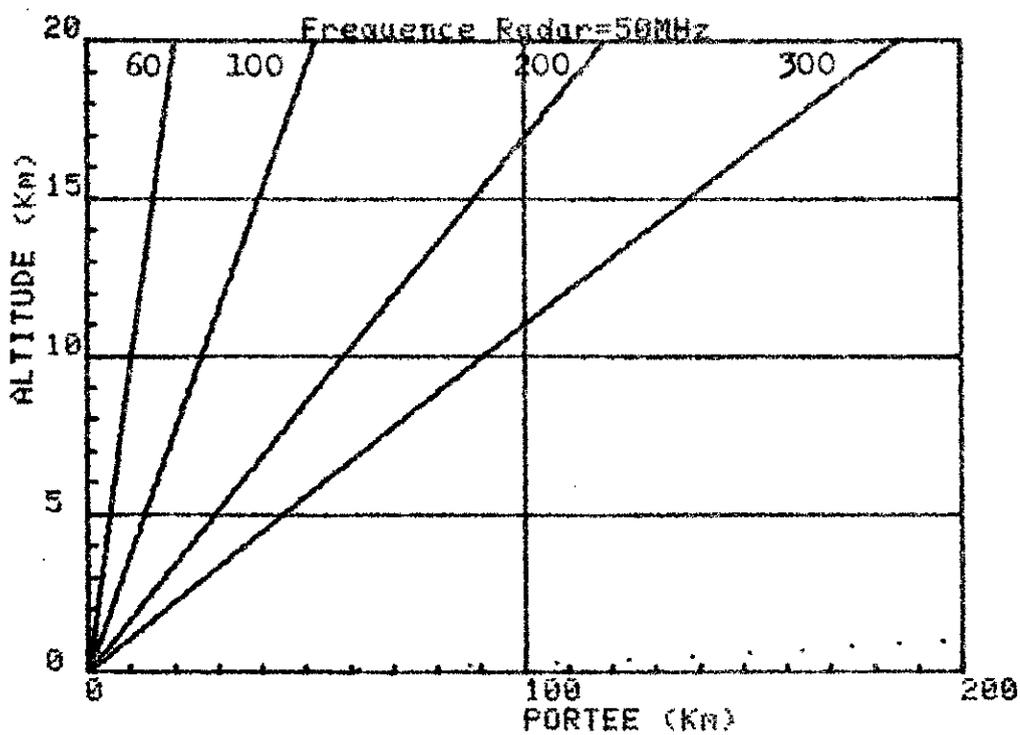
V-2-2. Variation de la portée bistatique en fonction de la fréquence oblique et de l'altitude de la couche turbulente à une fréquence radar constante :

La combinaison des expressions (V-1,3,4, et 5) nous a permis de tracer sur micro-ordinateur tektronix 4054A, les familles de courbes des figures (V,6,7,8,9) . Celles-ci donnent la portée bistatique en fonction de l'altitude de la couche turbulente à différentes fréquences obliques (60,100,200,300,500,600,et 800 MHz) et à fréquence radar constante (45 et 50 MHz) .

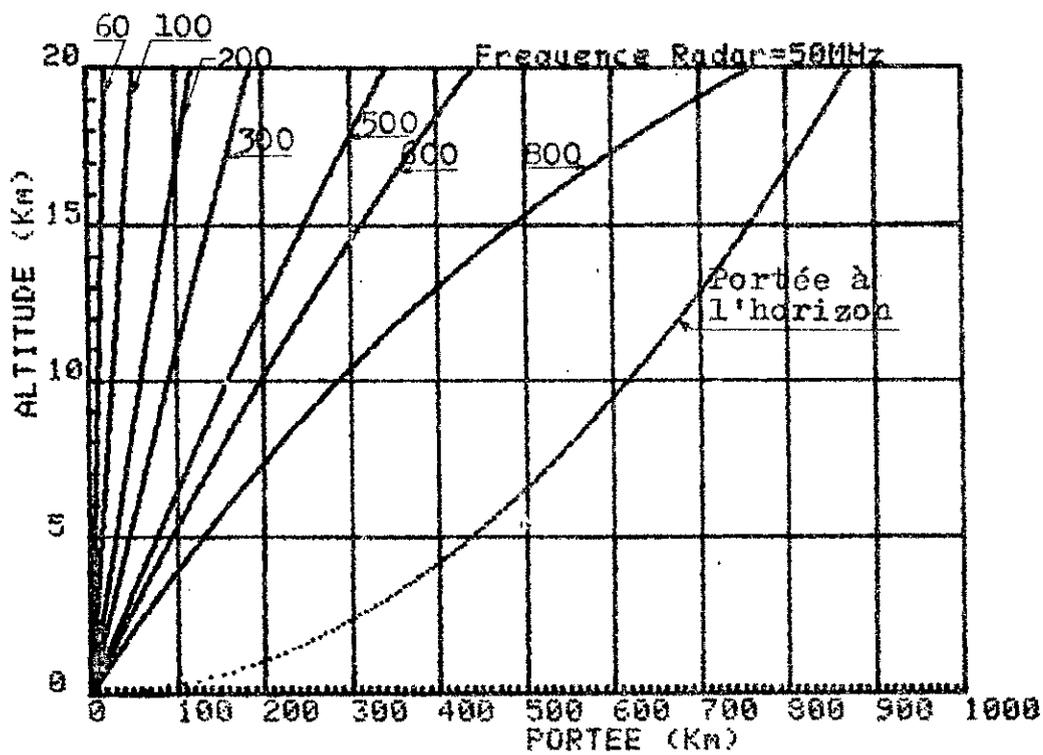
Ces figures montrent qu'à :

- altitude et fréquence radar constantes, la portée bistatique varie dans le même sens que celui de la fréquence oblique.
- altitude et fréquence oblique constantes, la portée bistatique et la fréquence radar varient dans des sens opposés .

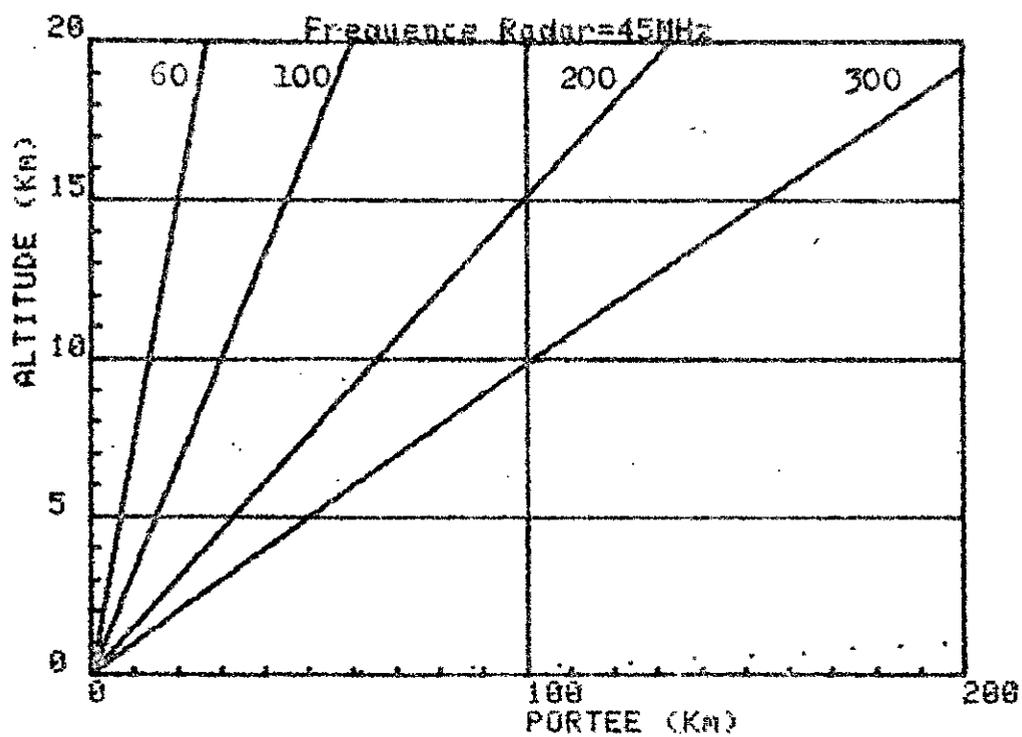
Ces constatations sont confirmées par le tableau (V-2) qui, pour une altitude de 15 Km, donne la portée bistatique (en Km) pour des valeurs données des fréquences oblique et radar .



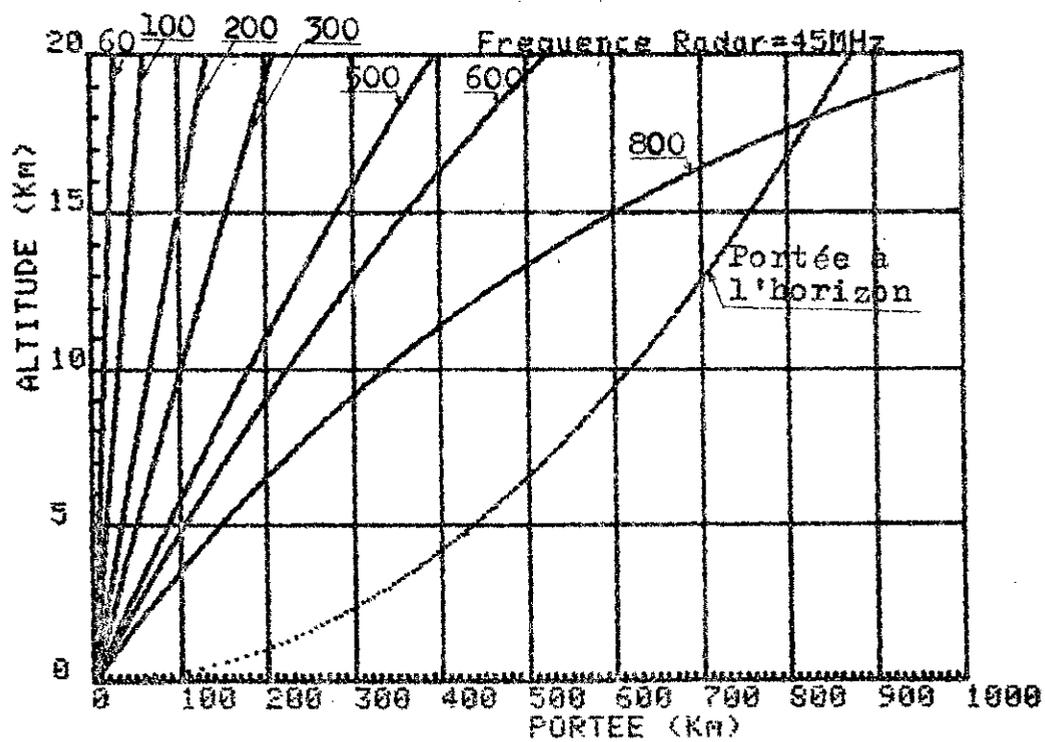
Figure(V-6)



Figure(V-7)



Figure(V-8)



Figure(V-9)

f_r (MHz)	f_{ob} (MHz)	200	300	500	800
50		88,5	138	247,5	484
45		99	154	285	600

Tableau (V-2): Portée bistatique (en Km) obtenus à partir de l'altitude 15 Km pour des f_r et f_{ob} données.

Nous arrivons à la même conclusion que dans le cas précédent. C'est à dire que le radar ST permet une étude plus efficace dans le domaine des télécommunications s'il travaille dans les basses fréquences de la gamme VHF .

C H A P I T R E VI

ETUDE COMPARATIVE BISTATIQUE - MONOSTATIQUE ET INFLUENCE DE LA QUALITE DU RECEPTEUR SUR LES MESURES PAR RADAR ST :

VI - 1 : Etude comparative bistatique-monostatique :

Pour étudier la propagation troposphérique des ondes VHF par tracé de rayons, nous avons eu besoin de connaître seulement le profil vertical de l'indice de réfraction de la zone atmosphérique concernée. Alors qu'avec le radar ST il était nécessaire d'avoir la structure en couches de la troposphère, et plus particulièrement les couches turbulentes ainsi que leurs caractéristiques (section efficace de rétrodiffusion " σ " ou réflectivité " η " , épaisseur " e " de la couche , et valeur quadratique moyenne des fluctuations de l'indice de réfraction " $\overline{\Delta n^2}$ ").

La méthode de tracé de rayons permet de représenter, dans l'atmosphère, la trajectoire d'une onde radioélectrique émise sous un certain angle de tir par un émetteur situé au sol . Elle peut renseigner ainsi sur :

- les conditions d'émission (position, angle de tir,...) pour avoir, plus loin au sol, une zone illuminée par l'émetteur,
- la portée maximale de cet émetteur, et sur
- l'existence et l'efficacité des guides troposphériques .

Cette méthode est très efficace surtout pour étudier la propagation dans les guides troposphériques .

Grâce à la possibilité de passage d'une représentation curviligne à la représentation rectiligne (terre fictive de rayon $R' = k R$), la méthode monostatique par radar ST permet de prévoir la fréquence de travail et la portée maximale par diffusion turbulente de l'émetteur qui réalisera la liaison bistatique simulée . Néanmoins elle est inefficace si on veut l'utiliser pour étudier la propagation dans les guides troposphériques. Pour un guide de surface, par exemple, l'onde guidée doit être émise à l'intérieur du guide et sous un angle de tir très faible (de l'ordre de 1°); alors que le radar ST émet soit en vertical (sous un angle de 90°) soit en oblique sous un angle de l'ordre de 75° , et dans les deux cas l'angle de tir est très élevé . Ce qui empêche l'onde radar d'être guidée.

D'autre part la portée maximale en monostatique est plus petite que celle obtenue par la méthode de tracé de rayons.

On voit donc que si l'on veut étudier la propagation dans les guides troposphériques on doit choisir la méthode de tracé de rayons. Seulement celle-ci n'est pas très précise puisque le profil vertical de l'indice de réfraction est déterminé par ballon-sonde à des pas d'altitude importants et à des fréquences très faibles de répétition des mesures (un lancement toutes les 6 heures).

L'avantage de la méthode monostatique par radar ST réside essentiellement dans la rapidité des mesures atmosphériques et dans leur fréquence élevée (un sondage chaque minute) comparée aux performances du ballon-sondes.

D'où ^{une} meilleure précision sur la détermination de la structure en couches de l'atmosphère, et par conséquent une meilleure prévision des qualités de la liaison radioélectrique bistatique (portée et puissance reçue).

De plus, la méthode de mesures atmosphériques par radar ST est moins coûteuse et plus facile à utiliser que celle des ballons-sondes.

La seconde méthode nécessite le lancement dans l'espace d'un ballon équipé d'un appareil de mesure (de pression, température, et humidité) et d'émission que l'on suit par un radar météorologique à partir du sol. Dans les zones de forte turbulence ou lorsque le ballon monte très haut en altitude le radar de poursuite peut le perdre, et l'opération de mesure est alors achevée prématurément.

Ces qualités peuvent permettre au radar ST d'occuper une place importante dans les travaux de recherche sur la propagation troposphérique des ondes VHF et UHF ; surtout que ses performances sont meilleurs que celles des ballons sondes quand il s'agit de déterminer la structure physique de la basse atmosphère.

VI-2 : Influence de la qualité du récepteur sur les mesures par radar ST:

Nous venons de voir précédemment que l'intérêt du radar ST réside dans sa rapidité et sa précision de mesure des caractéristiques physiques de la basse atmosphère (intensité de la turbulence, indice de réflexion, et vitesse du vent). D'autre part la cible visée par le radar ST est dispersée: elle est constituée d'air en mouvement ou non selon le degré de stabilité de la zone d'atmosphère sondée.

Tout ceci fait que le signal rétrodiffusé par les couches turbulentes ou réfléchi par les zones stables de l'atmosphère est très faible et noyé dans le bruit . D'où l'intérêt d'avoir un récepteur de radar de très bonne qualité .

Malgré un traitement numérique puissant du signal reçu par FFT sur micro-ordinateur en vue d'extraire le signal utile du bruit, les performances du radar ST restent très liées à celles du récepteur utilisée. Ainsi ce dernier doit avoir un faible facteur de bruit, une bande passante très étroite, une grande dynamique , et un gain élevé .

Le radar ST du LSEET utilise un recepteur super-hétérodyne dont les caractéristiques sont données dans le tableau (VI-1).

Impédances d'entrée et de sortie (Z_e Z_s)	f_r (MHz)	Fréquence Intermédiaire FI (MHz)	Largeur D'impul- sion (μs)	Bande passante B (KHz)	Facteur de bruit F	Dynami- que D (dB)	gain G (dB)
502	48,85	30	5	240	21	50	100
			15	80	56	20,6	44

Tableau(VI-1) :Caractéristiques techniques du récepteur
48,85 MHz du radar ST du LSEET .

Malgré les bonnes performances de ce récepteur, qui ne sont pas techni-
quement faciles à obtenir, nous remarquons(chapitre II) que ce radar
ST ne peut pas donner des mesures a moins de 2 Km et a plus de 25 Km
d'altitude. Ceci peut être dû d'une part à l'absence, à l'entrée du
recépteur, d'un étage de protection contre les signaux forts qui peuvent
provenir des très basses altitudes; d'autre part au facteur de bruit et
à la bande passante qui restent relativement élevés .(voir 3^e partie).

Comme la propagation troposphérique se fait très souvent dans les trois
premier kilometres d'altitude(par exemple, émission de télévision), la
connaissance de la structure physique de cette couche est alors aussi
intéressante que celle de toute la troposphère. D'où l'interêt de recher-
cher un récepteur plus performant. Ce qui sera l'objet de la 3^e partie
de ce travail .

3^e
PARTIE

*ETUDE TECHNIQUE ET MISE AU
POINT D'UN RECEPTEUR DE
RADAR ST.*

CHAPITRE VII

ETUDE TECHNIQUE DES RECEPTEURS

DE RADAR DOPPLER ST

Introduction :

On peut distinguer deux grandes familles de récepteurs radioélectriques :

- les récepteurs de radiodiffusion dit " grand public " , et
- les récepteurs spécialisés dit " professionnels" .

Les premiers s'adressent à un très grand nombre d'utilisateurs qui reçoivent le même émetteur. Les postes sont simples et bon marché.

Les seconds sont beaucoup plus spécialisés et sont destinés à des utilisateurs beaucoup moins nombreux comme l'aviation , la marine, et les radars utilisés pour la défense du territoire ou pour la recherche scientifique .

Les radars Doppler ST sont encore au stade expérimental. Ils travaillent dans les bandes VHF et UHF , et sont appelés à détecter des échos très faibles noyés dans le bruit. Ils doivent donc être munis de récepteurs spécialisés très performants ; c'est à dire qui se caractérisent par :

- Une grande sensibilité,
- un très faible facteur de bruit,
- une bonne sélectivité,
- une dynamique élevée ,
- une très bonne cohérence de fréquence,
- un faible rebond du signal de sortie.

Il existe deux types de récepteurs pour les radars ST ; à savoir les récepteurs super-hétérodynes et les récepteurs à amplification directe. L'objet de ce chapitre est l'étude technique des deux types de récepteurs et de comparer leurs performances pour une utilisation dans le radar ST .

VII-1 : Caractéristiques fondamentales des récepteurs de radar ST :

VII-1-1 : Sensibilité et bruit des récepteurs :

La sensibilité d'un récepteur est [28,29] son aptitude à extraire les signaux faibles du bruit . Elle est inversement proportionnelle au signal minimum détectable " S_{\min} " .

Celui-ci est d'autant plus faible que le gain du récepteur est plus important. Or les bruits internes et externes au récepteur seront amplifiés au même titre que le signal propre .

Dans les récepteurs où l'on utilise un étage d'entrée à faible bruit, le niveau du bruit interne peut être plus petit que celui du bruit externe [28,29] . D'où l'on a une limitation naturelle du niveau du signal minimal détectable . Ce dernier ne dépend plus du récepteur; mais de l'environnement extérieur (bruits cosmique et atmosphérique, surface de captation et orientation des antennes, atténuation dans les câbles , ...) .

Le bruit externe est composé du bruit atmosphérique(ou cosmique) et du bruit artificiel dû aux machines électriques et aux lignes haute-tension environnantes . En se plaçant loin de ces sources nous pouvons éviter le bruit artificiel; alors que le bruit atmosphérique existera toujours quel que soit le lieu .

Le bruit interne au récepteur est essentiellement dû au bruit thermique dont la puissance moyenne à l'entrée [28,29] est

$$P_e = k T B_N \quad (\text{Watt}) \quad (\text{VII-1})$$

où k = constante de Boltzmann (= $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/degré)

T = température (°K)

B_N = bande passante du récepteur (Hz) .

Le bruit global d'un récepteur peut être caractérisé par un facteur de bruit "F" , ou par une température équivalente de bruit " T_e " à l'entrée définie par :

$$T_e = (F - 1) T_0 \quad (\text{VII -2})$$

où T_0 est fixée par convention à 290°K .

Si G est le gain du récepteur, et si S_e et S_s sont les puissances des signaux d'entrée et de sortie, le facteur de bruit peut être défini par

$$F = \frac{S_e / B_e}{S_s / B_s} \quad (\text{dB}) \quad (\text{VII} - 3)$$

B_s étant la puissance de bruit à la sortie du récepteur.

d'où l'on a :

$$B_s = k F T_o B_N G = k (T_e - T_o) B_N G \quad (\text{VII} - 4)$$

La puissance du signal d'entrée peut donc s'exprimer par :

$$S_e = k T_o B_N F \frac{S_s}{B_s} \quad (\text{VII} - 5)$$

On voit donc que la puissance du signal d'entrée est proportionnelle au rapport (S_s / B_s) , au facteur de bruit et à la bande passante du récepteur. Pour obtenir une grande sensibilité, donc un signal minimum " S_{emin} " détectable à l'entrée le plus faible possible, on doit minimiser le plus possible ces trois grandeurs.

D'autre part, d'après la relation (VII-5) on a

$$F = \frac{S_e}{k T_o B_N \cdot \frac{S_s}{B_s}} \quad (\text{VII} - 6)$$

D'où l'on peut dire que pour avoir un facteur de bruit le plus faible possible on doit minimiser S_e et maximiser le rapport $\frac{S_s}{B_s}$.

Ce qui revient à voir une bande passante B_N du récepteur la plus étroite possible, puisque B_s est proportionnelle à B_N , et un gain très grand.

IV - 1 - 2 : Selectivité :

La sélectivité d'un récepteur est son aptitude à sélectionner une très petite bande de fréquences. Elle est proportionnelle au rapport gain

sur bande passante (G / B_N) : plus le gain est grand et la bande passante étroite plus la sélectivité du récepteur est élevée [28,29] .

La sélectivité caractérise alors la raideur de la courbe de réponse du récepteur aux fréquences de coupure .

IV - 1 - 3 : Cohérences de fréquence :

La fréquence f_r du signal reçu par le récepteur [30] peut se décomposer en

$$f_r = f_e + F_D \quad (VII - 7)$$

où f_e : fréquence VHF émise

F_D : fréquence doppler de la cible atmosphérique observée .

Le rôle du récepteur est de donner à sa sortie seulement la fréquence F_D . Il doit alors pouvoir compenser parfaitement la fréquence f_e et ses dérivées .

Pour ce faire, le récepteur doit régénérer, à son niveau, exactement f_e , et par une opération de mélange la supprimer . Or avec deux oscillateurs différents (l'un à l'émetteur et l'autre au récepteur) on ne peut jamais avoir parfaitement la même fréquence, et une légère différence des fréquences d'émission (f_e) peut être interpréter comme une fréquence doppler et fausser le résultat de l'observation de l'atmosphère .

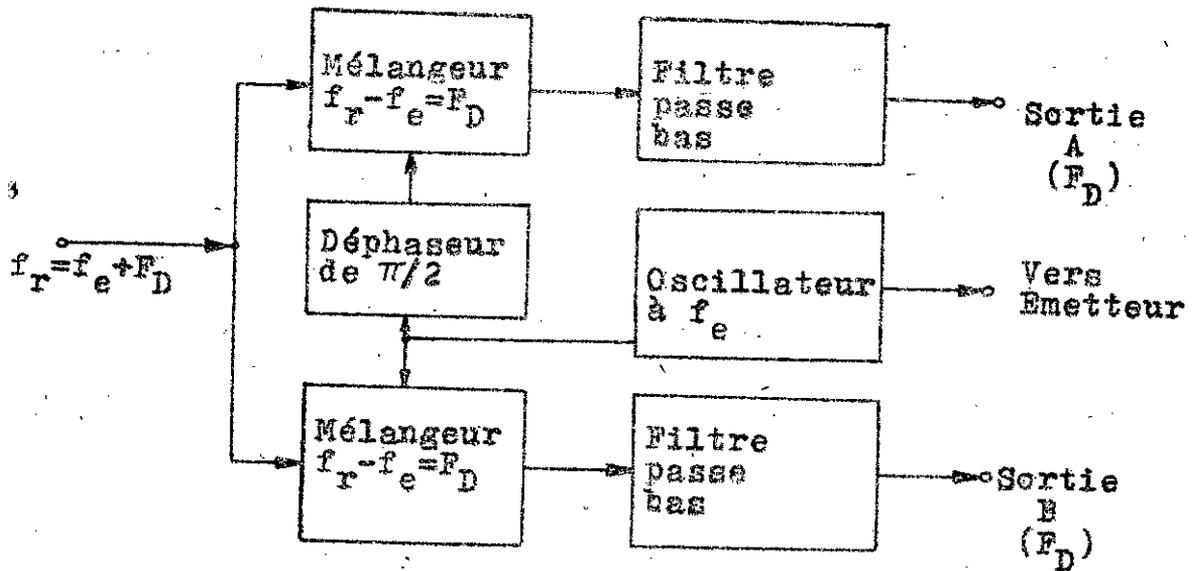
Pour réaliser cette cohérence de fréquence, on utilise alors un seul oscillateur qui sert en même temps à l'émission et à la compensation de cette même fréquence dans le récepteur. Ceci peut être résumé schématiquement par la figure (VII-1) .

VII -1 -4 . Dynamique :

La dynamique d'un récepteur est définie par :

$$D_r = 20 \log_{10} \frac{U_e (\text{sat})}{U_e (6 \text{ dB})} \quad (\text{dB}) \quad (VII-8)$$

avec $U_e (\text{sat})$: tension d'entrée maximale qui donne la saturation du signal de sortie du récepteur ,



Figure(VII-1): Cohérence de fréquence dans le récepteur de radar ST.

U_e (6 dB) : tension d'entrée minimale du récepteur qui donne un rapport $\frac{S}{B} = 6$ dB en sortie .

Elle est proportionnelle à la gamme de variation du niveau du signal recevable.

En effet pour élever la dynamique d'un récepteur, il faut augmenter le rapport $U_e(\text{sat}) / U_e$ (6 dB); autrement dit maximiser $U_e(\text{sat})$ et minimiser U_e (6 dB) .

Pour qu'un radar ST puisse traiter les signaux forts (dûs par exemple aux échos des premières altitudes), et les échos faibles (provenant des hautes altitudes), il doit être équipé d'un récepteur à grande dynamique. Or cette dernière est limitée par celle du système calculateur qui le succède. Pour que celui-ci ne soit pas en défaut, il doit avoir une dynamique voisine de celle du récepteur.

La dynamique du calculateur est donnée par

$$D_c = 6n + 0,75 \quad (\text{dB}) \quad (\text{VII-9})$$

où n est le nombre de bits .

Le calculateur du radar ST du LSEET est à 8 bits. Sa dynamique vaut alors 48,75 dB . Celle du récepteur super-hétérodyne utilisé est de 55 dB .

VII-2 : Les récepteurs super-hétérodynes :

VII -2-1 : Principe :

La réception super-hétérodyne est caractérisée par le changement de la fréquence reçue " f_r " en une autre " fréquence intermédiaire (FI) par battement avec un oscillateur local de fréquence variable .

De plus les récepteur de ce type [30], utilisés dans les radars Doppé et en particulier les radars ST, sont dotés de deux chaînes de réception l'une véhicule le signal reçu de l'antenne; alors que l'autre donne un signal de référence à la fréquence émise " f_e " . L'information reçue est délivrée par deux sorties du récepteur (A et B) diphassées de $\pi/2$

l'une par rapport à l'autre. Ce qui facilitera le traitement par FFT, dans un micro-ordinateur, de l'écho radar reçu.

Le schéma synoptique de la figure (VII-2) résume le principe de fonctionnement des récepteurs de radar ST utilisés aux USA et au LSEET en France.

Le signal émis est modulé par des impulsions de durée τ à l'aide du modulateur 3 avant d'être amplifié puis envoyé à l'émetteur.

Le problème le plus gênant dans ce type de réception est celui du brouillage comme nous allons le voir maintenant .

VII-2-2 : Problemes de brouillage : _

Deux types de brouillage atteignent particulièrement ce type de récepteur. ce sont :

- Le brouillage par la fréquence image,
- Le brouillage par les fréquences harmoniques .

a)- Brouillage par la fréquence image :

Si une émission parasite de fréquence f'_r (fréquence image = $f_r \pm 2 f_I$) se présente à l'entrée du récepteur, elle est reçue au même titre que l'émission utile de fréquence f_r ; ce qui donne lieu à un brouillage. (Fig.VII-3)

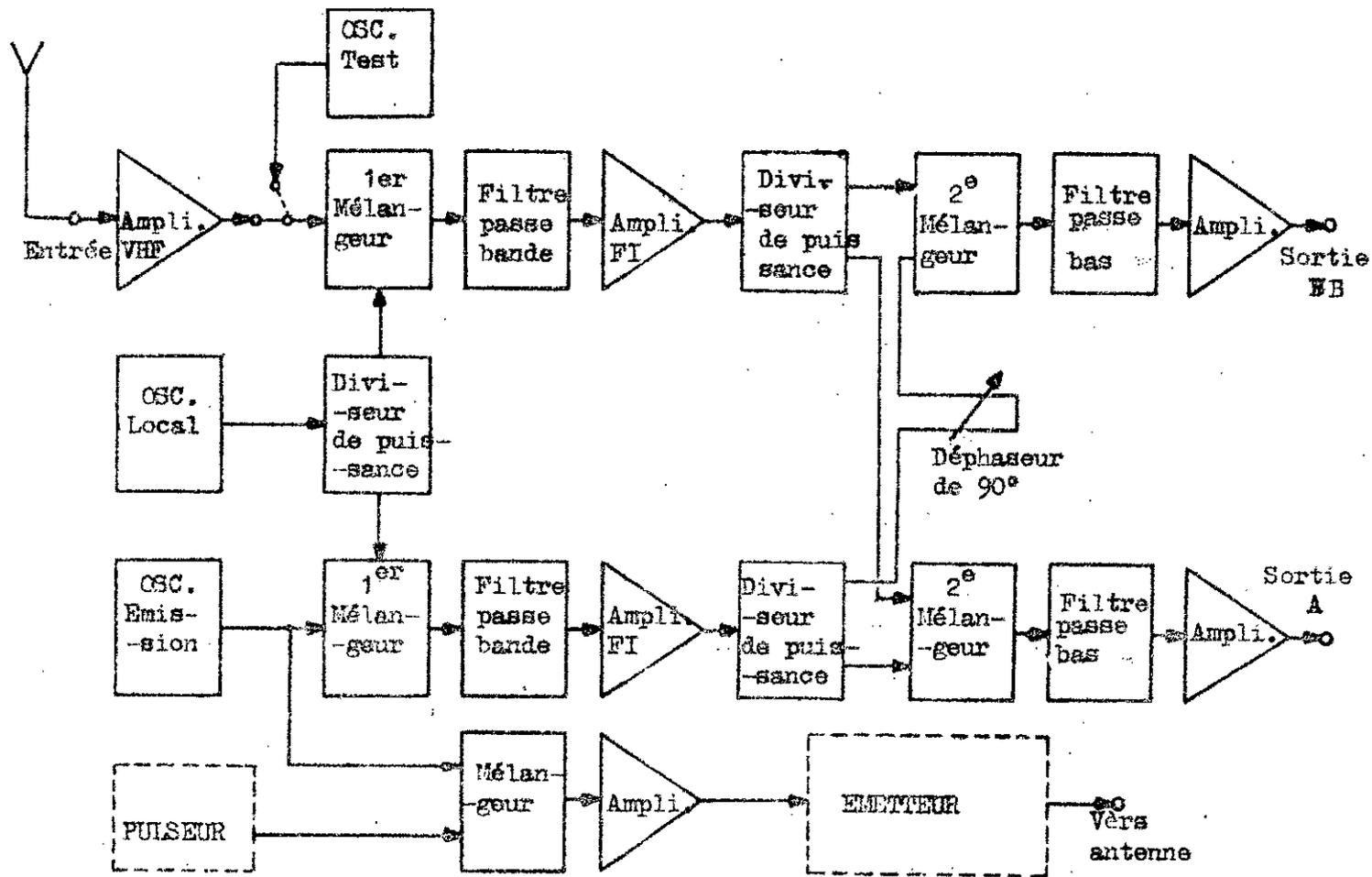
b)- Brouillage par les fréquences harmoniques :

Tout émetteur de fréquence f'_r ($= f_{OL} \pm \frac{f_I}{n}$; $n = 1, 2, 3, \dots$) peut

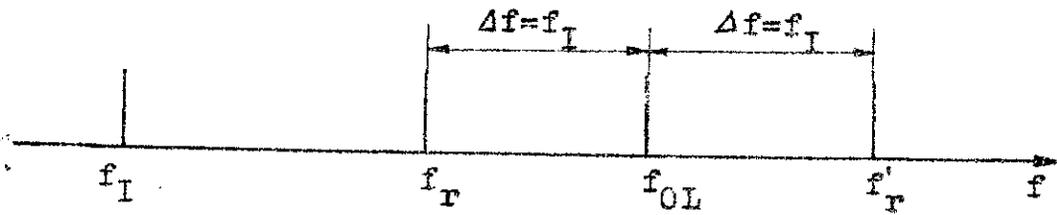
être reçu par le récepteur et constituer ainsi une source de brouillage (Fig. VII - 4)

On remarque que les harmoniques $\frac{f_I}{n}$ donnent naissance à des fréquences

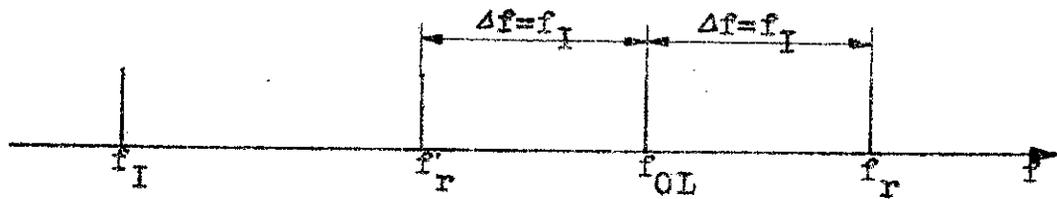
de brouillage f'_r plus proches de la fréquence utile f_r que la fréquence image. Il sera alors plus facile de remédier au brouillage par la fréquence image qu'à celui dû aux harmoniques en choisissant, à l'entrée du récepteur, un amplificateur VHF (ou un filtre passe bande) très sélectif .



Figure(VII-2): Schéma synoptique du receptrer supr-hétérodyne de radar ST .



(a)

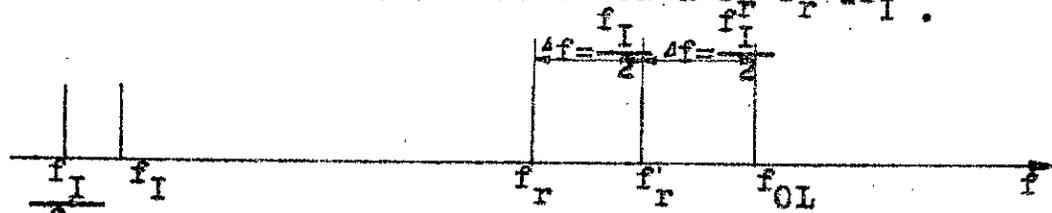


(b)

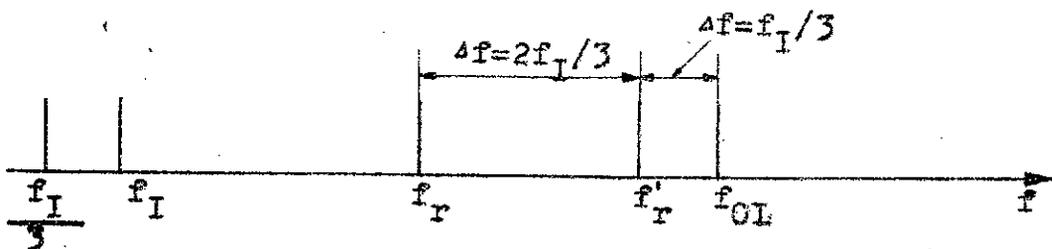
Figure(VII-3): Représentation spectrale du brouillage par la fréquence image .

(a): cas ou on a $f'_r = f_r + 2f_I$,

(b): cas ou on a $f'_r = f_r - 2f_I$.



(a)



(b)

Figure(VII-4): representation spectrale du brouillage par les fréquences harmoniques .

(a): $f_r = f_{OL} + f_I/2$

(b): $f'_r = f_{OL} + f_I/3$

VII-2-3 : Choix de la fréquence intermédiaire :

La fréquence intermédiaire " f_I " est obtenu par un mélange additif ou soustractif de la fréquence utile reçue " f_r " avec celle de l'oscillateur local " f_{OL} ". Soit $f_I = f_{OL} - f_r$ ou $f_I = f_{OL} + f_r$ (VII-10)

Un mélangeur soustractif est plus avantageux du fait qu'il permet d'avoir une variation dans le même sens, avec décalage constant, des deux fréquences f_r et f_{OL} .

Suivant les valeurs des fréquences f_r et f_{OL} on peut avoir soit une fréquence intermédiaire basse ($f_I < f_r$), pour $f_{OL} < 2 f_r$, soit une fréquence intermédiaire haute ($f_I > f_r$), pour $f_{OL} > 2 f_r$. (Fig.VII-5)

Exemples :

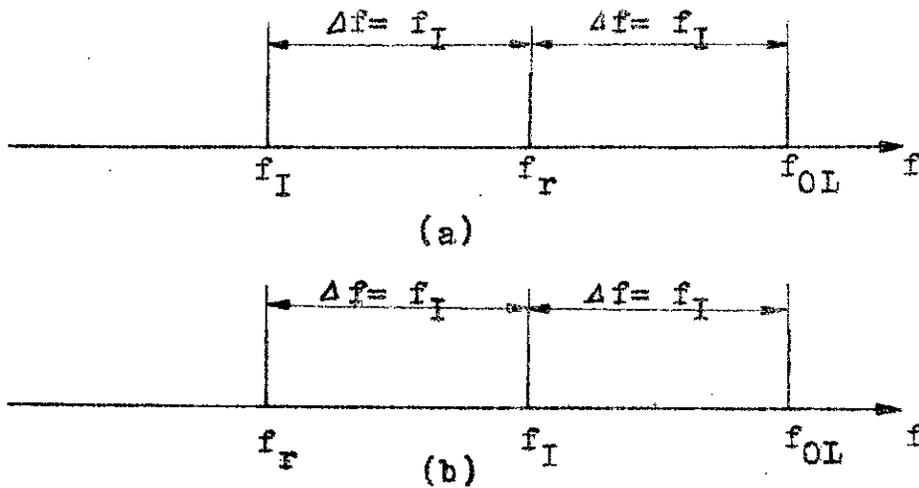
f_{OL} (MHz)	f_r (MHz)	f_I (MHz)	Observation
40	50	10	$f_I < f_r$
80	50	30	$f_I < f_r$
200	50	150	$f_I > f_r$

a)- Récepteurs à fréquences intermédiaire basse: ($f_I < f_r$)

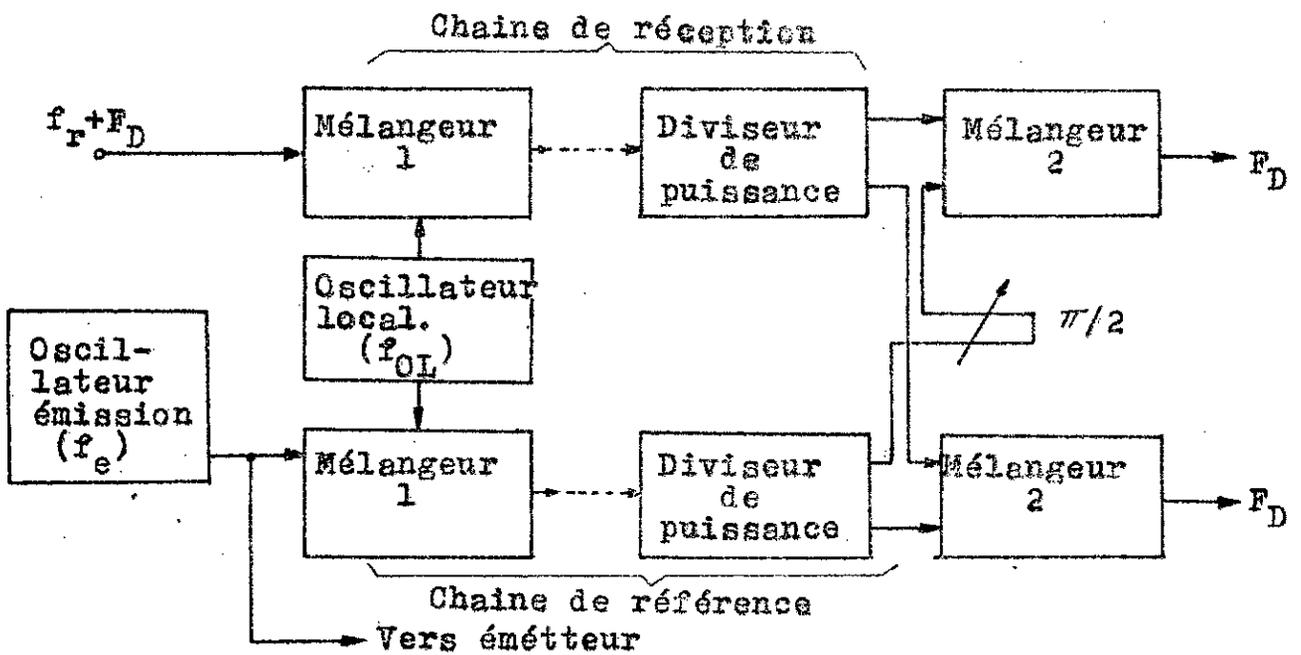
La fréquence intermédiaire de ces récepteurs est de l'ordre de 3MHz [28] .

Cette faible valeur de f_I permet de réduire, sans trop de difficultés, la bande passante, donc d'avoir un facteur de bruit suffisamment faible. Par contre les brouillages par la f_I et la fréquence image sont difficilement diminués. En effet :

- la fréquence image f_r' n'étant pas très éloignée de la fréquence utile f_r , elle peut être facilement reçue .
- la fréquence intermédiaire f_I étant faible, elle peut être donc proche de la fréquence utile f_r . Elle peut être comprise dans la bande passante et constituer un brouilleur pour le récepteur .



Figure(VII-5): Représentation spectrale du battement:
 (a): FI basse ,
 (b): FI haute .



Figure(VII-6): Sensibilité aux dérives de fréquences des oscillateurs.

Pour éviter ces brouillages, l'amplificateur VHF d'entrée du récepteur doit être très sélectif. Cette sélectivité peut être réalisée par des circuits à accord variable.

a) - Récepteurs à fréquence intermédiaire haute : ($F_I > f_r$)

Grâce à l'avance de la technologie, ces types de récepteurs tendent à se répandre de plus en plus chez les professionnels de la radioélectricité. Leur fréquence intermédiaire étant élevée et éloignée de fréquence utile f_r , les brouillages par la fréquence image et la f_I sont éliminés; mais on peut rencontrer de sérieux problèmes d'amplification de cette f_I haute.

D'autre part, leur bande passante n'est pas facilement réduite; par conséquent, ils ont un mauvais facteur de bruit.

Les circuits d'entrée de ces récepteurs peuvent être remplacés par des filtres passe bandes accordés une fois pour toute.

VII-2-4 : sensibilité aux dérives de fréquences des oscillateurs :

a) - oscillateur local :

si l'oscillateur d'émission est stable, et si on a seulement une dérive de fréquence de l'oscillateur local " δf_{OL} ", on pourra écrire (Fig.VII-6):

- pour la chaîne de récepteur, à la sortie du premier mélangeur, la somme suivante :

$$(f_r + F_D) - (f_{OL} + \delta f_{OL}) \quad (VII-11)$$

où F_D est la fréquence doppler.

- pour la chaîne de référence, à la sortie du premier mélangeur ($f_r = f_e$), la somme suivante :

$$f_r - (f_{OL} + \delta f_{OL})$$

Par suite, à la sortie du deuxième mélangeur de chacune de ces chaînes, On aura :

$$[(f_r + F_D) - (f_{OL} + \delta f_{OL})] - [f_r - (f_{OL} + \delta f_{OL})] = F_D \quad (VII-12)$$

Le récepteur est donc insensible aux dérives de fréquences de l'oscillateur local : seule la fréquence doppler F_D est obtenue en sortie.

b) - Oscillateur d'émission :

Supposons maintenant que seule la fréquence de l'oscillateur d'émission dérive de δf_e . En se référant toujours à la figure (VII-6) on peut dire que, si à l'instant t_0 l'émetteur émet dans l'atmosphère une fréquence ($f_e + \delta f_e$), celle-ci est reçue à l'entrée du récepteur à un instant ($t_0 + \tau$). τ étant le temps mis par l'onde pour parcourir en aller et retour une certaine altitude h . soit

$$h = \frac{C \tau}{2} \quad \text{d'où} \quad \tau = \frac{2 h}{C} \quad (\text{VII-13})$$

où C est la vitesse de l'onde dans l'air ($3 \cdot 10^8$ m/s)

Pour que le récepteur soit insensible à la dérive δf_e , celle-ci doit être très inférieure à la fréquence doppler F_D pendant au moins le temps τ .

$$\text{Or on a} \quad F_D = - \frac{2 V_r}{\lambda} \quad (\text{VII-14})$$

$$\text{d'où} \quad \Delta f_e \ll - \frac{2 V_r}{\lambda} \quad (\text{VII-15})$$

avec V_r : vitesse radiale de la cible observée (m/s),

λ : longueur d'onde (m).

Avec un radar ST, l'altitude maximum explorée est $h = 30$ Km. Ce qui correspond à un $\tau = 200 \mu\text{s}$.

Si le radar ST de Camargue travaille à $\lambda = 6$ m ($f_e = 50$ MHz) et si la vitesse radiale de la cible est très faible ($V_r = 3$ cm/s) on doit avoir :

$$\delta f_e \ll 10^{-2} \text{ Hz} . \quad (\text{VII-16})$$

soit une stabilité de fréquence dans le temps à très court terme; (pendant 200 μs): [33]

$$S_{200\mu\text{s}} = \frac{\delta f_e}{f_e} = \frac{10^{-2}}{50 \cdot 10^6} = 2 \cdot 10^{-10} \quad (\text{VII-17})$$

Les meilleurs oscillateurs offerts par la technologie actuelle dans la gamme des ondes VHF, ont une stabilité de fréquence à court terme de 7.10^{-9} en un jour. [33]

La fréquence d'un oscillateur fluctue aléatoirement dans le temps autour de sa valeur moyenne f_0 . Pour évaluer la stabilité de fréquence dans le temps on peut définir un écart type dit d'Allan par : [33]

$$\sqrt{\frac{2}{y}} (\tau, m) = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^{m-1} \frac{(\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2}{2} \quad (\text{VII-18})$$

où τ : durée du comptage ,
 m : nombre de mesures (≥ 100) ,
 y : valeur moyenne mesurée .

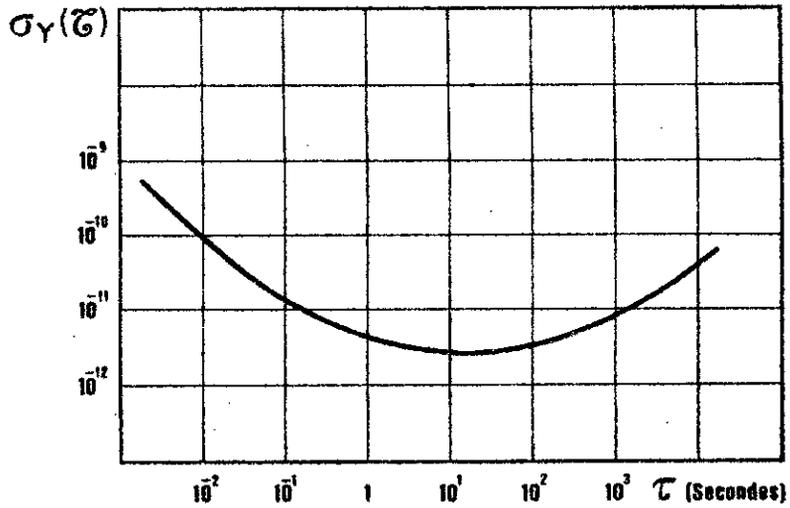
Pour des oscillateurs à quartz de la gamme VHF on peut avoir la courbe $\sqrt{y}(\tau)$ donnée par la figure (VII-7) : [33]

Les dérives de fréquences à long terme de l'oscillateur d'émission ne sont pas ressenties par le récepteur, puisqu'il lui suffit que l'oscillateur reste stable à une fréquence ($f_e + \delta f_e$) (ou que $\delta f_e \ll F_D$) pendant au moins le temps τ le plus long d'aller et retour de l'onde émise.

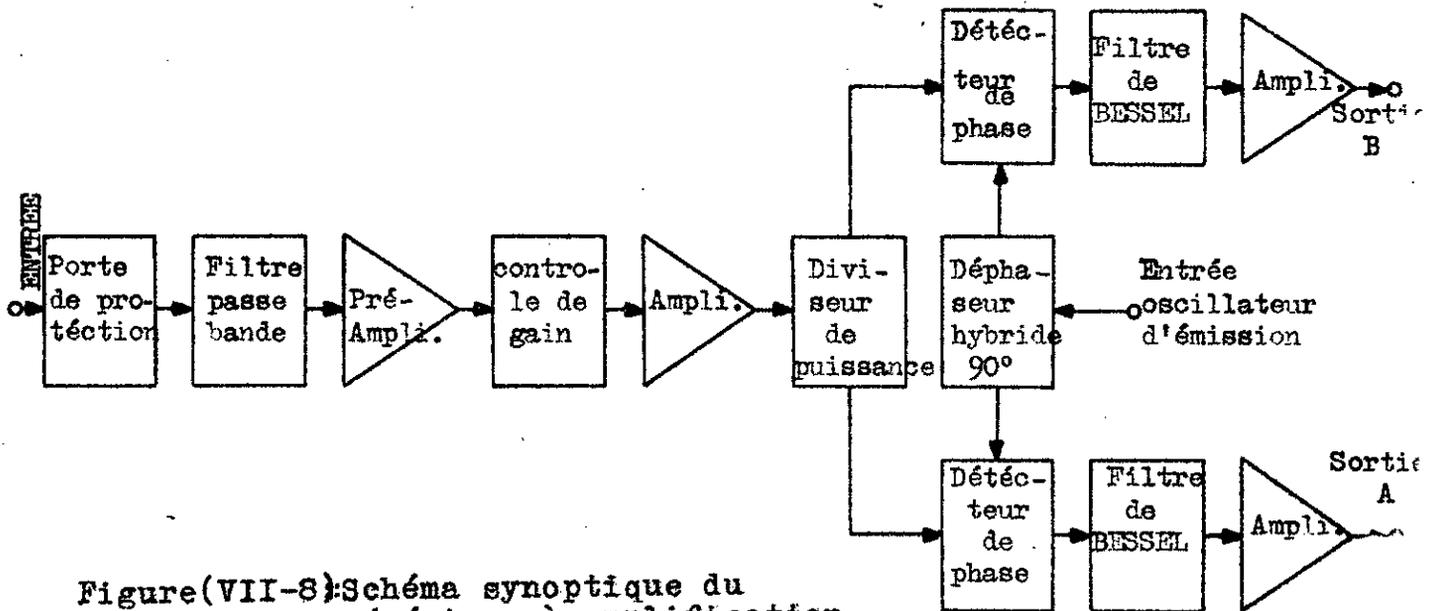
VII-2-5 : Avantages et inconvénients des récepteurs super-hétérodynes :

a) Avantages :

- Amplification : le changement de fréquence résout bien le problème d'amplification à grand gain et de largeur de bande des fréquences recevables .
- Stabilité : l'amplification à grand gain d'une seule fréquence intermédiaire présente des risques d'accrochage. Dans ces récepteurs de radar doppler, ce problème est résolu par l'établissement de deux chaînes d'amplification d'une même fréquence intermédiaire, dont l'une sert de référence.



Figure(VII-7): Ecart type d'Allan d'un oscillateur à quartz travaillant dans la gamme VHF .



Figure(VII-8):Schéma synoptique du récepteur à amplification directe de radar ST.

- Sensibilité : l'utilisation, à l'entrée du récepteur, d'un filtre de bande passante très étroite (B=2MHz par exemple) suivi d'un amplificateur VHF à grand gain, peut améliorer beaucoup la sensibilité .

b) Inconvénients :

- Signaux parasites et fréquence image: Le changement de fréquence crée un brouillage par les fréquences parasites (fréquence image et les harmoniques de la FI) . Le choix d'un amplificateur VHF (ou d'un filtre passe bande suivi d'un amplificateur VHF) de très faible bande passante est une solution de ce problème .
- Rayonnement de l'oscillateur local : cet inconvénient est beaucoup plus gênant en FI basse qu'en FI haute. Il faut alors bien blinder l'oscillateur local et le séparer des étages d'entrée .
- Sifflement : Comme le mélangeur peut présenter des réactions parasites, il peut avoir à sa sortie, en plus de la FI, des fréquences résultant des produits suivants :

$$f = a f_r + b f_{OL} + c f_I \quad (\text{VII- 19})$$

où a,b,et c sont des constantes .

Certaines de ces fréquences f peuvent être voisines de F_D , et sont prises en compte comme étant un effet Doppler .

Un blindage soigneux des différents étages du récepteur, et l'alimentation du changeur de fréquence par des tensions faibles peut réduire le sifflement .

Exemple :

si on considère $f_r = 50$ MHz ; $f_{OL} = 80$ MHz ; $f_I = 30$ MHz

et $a = 4$, $b = - 2$ $c = - 1,333\ 333$

On a :

$$f = 10 \text{ Hz} .$$

Cette fréquence peut être confondue à celle d'un effet Doppler, et fausser l'observation de l'atmosphère .

- Compensation des dérives de l'oscillateur d'émission :

Elle est d'autant meilleure que la stabilité de fréquence à très court terme de l'oscillateur est plus faible .

La stabilité demandée pour les radars ST est au maximum égale à $2 \cdot 10^{-10}$ pendant 200 μs . Or la technologie actuelle de fabrication des oscillateurs dans la gamme VHF n'a pas atteint encore cette valeur.

La compensation des dérives de l'oscillateur d'émission reste donc un problème pour les radars ST si la cible observée a une vitesse radiale très faible ($V_r \approx 3 \text{ cm/s}$) .

VII-3 : Les récepteurs à amplification directe ; [31]

VII-3-1 : Principe ;

Ces récepteurs sont d'utilisation moins générale que ceux du type super-hétérodyne . Ils sont destinés à travailler dans une bande de fréquence très étroite; donc à utilisation bien spécialisée.

Le principe de fonctionnement de ce type de récepteur peut être résumé par le schéma synoptique de la figure (VII-8).

Il est composé essentiellement :

- d'une porte de protection contre les signaux forts à l'entrée.
- d'un filtre passe bande très sélectif à l'entrée ($\Delta f = 2 \text{ MHz}$),
- d'un préamplificateur VHF à très faible facteur de bruit,
- de deux chaînes identiques de réception dont chacune est constituée d'un détecteur de phase, d'un filtre passe bas et, d'un amplificateur .
- d'un déphaseur hybride qui divise le signal VHF de référence en deux autres déphasés de $\frac{\pi}{2}$ l'un par rapport à l'autre .

Ce type de récepteur n'est donc pas composé d'une chaise de référence. L'oscillateur d'émission qui lui fournit la fréquence de référence constitue un élément externe au récepteur .

L'ensemble émetteur, récepteur, et oscillateur d'émission peut être représenté par le schéma de la figure (VII-9).

Dans ce cas, on n'a pas besoin d'intercaler un séquenceur entre les trois antennes, et l'émetteur et le récepteur: à chaque antenne (verticale, Sud-Est, et Nord-Est) est attribué une paire d'émetteur- récepteur . Les séquences d'émission ou de réception sont commandées au niveau du bloc oscillateur d'émission .

VII-3-2: Sensibilité aux dérives de fréquences de l'oscillateur :

Travaillant avec un seul oscillateur(celui d'émission), le récepteur à amplification direct peut être sensible aux dérives de fréquence de celui-ci .

La sensibilité du récepteur est strictement liée à la stabilité de fréquence à très court terme de l'oscillateur d'émission. La discussion à ce sujet est exactement identique à celle que nous avons fait précédemment pour le récepteur super-hétérodyne .

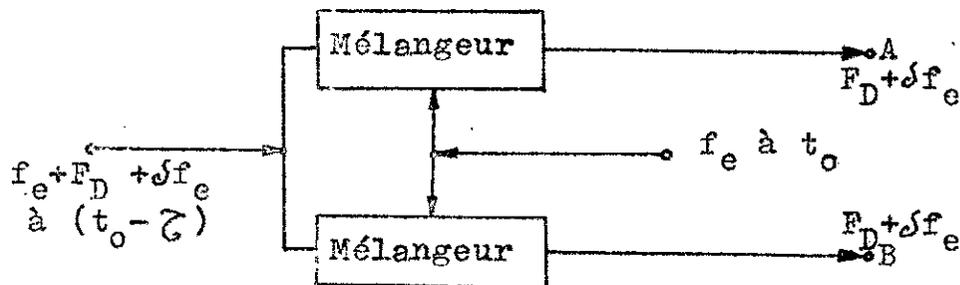
Si la dérive δf_e reste très inférieure à F_D pendant le temps τ , on peut résumer la compensation du récepteur à ces dérives par le schéma de la figure(VII-10).

En sortie on a : $f_e + F_D + \delta f_e - f_e = F_D + \delta f_e$ (VII-20)

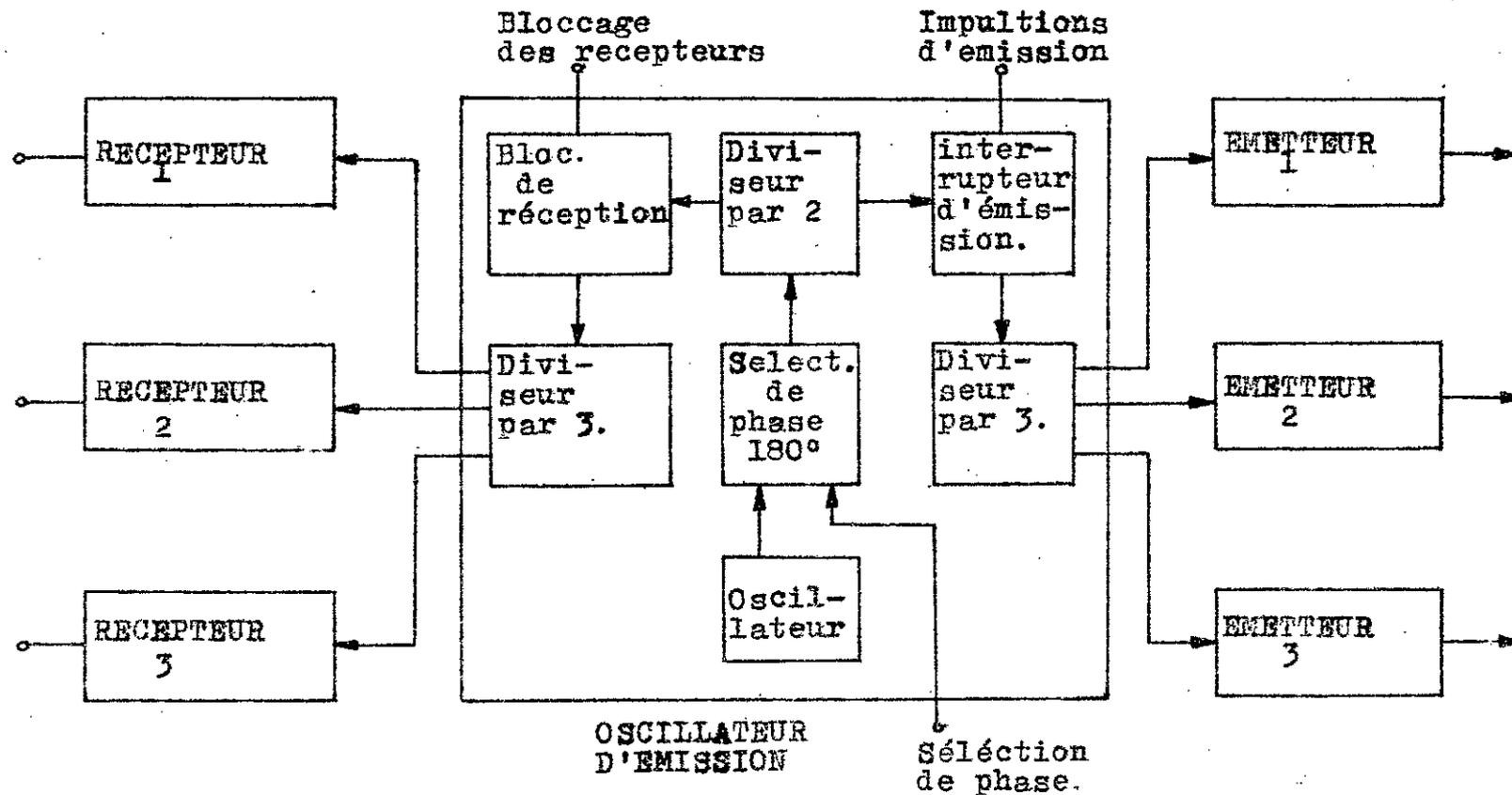
Or $f_e \ll F_D$.

Donc f_e est négligeable devant F_D .

Dans le cas contraire l'effet Doppler est faussé .



Figure(VII-10): Compensation des dérives de fréquence de l'oscillateur d'émission dans un récepteur à amplification direct.



Figure(VII-9): Schéma synoptique de l'installation de l'ensemble oscillateur d'émission, émetteurs, et récepteurs à amplification direct.

VII-3-3 : Avantages et inconvénients :

a) Avantages :

- Conception simple,
 - pas de risque de brouillage par les fréquences images et les harmoniques de la FI , comme c'était le cas des récepteurs super-hétérodynes, puisqu'ils n'utilisent pas de changeur de fréquence .

 - Amplification VHF à grand gain à l'entrée. (on peut placer plusieurs amplificateurs VHF successifs).
 - l'utilisation d'un filtre de bande passante très étroite ($\Delta B = 2$ MHz par exemple) suivi d'un préamplificateur VHF à très faible facteur de bruit à l'entrée du récepteur améliore beaucoup le rapport signal/bruit, et limite le niveau de bruit.
- (ces deux derniers avantages permettent d'avoir une grande dynamique, une bonne sensibilité, et un facteur de bruit faible)
- Protection contre les signaux d'entrée trop fort. Ce qui permet par exemple, d'explorer l'atmosphère à très basse altitude ($h < 2$ Km).

b) Inconvénients :

- Pas de possibilité d'opérer à plusieurs fréquences. A moins que de changer l'oscillateur, de déplacer la bande passante du filtre d'entrée et celles des amplificateurs VHF . Ce qui n'est pas pratique.
- Risque d'accrochage entre le signal très faible à l'entrée et celui très fort à la sortie de l'amplificateur VHF . D'où la nécessité de blinder tous les étages du récepteur.
- La compensation des dérives de l'oscillateur reste encore un problème pour ce type de récepteur pour la même raison que dans le cas des récepteurs super-hétérodynes .

II-4 : Critique des deux types de récepteurs :

Après avoir vu les avantages et les inconvénients de chacun des deux types de récepteurs de radar Doppler, on peut dire que :

Pour les deux types de récepteurs, l'amplificateur VHF d'entrée doit être très sélectif (de bande passante la plus étroite possible), et à grand gain.

Le système de changement de fréquence dans les récepteur super-hétérodynes donne naissance à un brouillage par la fréquence image et par les harmoniques de la fréquences intermédiaire. Ce brouillage peut être éliminé en prenant un amplificateur FI à f_I haute, à grand gain et de très bonne sélectivité; ce qui n'est pas facilement réalisable techniquement. Néanmoins les récepteurs super-hétérodynes peuvent travailler à plusieurs fréquences. Ce qui n'est pas possible avec un récepteur à amplification directe.

Les récepteurs à amplification directe travaillent avec un seul oscillateur. De plus celui-ci constitue un bloc oscillateur externe et indépendant. Ils ne présentent donc pas de risque d'accrochage, comme c'est le cas du récepteur super-hétérodyne qui travaille avec deux oscillateurs internes.

La sensibilité aux dérives de fréquences de l'oscillateur d'émission dépend strictement de la stabilité à très court terme de celui-ci pour les deux types de récepteur.

L'utilisation de moins d'étages que dans les récepteurs super-hétérodynes et la séparation totale de l'oscillateur d'émission rend les récepteurs à amplification directe beaucoup moins encombrants et pourrait les classer parmi les plus performants (plus faible bruit, plus grande sensibilité, meilleure dynamique, et moins de rebonds du signal de sortie en mode radar), surtout s'ils sont dotés d'un filtre passe bande très sélectif à l'entrée.

En conclusion, on dira que suivant l'utilisation on aura intérêt à choisir un récepteur de l'un ou l'autre type: si l'on doit opérer toujours à une seule fréquence, il serait préférable d'utiliser un récepteur à amplification directe, si non il faudrait choisir un super-hétérodyne.

C H A P I T R E VIII

MISE AU POINT D'UN RECEPTEUR

SUPER-HETERODYNE DE RADAR S.T.

Introduction :

Comme il a été déjà signalé auparavant, le radar ST est un moyen plus efficace que les ballons sondes pour explorer la basse atmosphère en air clair. Il est donc intéressant d'essayer d'améliorer le mieux possible ses performances .

Les études de la basse atmosphère et de la propagation troposphérique des ondes VHF par le radar ST du LSEET nous ont menées au fait que les performances de celui-ci sont très liées à celles du récepteur utilisé. En effet, ce radar ST est incapable de donner des informations sur la structure de l'atmosphère à très basse (< 2Km) et à haute (> 25 Km) altitude .

Pour permettre un élargissement de cette gamme aux plus basses et plus hautes altitudes, nous avons été amené à mettre au point un récepteur super-hétérodyne de performances meilleurs que celui qui compose le radar ST du LSEET .

Ce récepteur, que nous décrivons dans ce chapitre, a été réalisé au Laboratoire de sondage Electromagnétique de l'environnement Terrestre (LSEET) de l'université de Toulon et du Var . Il travaille à 47,8MHz, et a une impédance caractéristique de 50 Ω et une FI = 30MHz.

VIII-1 : Conception et réalisation du récepteur :

Pour concevoir ce récepteur, nous nous sommes inspirés de celui utilisé actuellement par le radar ST du LSEET .

Son synoptique est donné en figure(VIII-1) .

Les caractéristiques techniques des étages composant ce récepteur sont données par le tableau (VIII-1).

On remarque particulièrement l'existence de filtres passe bande entre les amplificateurs FI et les premiers mélangeurs, ainsi que des filtres passe bas de Bessel à la sortie .

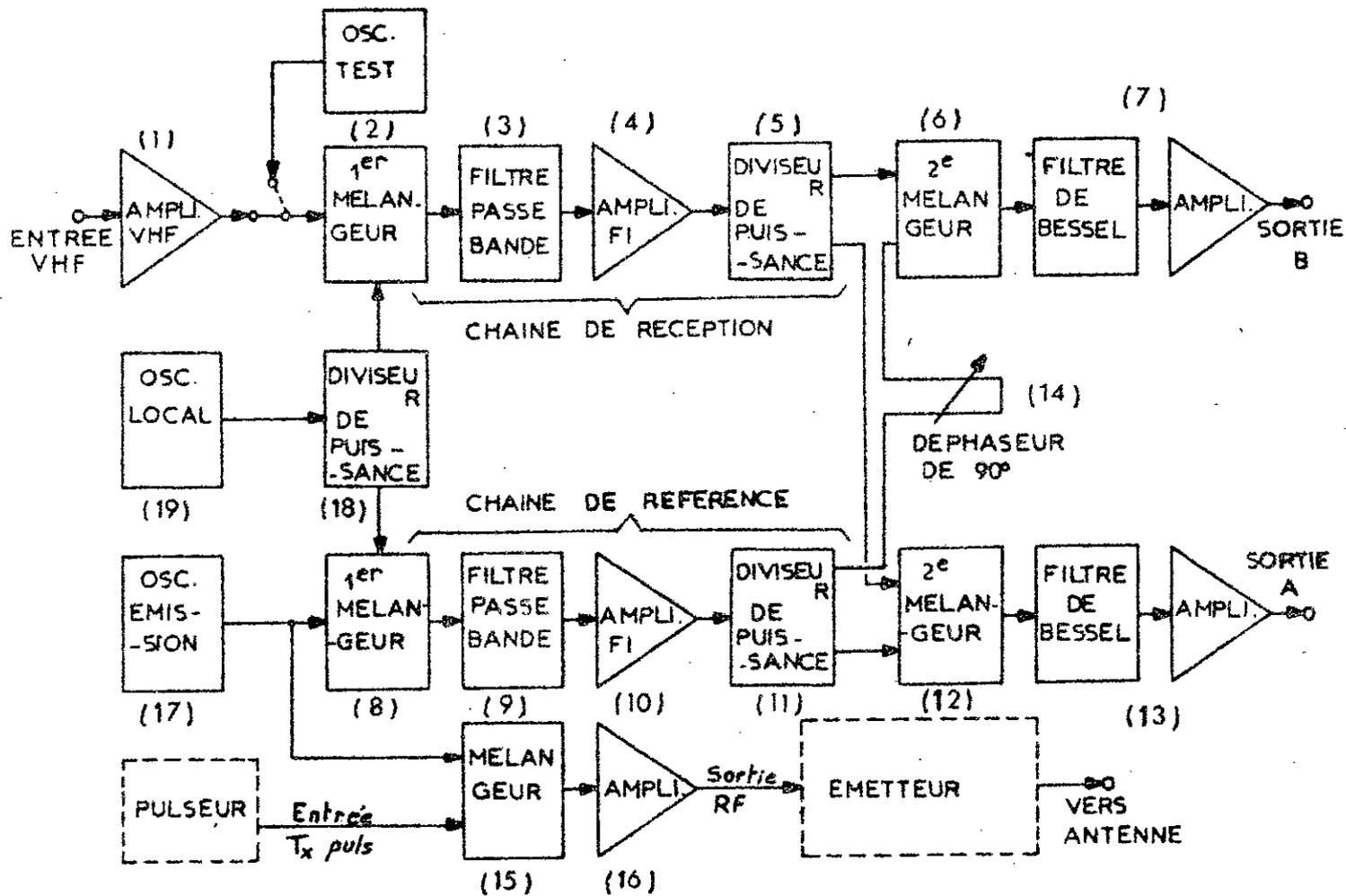


Figure (VIII-1): schéma synoptique du récepteur super-hétérodine 47,8 MHz de radar ST.

Tableau(VIII-1): Caractéristiques des éléments de circuits composants le récepteur super-hétérodyne 47,8MHz .

N°	INTITULE	TYPE	CARACTERISTIQUES				
			ΔB	f_c ou f_o	G	AUTRES	ALIMENTATION
1	Amplificateur VHF d'entrée.	LEL-ITM 2-49,920-10-50	10MHz	49,920 MHz	95dB max.	F=2,4dB Tention de cont- role de gain= -10 V _c	-20V _c 150mA max.
2 6 8 12	Modulateur en anneau .	hp.				Isola- tion= 45 dB Perte d'incer- tion R=7 dB	
3 9	Filtre passe bande	mc-coy serie V221-2	300MHz	30MHz		P _i < 3 dB	
4	Amplificateur FI	LEL-ITM 2-30-10-50	10MHz	30MHz	95dB max.	F=2,4dB Tention de cont role de gain= -10 V _c	-20V _c 150mA max.
10 16	Amplificateur FI ou RF	CCOR=3528	>100KHz et <100MHz	30MHz	20dB		+12V _c 35mA max.
5 11 18	Diviseur de puissance par 2	North Hills serie 50-201				Isola- tion= 30 dB P _i =0,3dB	
17 20	Oscillateur d'émission et de test.	Vectron Co233-1 et Co233-V		47,8MHz		dérive de f = 100Hz stabilité à court terme <10 ⁻⁸ /sec	+15V _c +5% 10- 40mA
19	Oscillateur local	Vectron Co233-1		77,8MHz		Idem que 17 et 20	-----
7 13	Filtre de BESSEL					(varia- ble)=2, 4,8, et 16 us	+15V _c

Tableau(VIII-1): Suite.

N°	INTITULE	TYPE	CARACTERISTIQUES				
			B	f_{c_f} ou f_e	G	AUTRES	ALIMENTATION
15	Mélangeur RF.	Composé d'un modulateur en anneau type RAY-3+23dB _n -OL suit d'un autre du type SRA-3H+17dB _n -OL.	>70KHz et <200MHz			Isolation (min.)= 30dB	
			>50KHz et <200MHz			Isolation (min.)= 30dB	
14	Ligne coaxiale 50 de longueur $\frac{\lambda}{4}$ =2,5m . 4					Déphasage = $\frac{\pi}{2}$ à f=30MHz	

Les premiers sont caractérisés par une bande passante très étroite (100 KHz) centrée sur 30MHz (fréquence intermédiaire). Leur rôle principal est de limiter le niveau de bruit du récepteur. Leur courbe de réponse est donnée par la figure (VIII-2).

La question qui se pose est pourquoi utiliser des filtres de Bessel à chacune des deux sorties du récepteur ?

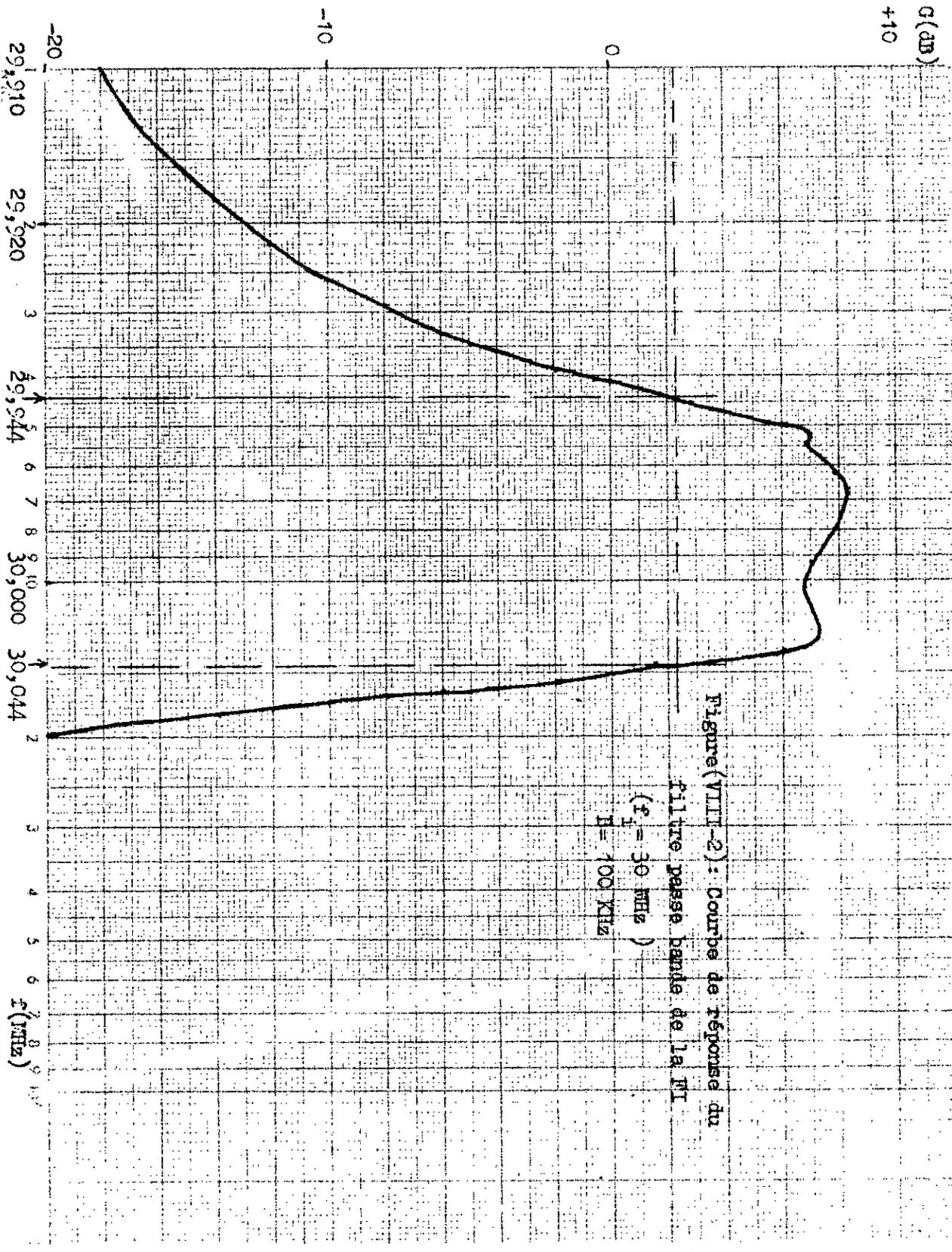
Les fréquences Doppler des cibles atmosphériques observées (vent) par le radar ST sont toujours très basses (inférieurs à 100 Hz). Le filtrage de ces fréquences par un filtre passif passe bas présente de graves inconvénients (inductances lourdes, volumineuses, coûteuses, et de mauvaise qualité). Les filtres actifs qui n'utilisent que des résistances et des condensateurs associés à un élément actif (amplificateur opérationnel en général) sont alors de loin les plus performants. De plus le filtre de Bessel, qui est un filtre actif, est particulièrement caractérisé par un temps de propagation de groupe " τ " constant dans toute la bande passante [32]. Ce qui est très important pour ne pas introduire de déphasage indésirable à l'effet Doppler délivré à la sortie du récepteur. C'est pourquoi ce type de filtre a été choisi à ses deux sorties A et B.

La seule précaution à prendre pour réaliser ce type de filtre, est que les résistances et les capacités doivent être d'une grande précision ($\pm 1\%$): une très faible variation de leurs valeurs entraîne une variation importante des caractéristiques du filtre (ΔB et τ).

Le schéma de principe du filtre de Bessel d'ordre 2, que nous avons réalisés pour le récepteur, est donné par la figure (VIII-3); ainsi que ses caractéristiques et les valeurs des éléments qui le composent. Il est conçu de façon que son temps de propagation de groupe " τ " puisse prendre les valeurs 2, 4, 8, et 16 μs par manipulation d'un simple commutateur.

Les courbes de réponse de ce filtre de Bessel correspondant à chaque valeur de τ , ainsi que sa courbe de linéarité sont données respectivement par les figures (VIII-4) et (VIII-5).

On voit bien que la sortie du filtre est linéaire par rapport au niveau du signal d'entrée.



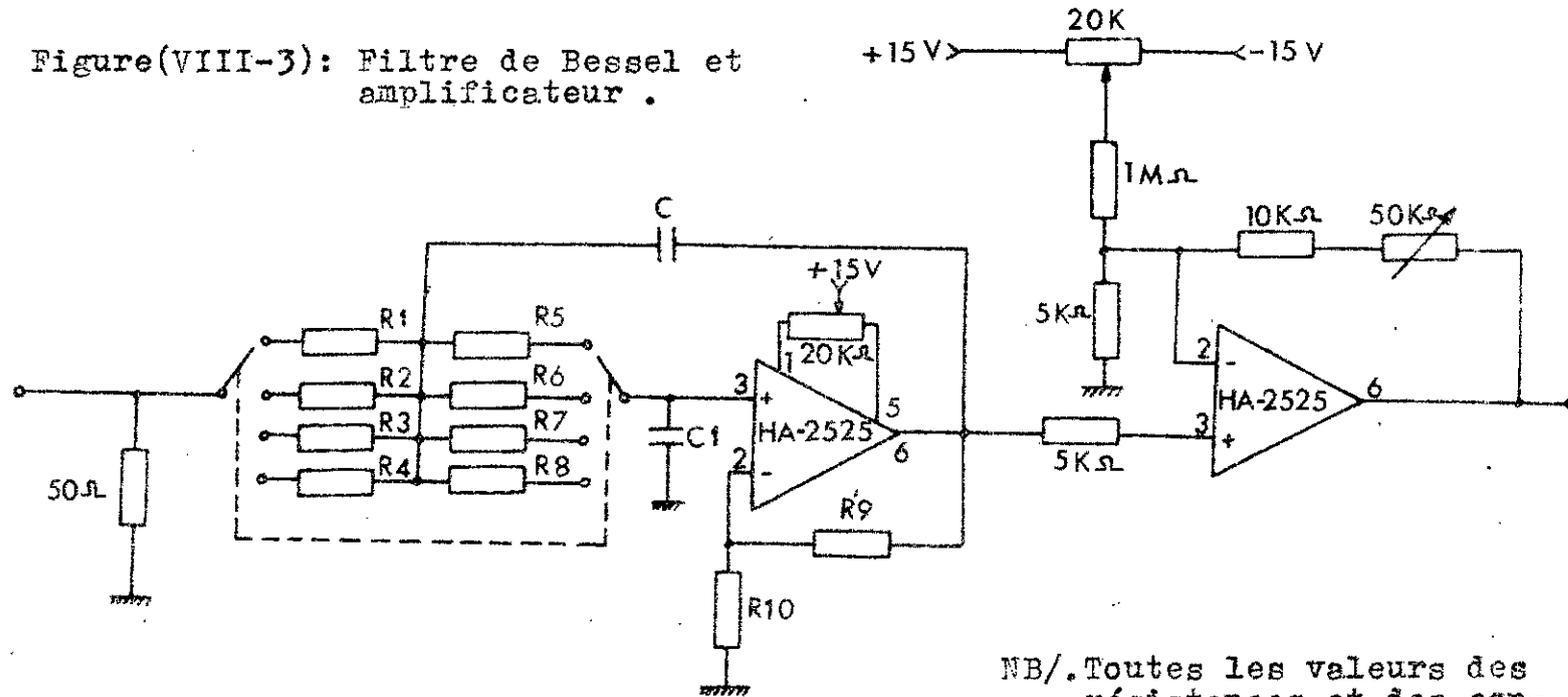
Figure(VIII-2) : Courbe de réponse du

filtre passe bande de la PI

($f_c = 30 \text{ MHz}$)

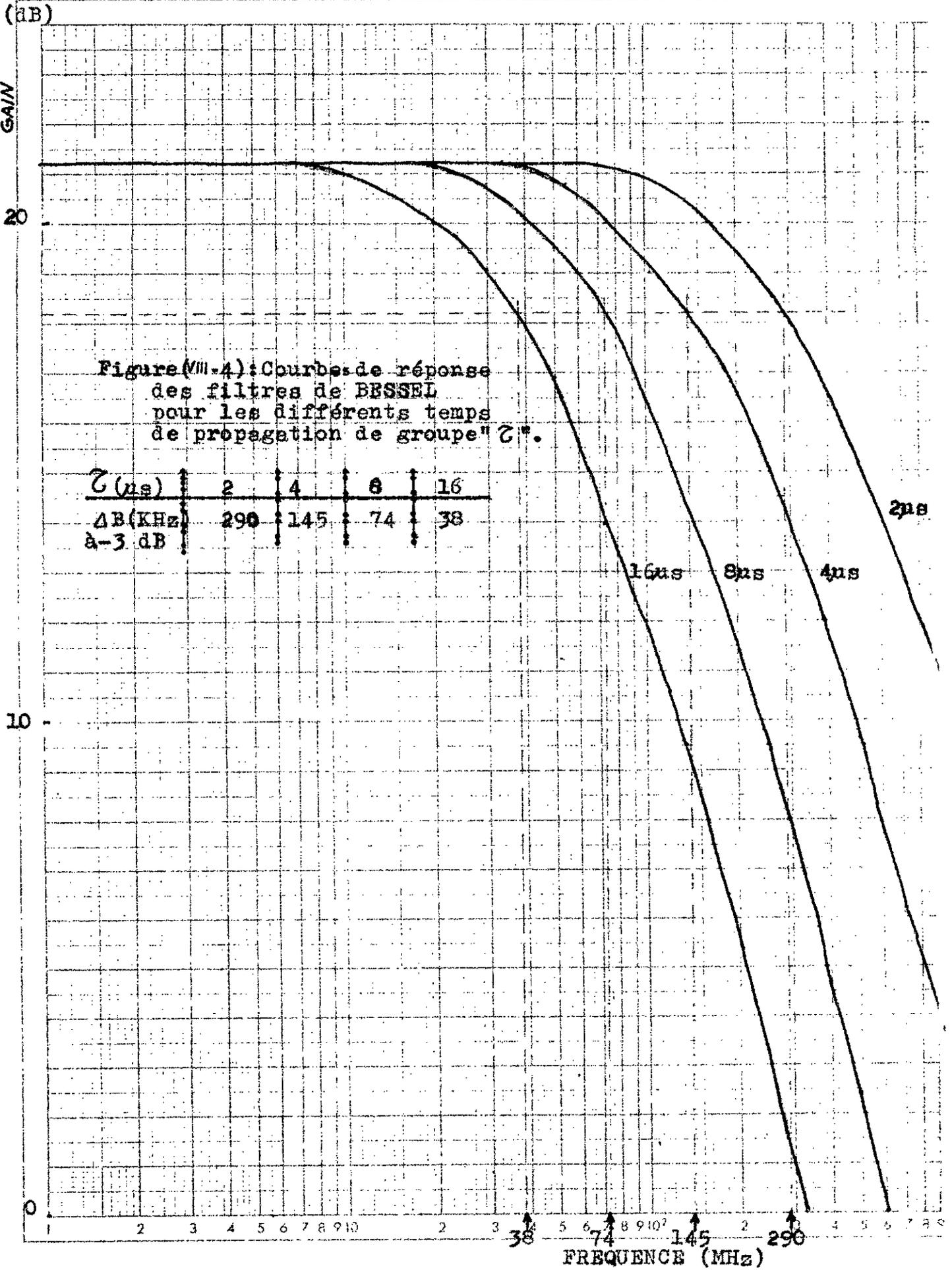
$B = 100 \text{ kHz}$

Figure(VIII-3): Filtre de Bessel et amplificateur .



ΔB (KHz)	τ (us)	$C1$ (pF)	C (pF)	RESISTANCES		
300	2	700	201	$R1=470 \Omega$	$R5=470 \Omega$	$R9=8,25 K\Omega$
150	4	700	201	$R2=1 K\Omega$	$R6=1 K\Omega$	$R10=2,00K\Omega$
75	8	700	201	$R3=2 K\Omega$	$R7=2 K\Omega$	
37,5	16	700	201	$R4=3,90K\Omega$		

NB/. Toutes les valeurs des résistances et des condensateurs sont à 1% près. Les résistances sont à 1/4 W.
Le gain global (filtre + amplificateur) est compris entre 9,2 et 34 dB .



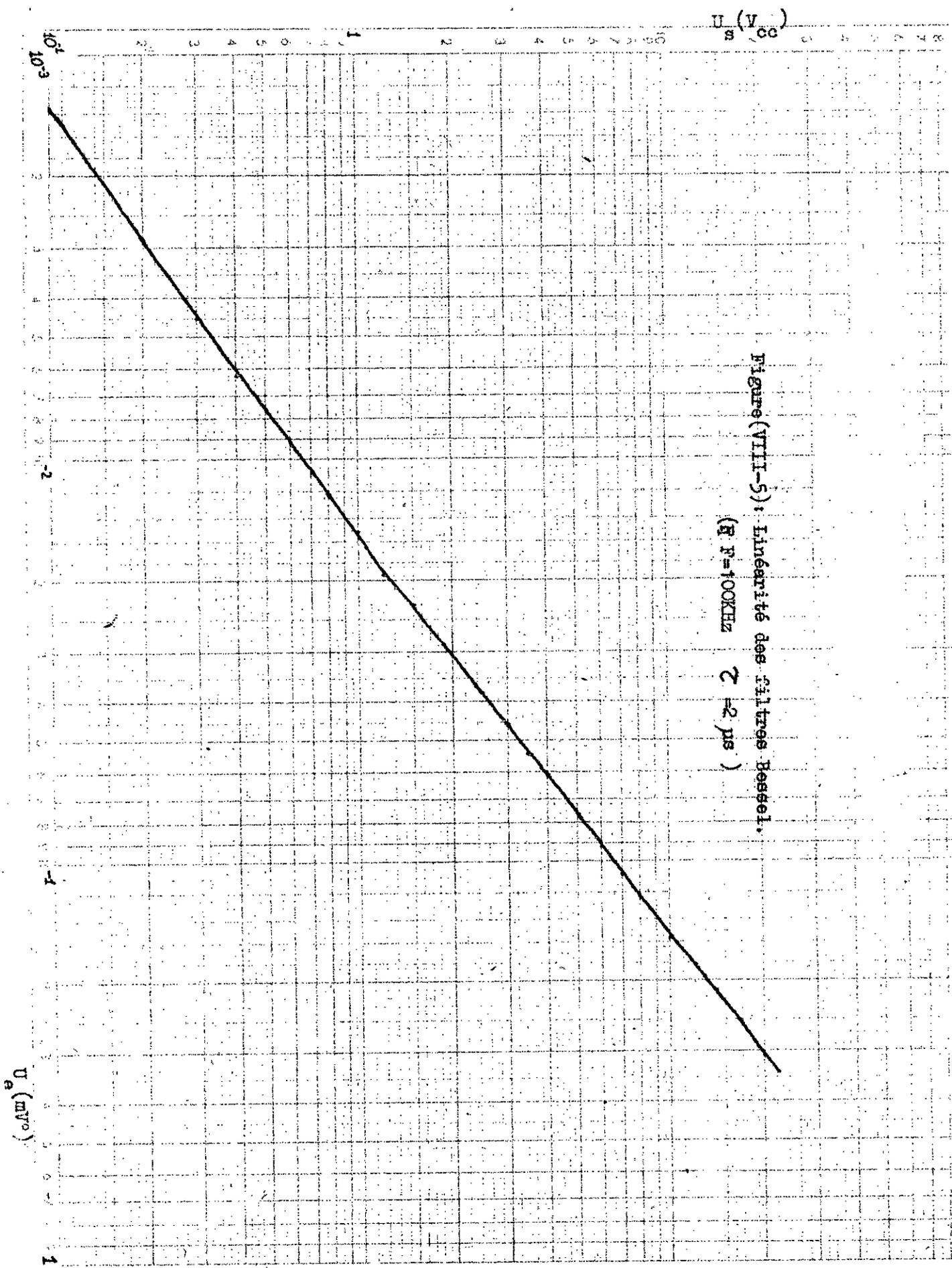


Figure (VIII-5): Linéarité des filtres Bessel.
 (R = 100KΩ, $\tau = 2 \mu s$)

Les figures (VIII-6) , (VIII-7) , (VIII-8), et (VIII-9) donnent respectivement la courbe de réponse de l'amplificateur VHF d'entrée et les courbes de linéarité de ce dernier ainsi que celles des amplificateurs FI des chaînes de réception et de référence. On voit donc que ces trois amplificateurs ont une bonne linéarité de leurs sorties par rapport à leurs entrées . L'amplificateur VHF d'entrée a une bande passante à gain minimum de 10 MHz .

VIII-2 : Mesures des caractéristiques :

Les caractéristiques du récepteur sont mesurées selon deux modes de fonctionnement différents :

- mode continue,
- mode radar .

VIII-2-1 : Mesures en mode continue :

Dans ce mode, l'entrée du récepteur est alimentée par un signal d'amplitude et de fréquence constantes. Dans notre cas, la fréquence de ce signal est égale à celle du récepteur; c'est à dire 47,8 MHz .

Ce mode de fonctionnement permet de mesurer :

- la sensibilité du récepteur, -
- son facteur de bruit,
- sa dynamique, son gain,
- ses courbes de réponse et de linéarité .

Il permet aussi de tracer ses courbes de réponse et de linéarité pour les différentes valeurs de τ (2,4,8, et 16 μ s) .

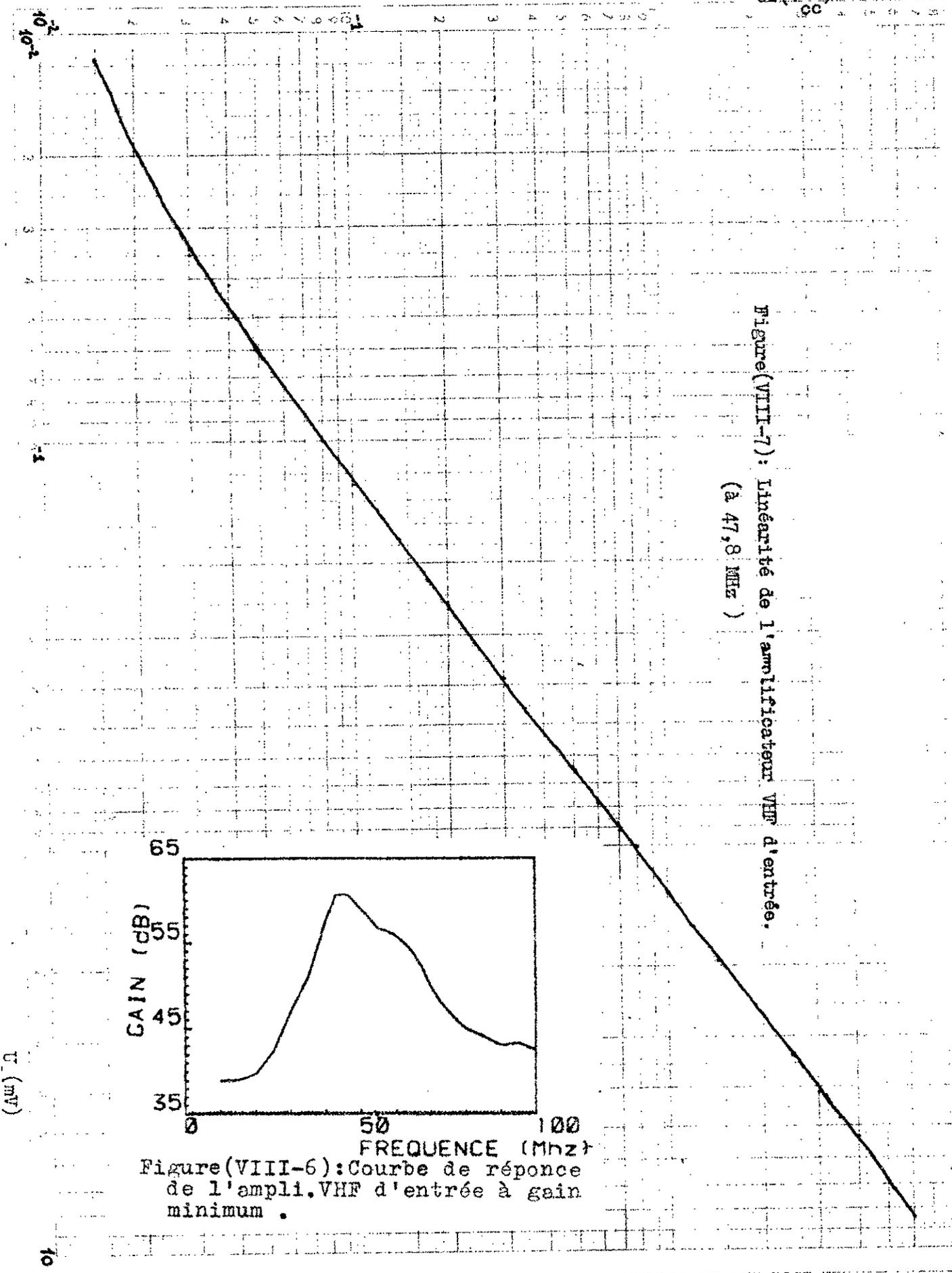
Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé un générateur de fréquences synthétisées qui peut monter jusqu'à 1 GHz et un oscilloscope performant .

Le cablage de la manipulation peut être schématisé comme le montre la figure (VIII-10).

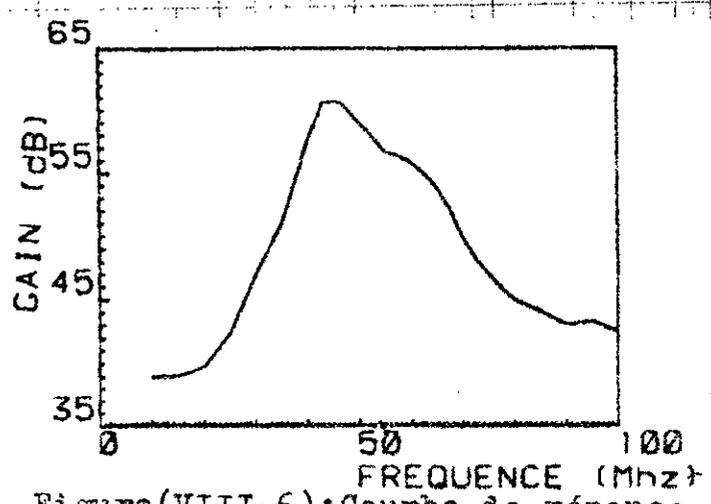
a) Mesure de la sensibilité du récepteur:(commutateur K en position 1

Par définition, la sensibilité du récepteur est le niveau du signal minimum détectable à l'entrée; c'est à dire le signal d'entrée le plus faible qui donne, à la sortie, une réponse supérieure au niveau de bruit du récepteur.

U_B (V_{cc})



Figure(VIII-7): Linéarité de l'amplificateur VHF d'entrée.
(à 47,8 MHz)



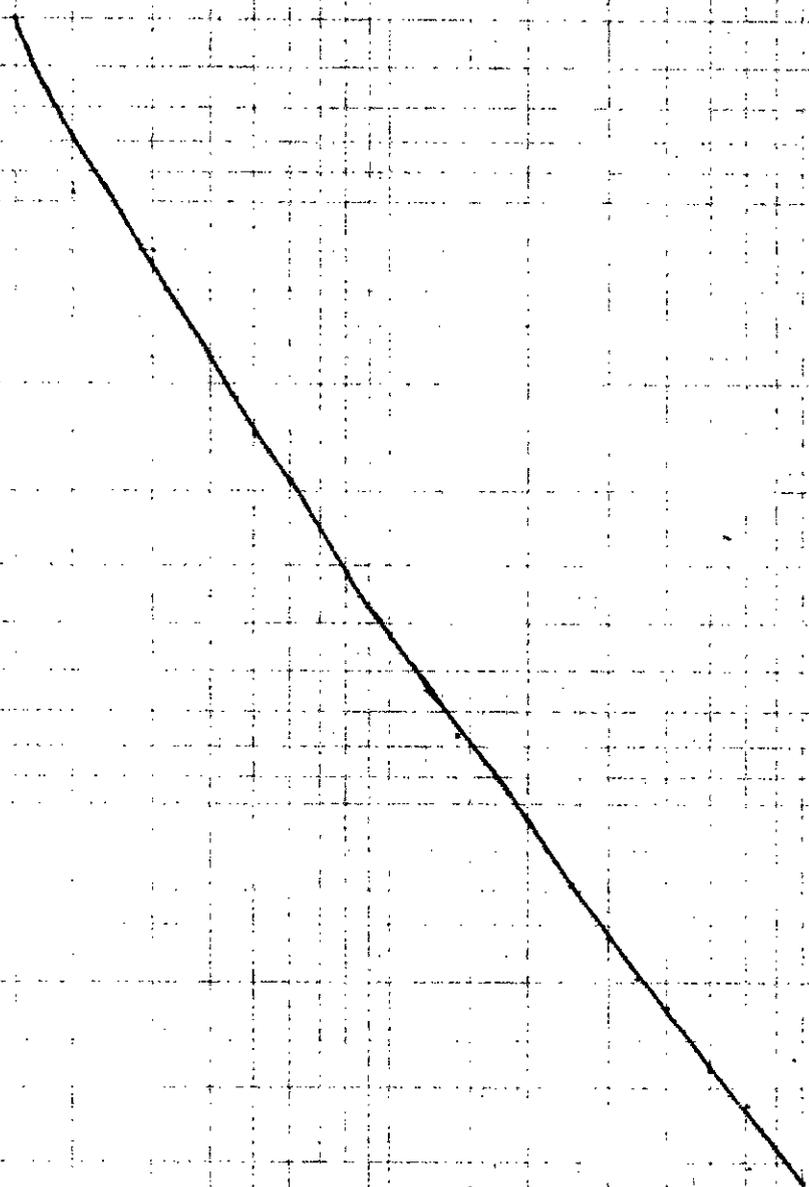
Figure(VIII-6): Courbe de réponse de l'ampli. VHF d'entrée à gain minimum.

$U_s (V_{cc})$

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

Figure (VIII-8) : Linéarité de l'amplificateur FI

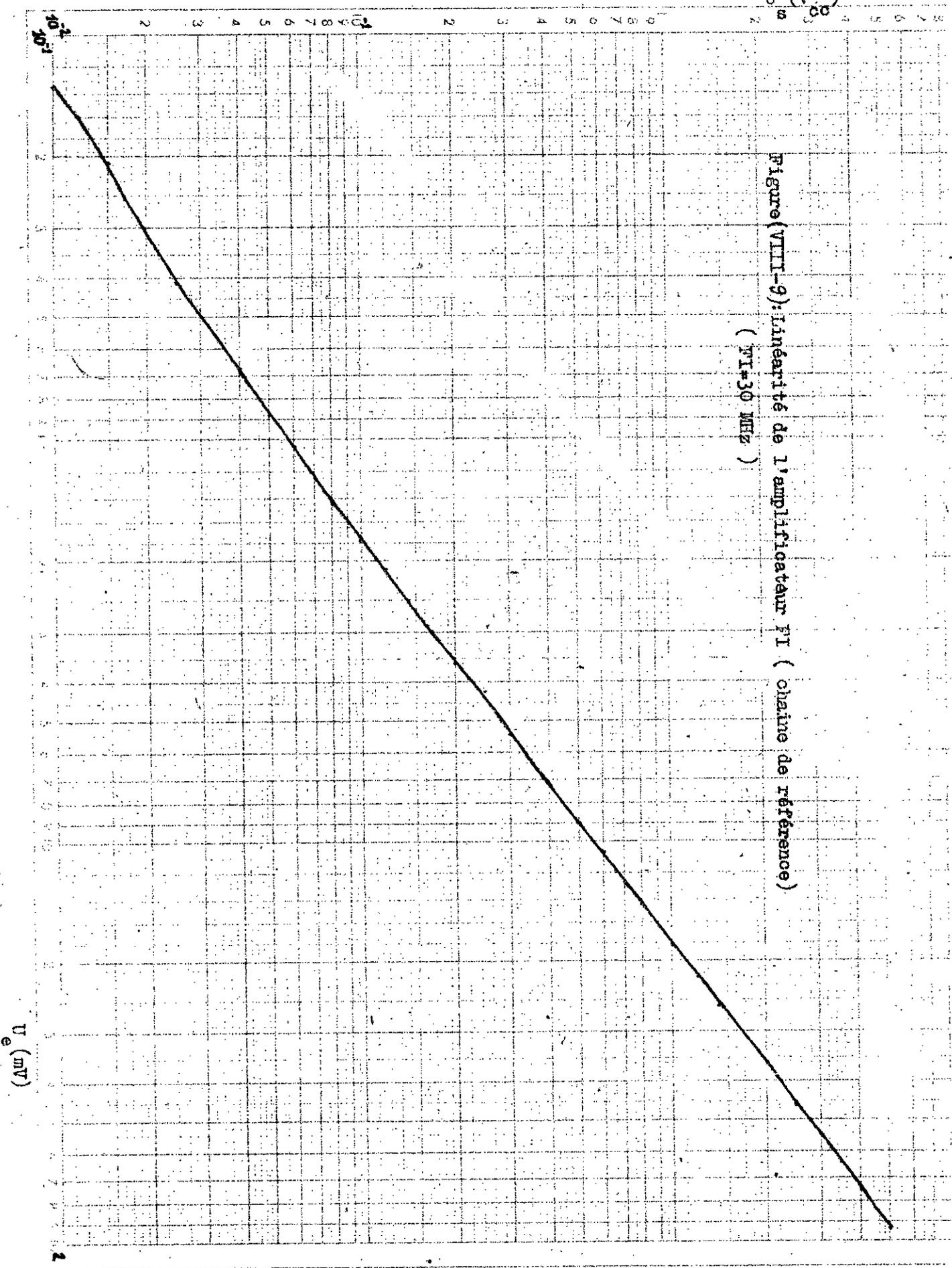
(FI-30 MHz - chaîne de réception) .

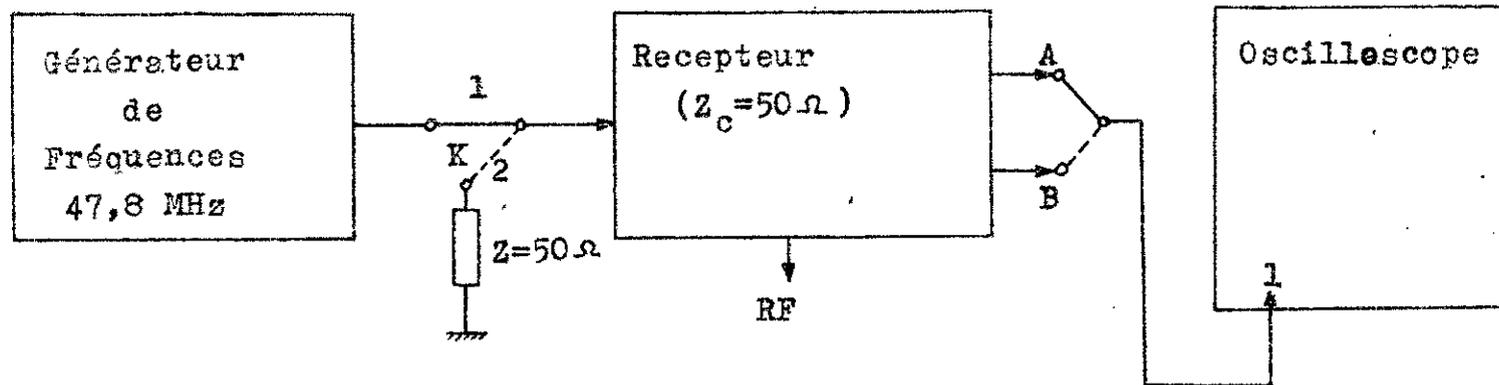


$U_e (mV)$

U (V)

Figure (VIII-9): Linéarité de l'amplificateur PI (chaîne de référence)
(PI-30 MHz)





Figure(VIII-10): Montage permettant la mesure des caractéristiques du récepteur en mode continu .

Nous avons choisie comme sensibilité du récepteur le signal d'entrée qui donne en sortie un rapport $\frac{S}{B} = 6 \text{ dB}$.

C'est à dire, dont le niveau de sa réponse à la sortie est double de celui du bruit du récepteur.

Exemple :

Pour $\tau = 2 \mu\text{s}$, la sensibilité du récepteur est de $2,34 \mu\text{V}$.
Les autres mesures sont données dans le tableau global (VIII-2).

b) Mesure du facteur de bruit :

Cette mesure se fait en deux étapes. Premièrement (commutateur K en position 2) on charge l'entrée du récepteur avec une impédance 50Ω et on lit le niveau de bruit " B_s " de sortie sur l'oscilloscope.

Puis (commutateur K en position 1) on débranche l'impédance 50Ω et on la remplace par le générateur de fréquences (à la fréquence du récepteur " $47,8 \text{ MHz}$ "). On fait varier le niveau " S_e " du signal d'entrée de façon à avoir, en sortie, une réponse " S_s " de niveau double de celui du bruit.

Ces opérations sont répétées pour chaque valeur de τ (2, 4, 8, et $16 \mu\text{s}$).

En utilisant l'expression (VII -5), le facteur de bruit du récepteur est donné par :

$$F = \frac{S_e}{kT_o \cdot \Delta B} \cdot \frac{1}{(S_s/B_s)} \quad (\text{VIII-1})$$

où S_e = puissance du signal d'entrée correspondant à $S_s/B_s = 2$ (ou 6)

$T_o = 290^\circ\text{K}$,

k = constante de Boltzman ($= 1,32 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$),

B = bande passante du récepteur,

$\frac{S_s}{B_s}$ = rapport des puissances du signal et du bruit à la sortie du récepteur.

Exemple : Pour $\zeta = 2 \mu s$ on mesure $\Delta B = 530 \text{ KHz}$, $S_e = 2,34 \mu V$, et $\frac{S_s}{B_s} = 2$.

Le facteur de bruit du récepteur est dans ce cas :

$$F = \frac{(2,34)^2 \cdot 10^{-12}}{1,32 \cdot 10^{-23} \cdot 290 \cdot 530 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 50} = 12$$

De la même façon, nous avons calculé les autres facteurs de bruit correspondant aux différentes valeurs de ζ . Ceux-ci sont donnés par le tableau global (VIII-2) .

c) Mesure de la dynamique et du gain :

Nous utilisons pour cela l'expression (VII-8) et nous mesurons deux niveaux particuliers du signal d'entrée. Ce sont :

- U_e (6 dB) qui donne un rapport S/B = 6 dB en sortie , et
- U_e (sat.) qui sature la sortie du récepteur .

On remarque que le premier correspond à la sensibilité du récepteur, déjà mesurée lors des opérations décrites au paragraphe a).

Le niveau maximum (juste avant la saturation) du signal de sortie " $U_s \text{ max.}$ " est mesuré en même temps que le signal d'entrée " U_e (sat.)"; ce qui nous permet d'avoir le gain du récepteur.

Exemple : Pour $\zeta = 2 \mu s$ on mesure U_e (6 dB) = 2,34 μV ,

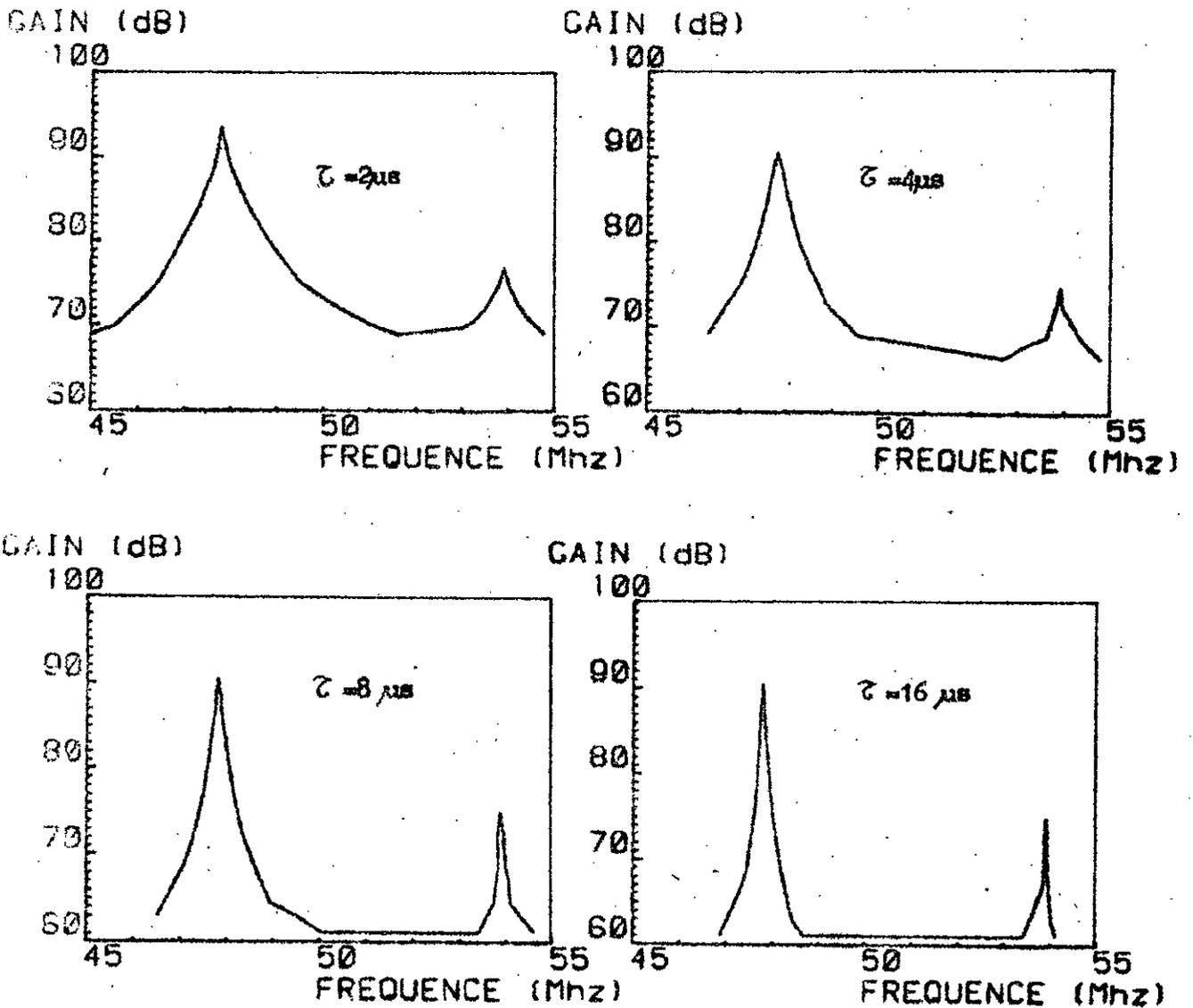
$$U_s \text{ (sat)} = 70,7 \mu V \text{ , et } U_s \text{ max} = 1,5 \text{ V .}$$

La dynamique et le gain correspondants sont :

$$D = 29,6 \text{ dB} \quad \text{et} \quad G = 86,53 \text{ dB} .$$

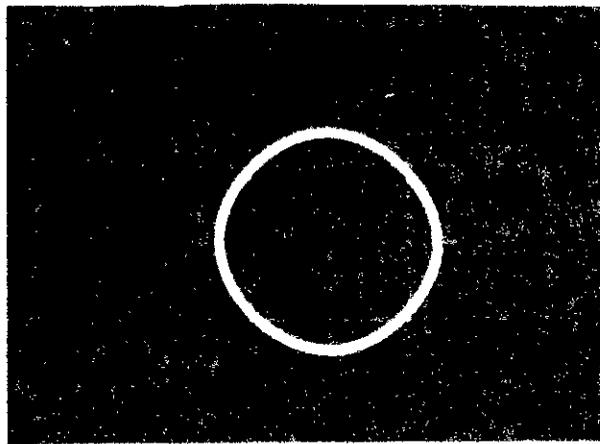
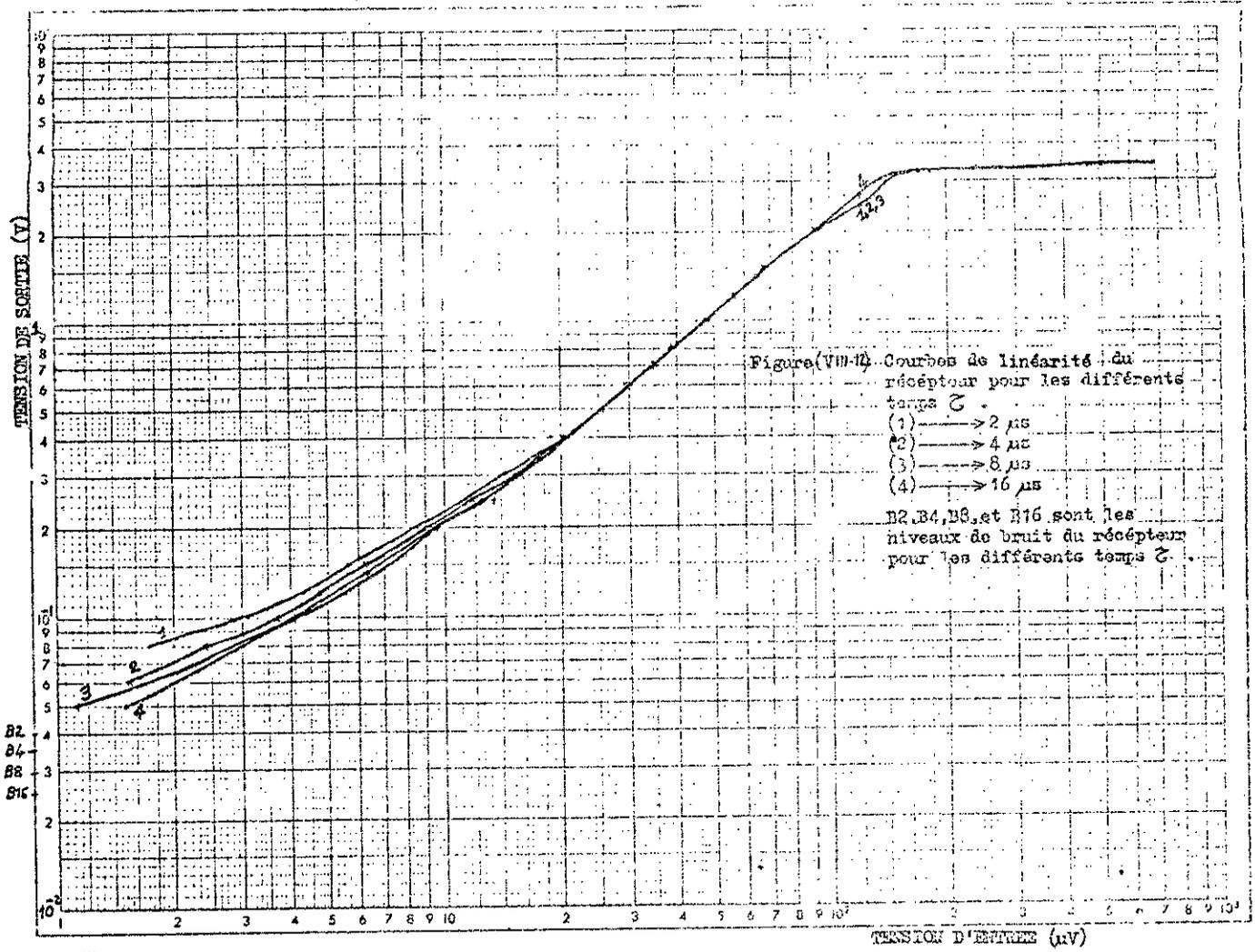
d) courbes de réponse et de linéarité du récepteur pour toutes les valeurs de ζ :

Ces courbes sont données par les figures (VIII -11) et (VIII-12).



Figure(VIII-11): Courbes de réponses du récepteur 47,8 MHz pour les différents temps de propagation de groupe (τ) des filtres de sortie (de BESSEL).

La figure(VIII-13) montre que le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre les deux sorties A et B du récepteur reste acceptable jusqu'à un niveau d'entrée maximum de 70,7 μV du fait que la sortie commence à se saturer.



Figure(VIII-13): Mise en évidence du déphasage $\frac{\pi}{2}$ entre les sorties A et B du récepteur par LISSAJOU.

Nous en déduisons les bandes passantes " ΔB " du récepteur correspondant aux différentes valeurs de la durée de l'impulsion d'émission " τ " (égale au temps de propagation de groupe des filtres de Bessel).

Théoriquement on a $\Delta B = \frac{1,2}{\tau} [3,4,6]$.

Par exemple, pour $\tau = 2 \mu s$ on a théoriquement $\Delta B = 600$ KHz; alors qu'on mesure $\Delta B = 530$ MHz centrée sur 47,8 MHz.

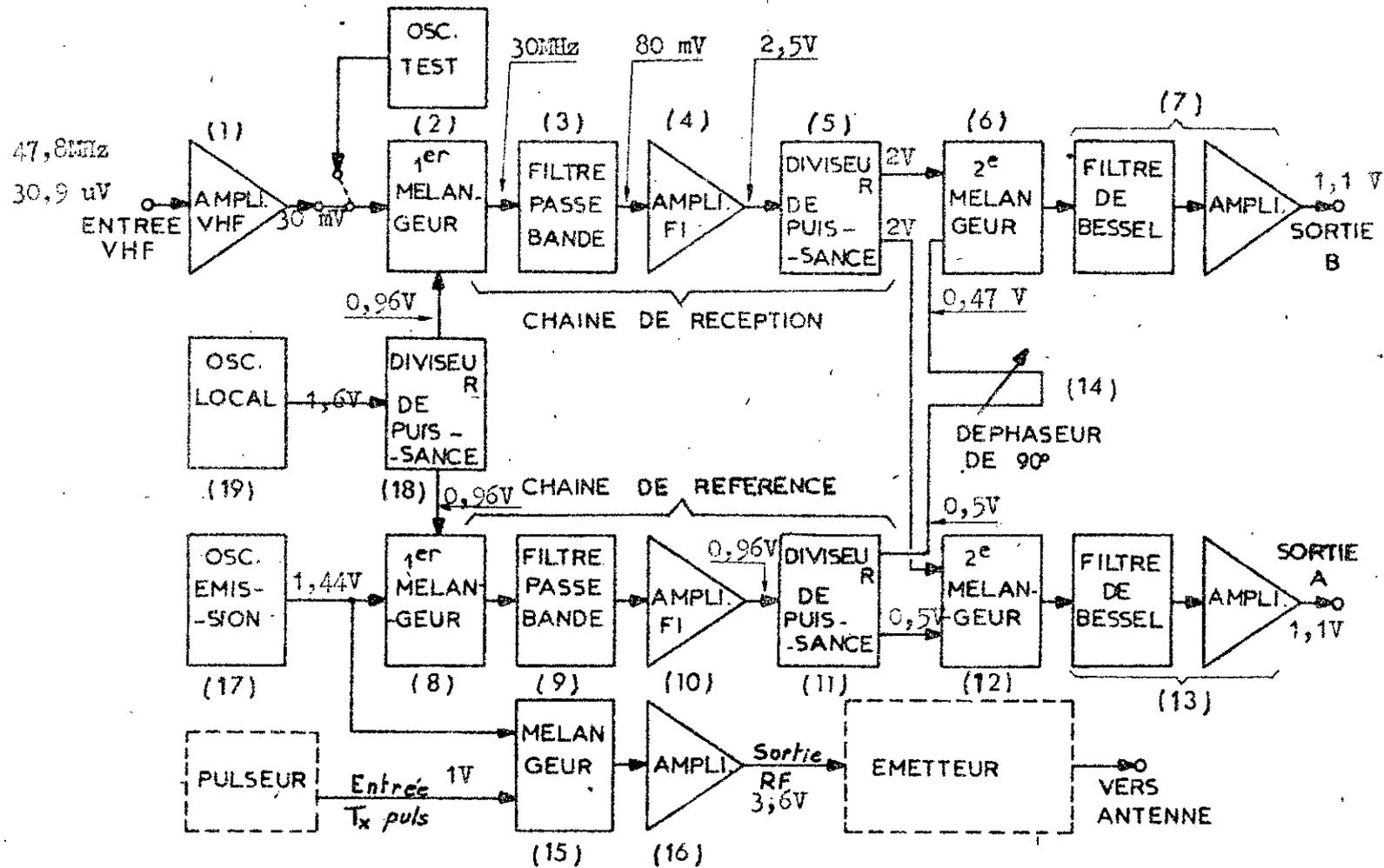
La remontée des courbes de réponse aux environs de 54 MHz ne présente aucun inconvénient du fait que l'on travaille à plus basse fréquence (47,8 MHz) et avec une bande passante de largeur maximum égale à 600 KHz.

La figure (VIII - 12) montre que les courbes de linéarité du récepteur sont des segments de droites lorsque le niveau du signal d'entrée est compris entre 20 et 90 μV . Les défauts de non linéarité sont dus très probablement, à la saturation du récepteur dès que le signal d'entrée dépasse le niveau de 90 μV .

La figure (VIII-14) donne les niveaux du signal reçu ou celui de référence à la sortie de chaque étage du récepteur si ce dernier est alimenté par un signal de fréquence 47,8 MHz (sa fréquence de travail) et de niveau 30,9 μV .

caractéristiques τ (μs)	ΔB (KHz)	Sensibilité U_e (6 dB) (μV)	F	U_e (sat.) (μV)	U_s max. (Vcc)	Dynamique D (dB)	gain G (dB)
2	530	2,34	12	70,7	1,5	29,6	91
4	300	2,72	30	70,7	1,5	28,3	91
8	140	2,37	49	70,7	1,5	29,6	91
16	70	1,797	57	70,7	1,5	26,9	91

Tableau(VIII-2): récapitulation des mesures en mode continu des caractéristiques du récepteur.



Figure(VIII-14): Différents niveaux du signal reçu et du signal de référence à la sortie de chaque étage du récepteur.

VIII-2-2 : Mesures en mode radar :

Ce mode de fonctionnement permet de contrôler le récepteur dans les conditions réelles de travail. C'est à dire, en simulant l'écho radar ST, on peut observer la réponse du récepteur et la fréquence Doppler de la cible atmosphérique simulée en mouvement.

Pour cela, nous avons deux façons de procéder. Soit en utilisant les mêmes appareils que dans la manipulation en mode continue, mais en ajoutant un générateur d'impulsions de durée et niveau variables, et deux modulateurs montés selon le schéma de la figure (VIII-15,a) . Soit en réinjectant le signal de sortie RF atténué de 50dB à l'entrée VHF du récepteur. Les impulsions de modulation (Tx puls) seront données par le générateur d'impulsions.

Le montage de la manipulation est alors celui de la figure (VIII-15,b).

Avant d'observer la réponse du récepteur dans ces conditions de travail, il est intéressant de tester les filtres de Bessel et la sortie RF en mode impulsionnel.

a) Réponse impulsionnelle des filtres de Bessel.

En envoyant à l'entrée du filtre de Bessel une série d'impulsions issues du générateur d'impulsions de durée et niveau variables, on observe, à la sortie, la réponse du filtre pour chaque valeur de ζ .

La durée de l'impulsion doit être égale au temps de propagation de groupe " ζ " du filtre .

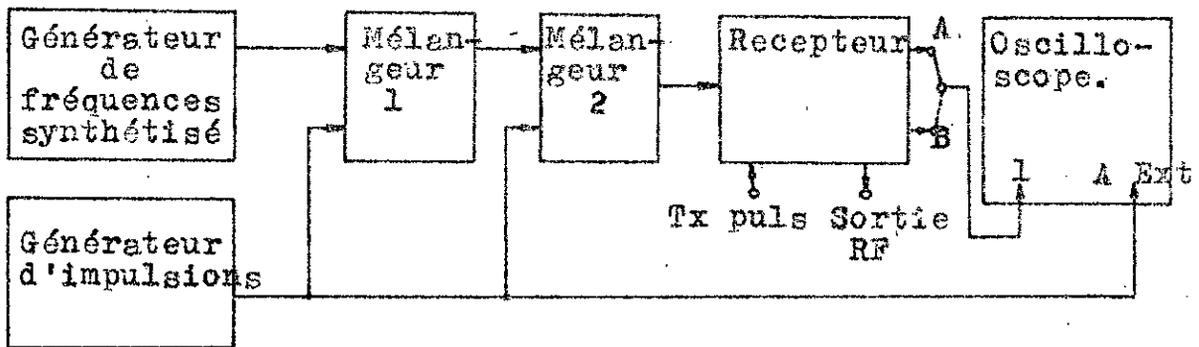
Ces réponses sont illustrées par les figures (VIII-16,a,b,c, et d) prises à l'aide d'un appareil photo sur l'oscilloscope .

Le retard des deux filtres pour chaque valeur de ζ a été mesuré à l'oscilloscope . Il vaut 240 ns .

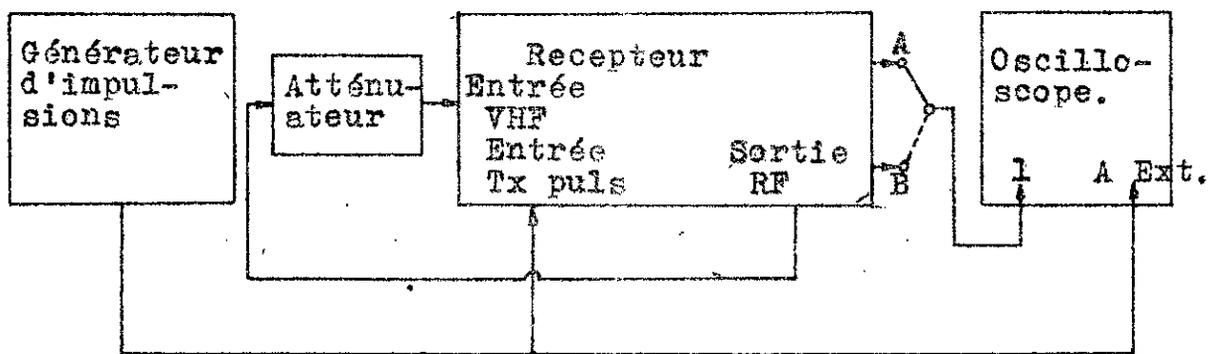
Le gain de l'ensemble filtre de Bessel et amplificateur est de 26dB .

b) Mesure du signal de sortie RF :

Le signal de sortie RF , qui est amplifié en puissance et émis dans l'atmosphère par l'émetteur, est obtenu par modulation on impulsion: le signal modulé est délivré par l'oscillateur d'émission alors que les impulsions modulantes sont issues du pulseur (Fig.I-2).



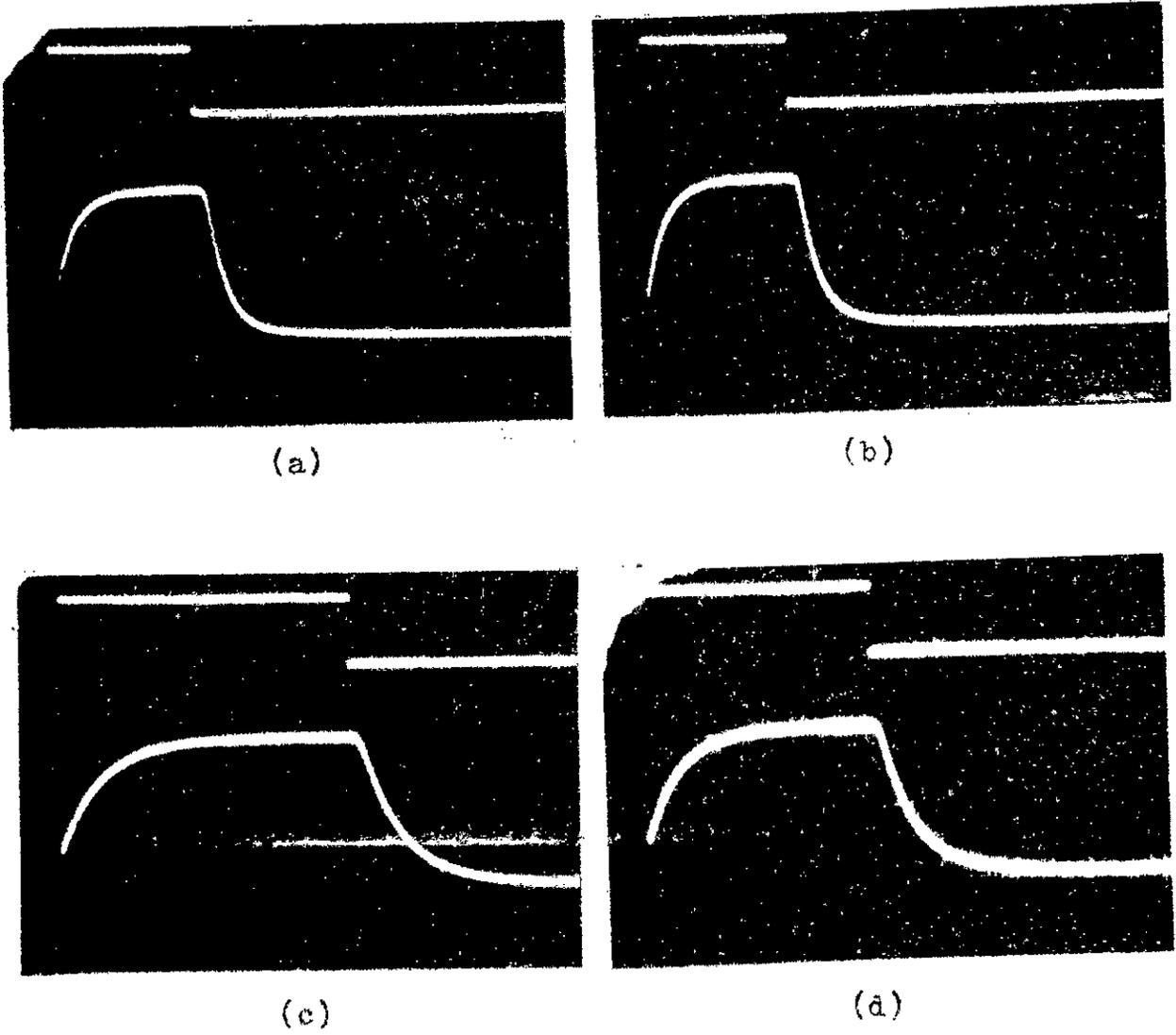
(a)



(b)

Figure(VIII-15): Montages permettant de contrôler le récepteur en mode radar :

- (a)-avec un générateur de fréquences synthétisé,
- (b)-sans un générateur de fréquences synthétisé .



Figure(VIII-16): Réponses impulsionnelles des filtres de BESSEL. Pour chaque figure on a :
 -en haut l'impulsion d'entrée ,
 -en bas la réponse du filtre .
 Le tableau ci-dessous donne les réglages de l'oscilloscope .

Figure	τ (μ s)	Reglage de l'oscilloscope			
		Impulsion d'entrée		Réponse du filtre	
		Temps (μ s/Cm)	Amplitude (V/Cm)	Temps (μ s/Cm)	Amplitude (V/Cm)
a	2	1	0,5	1	5
b	4	2	0,5	2	5
c	8	2	0,5	2	5
d	16	5	0,5	5	5

Si on intraduit, à travers l'entrée " Tx puls " du récepteur, des impulsions d'amplitude 1 V, le signal récupéré à la sortie RF a une amplitude de 3,6 V et un résidu VHF de 15 mV. Ce dernier a la forme donnée par la figure (VIII-17).

Le niveau 1V des impulsions est la valeur maximum que l'étage RF puisse accepter sans se saturer.

La réjection du signal RF est

$$R = 20 \log_{10} \sqrt{\frac{3,6 \cdot 10^3}{15}} = 47,6 \text{ dB} .$$

c) Observation des signaux de sortie (A et B) du récepteur pour les différents ζ .

Ces signaux sont identiques à ceux que le récepteur donnerait dans les conditions réelles de fonctionnement. Ils sont données par les figures (VIII-18, a,b,c, et d).

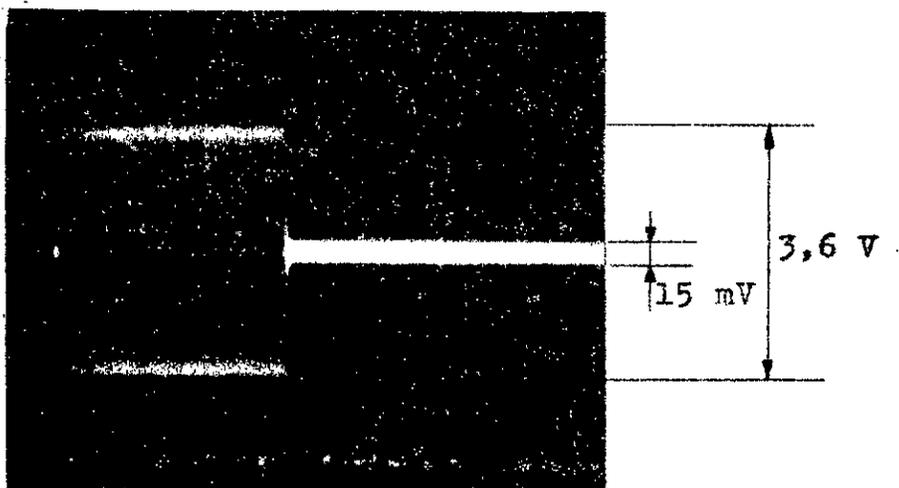
On voit donc que le signal VHF (à 47,8 MHz) n'apparaît pas à la sortie (A et B) du récepteur. Il y a donc une bonne cohérence de fréquence. De même que le signal de sortie ne présente pas de rebond.

Le signal observé à la sortie (A et B) du récepteur est uniquement la réponse impulsionnelle du filtre de Bessel qui oscille à la fréquence Doppler de la cible atmosphérique en mouvement.

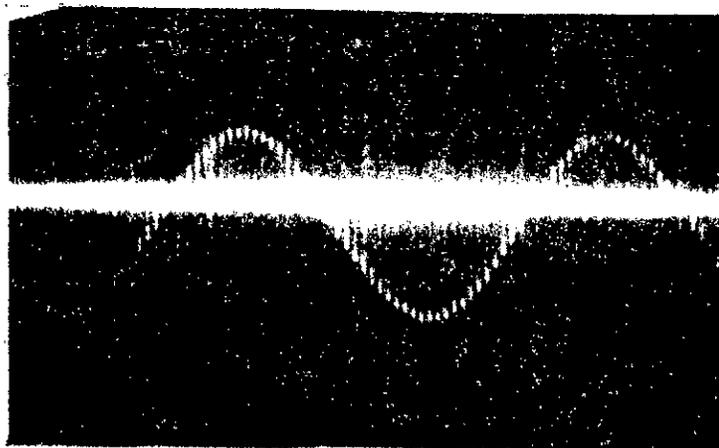
En effet si on simule un effet Doppler de 10Hz, en faisant varier la fréquence VHF(47,8 MHz) de ± 10 Hz, et si on augmente la base de temps de l'oscilloscope, on peut mettre en évidence cet effet Doppler comme le montre la figure (VIII-19).

VIII-3 : Analyse des performances du récepteur réalisé :

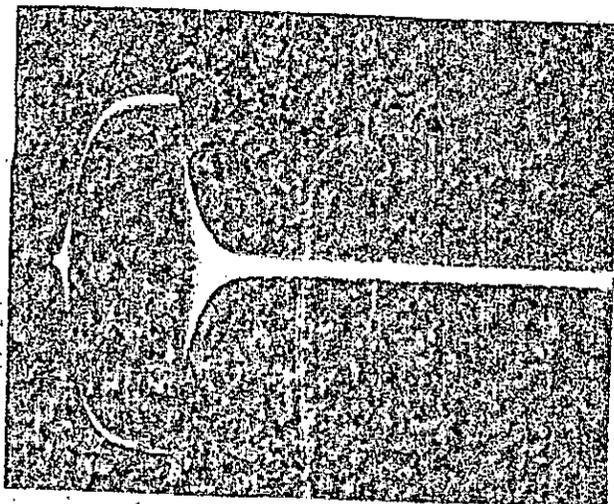
En comparant les caractéristiques du récepteur initial du radar ST du LSEET à celles du récepteur que nous avons mis au point, on obtient respectivement les tableaux de valeurs (VI - 1) et (VIII- 2) et nous constatons que notre récepteur présente :



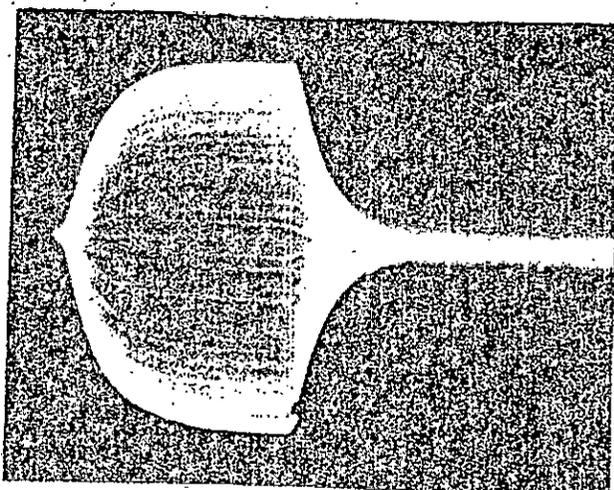
Figure(VIII-17): Forme du signal obtenue à la sortie RF pour des impulsions de 1V d'amplitude .



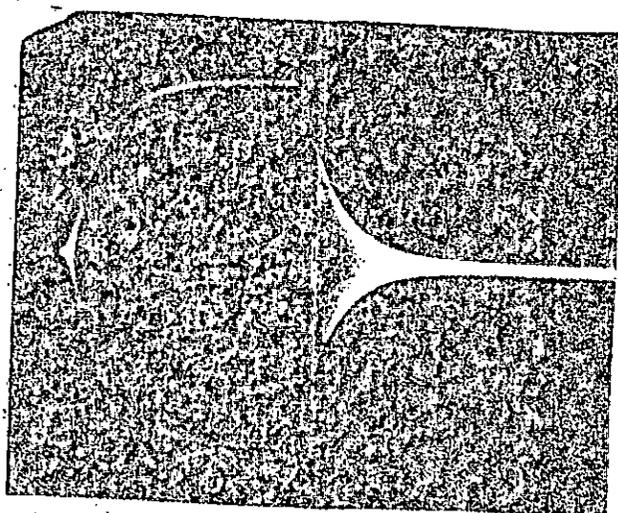
Figure(VIII-19): Observation d'un Doppler de 10Hz sur oscilloscope .



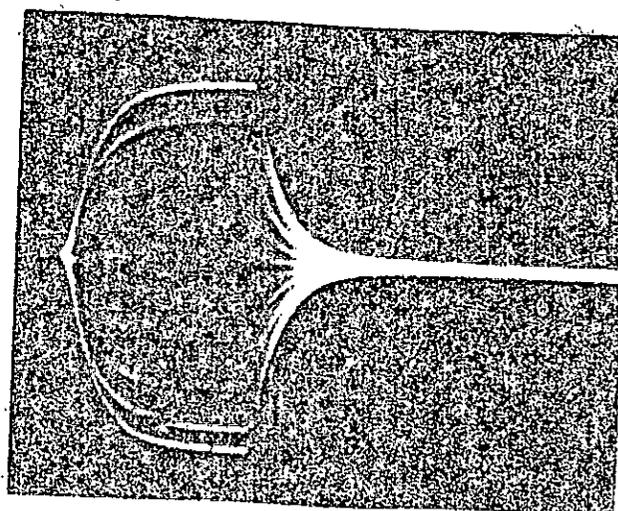
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure(VIII-18): Forme du signal de sortie (A et B) du receptrur en mode radar pour les quatres valeurs de Z :

- | | | |
|-----|---|-------|
| (a) | → | 2. us |
| (b) | → | 4 us |
| (c) | → | 8 us |
| (d) | → | 16 us |

- un meilleur facteur de bruit ,
- une sensibilité plus importante ,
- un temps de propagation de groupe plus court(2 μ s au lieu de 5 μ s); donc une meilleure résolution radar (900 m au lieu de 750 m);
- mais la dynamique demeure insuffisante du fait que celle des mélangeurs est faible .

Théoriquement, le récepteur que nous avons mis au point pourrait permettre un sondage de l'atmosphère à partir de l'altitude 300 m .

Dans la pratique , l'altitude minimale de sondage par radar ST est bien plus élevée que ça .

En effet, avec le récepteur actuel, le radar ST du LSEET ne peut pas sonder à moins de 2 Km d'altitude . Ceci est dû au fait qu'il a :

- un facteur de bruit relativement élevé ,
- une dynamique insuffisante .

Comme le récepteur que nous avons mis au point présente des performances meilleures, nous pouvons dire qu'il peut permettre un sondage de l'atmosphère à moins de 2 Km , soit à partir de 1 Km d'altitude .

On pourrait descendre à plus basses fréquences si l'on place à l'entrée du récepteur(entre l'antenne et l'amplificateur VHF d'entrée) un circuit de protection contre les signaux forts provenant des très basses altitudes

Actuellement, pour les éviter , on retarde volontairement la séquence de réception de quelques μ s au niveau du séquenceur. On sacrifie ainsi les informations de sondage des très basses altitudes contre le risque de destruction de l'étage d'entrée du récepteur .

Comme notre récepteur est plus sensible et de facteur de bruit plus faible ($S_{e \text{ min}} = 2,34 \mu\text{V}$ contre $123 \mu\text{V}$), il doit permettre le sondage de l'atmosphère à plus de 20 Km (25 Km d'altitude environ) .

Bien que notre récepteur soit plus performant, l'objectif atteint est loin d'être idéal : la dynamique et la sensibilité restent encore insuffisantes pour permettre un sondage de la basse atmosphère entre 0 et 30 Km d'altitude .

Les limites de ce type de récepteurs peuvent être attribuées à la technique même de réception super-hétérodyne , où on utilise plusieurs étages d'amplification, de mélange, de filtrage, et deux oscillateurs internes .

La mise au point de ce récepteur confirme donc que bien que meilleures, les performances atteintes avec cette technique de réception dans les radars ST ont des limites que l'on ne peut pas franchir facilement .

Nous pouvons penser alors que les récepteurs à amplification directe, grâce à leurs conception simple basée sur l'utilisation de moins d'étages d'amplification et de mélange sans oscillateurs, puissent vaincre ces limites et permettre d'élargir la gamme des altitudes sondées ; Surtout s'ils sont équipés , à l'entrée, d'un filtre très sélectif ainsi que d'un circuit de protection contre les signaux trop forts , et que chacune de ses étages est fortement blindée .

C O N C L U S I O N

Ce travail nous a permis de montrer que pour déterminer la structure physique de la basse atmosphère, les performances du radar ST dépassent de loin celles des ballons-sondes. Entre-autre le radar ST permet de détecter plus facilement les cas de turbulence anisotrope grâce à ses deux antennes obliques; ainsi que les caractéristiques des couches stables (coefficient de réflexion) et turbulentes (réflectivité de la turbulence). Néanmoins le radar ST ne peut pas sonder toute la basse atmosphère: les altitudes inférieures à 2 Km et supérieures à 20 Km lui échappent. Cet inconvénient peut être associé au récepteur qui possède une faible dynamique, un facteur de bruit élevé, et un temps de propagation de groupe des filtres de sortie assez long.

à partir des mesures du profil de l'indice de réfraction de l'air, la méthode d'étude de la propagation troposphérique des ondes VHF en bistatique par tracé de rayons est indépendante de la fréquence. Elle permet de représenter la trajectoire réelle de l'onde émise à partir d'une altitude donnée sous un angle de tir généralement de l'ordre de 1 ou 2°. Cette méthode met en évidence des effets de guides troposphériques éventuels qui permettent des portées très élevées.

Connaissant la structure physique d'une zone donnée de la basse atmosphère le radar ST peut permettre de simuler une liaison radioélectrique bistatique lorsqu'il tire en vertical sur une couche turbulente. Seulement la portée maximale d'une liaison VHF simulée par radar ST travaillant à 45 MHz (fréquence optimale du radar ST dans le domaine de la météorologie [24]) est de l'ordre de 200 Km.

L'avantage du radar ST dans l'étude de la propagation troposphérique des ondes VHF réside dans le fait que, en plus de son faible coût, il permet d'utiliser ses propres mesures aussi bien pour donner la structure physique de l'atmosphère que pour simuler une liaison bistatique.

La recherche des causes de l'inefficacité du radar ST à sonder les très basses et hautes altitudes de l'atmosphère a débouché sur la nécessité d'améliorer les caractéristiques techniques du récepteur (sensibilité,

facteur de bruit, dynamique, gain, et temps de propagation de groupe des filtres de sortie). Dans ce but, nous avons réalisé un récepteur de radar ST du type super-hétérodyne au laboratoire LSEET(France). Les résultats obtenus sont satisfaisants; mais doivent encore être améliorés davantage .

Les problèmes de brouillage dus au changement de fréquence et de rayonnement des oscillateurs demeurent présents, peut être que l'utilisation d'un récepteur à amplification directe pourrait, avec certaines précautions, donner de meilleurs résultats .

Muni d'un récepteur très performant, le radar ST peut être d'un intérêt considérable pour les recherches aussi bien fondamentales qu'appliquées dans les domaines de météorologie et des télécommunications .

B I B L I O G R A P H I E

- (1)-L. BOITHIAS , F. DUCASTEL, J. VOGÉ : Propagation des ondes radio-électriques.
L'onde électrique, 51, 566, (Juillet-Aout 1971).
- (2)-F. DU CASTEL : Propagation troposphérique et faisceaux hertzien transhorizon .
Edition CHIRON - Paris 6^e (1961).
- (3)- M. CROCHET : Le radar ST à 50 MHz .
Rapport scientifique sur le radar ST du LSEET .
Université de Toulon et du Var-France- (1983) .
- (4)- B.B. BALSLEY , W.L. ECKLUND, D.A. CARTER , and P.E. JOHNSTON:
The MST radar at Poker Flat, Alaska .
Radio Science , 15 , (N°2) , 213, (March-April 1980).
- (5)- K.S. GAGE and B.B. BALSLEY : On the scattering and reflection mechanisms contributing to clear air radar echoes from the troposphere stratosphère, and mésosphère .
Radio Science, 15 , (N°2), 243, (March-April 1980).
- (6)- E. BRUN : Etude de la basse atmosphère par radar ST .
Rapport de stage de DEA .
LSEET- Université de Toulon et du Var-France-(1983).
- (7)-P. AUTONES : Etude du vent horizontal par radar ST .
Rapport de stage-LSEET. Université de Toulon et du Var-France-(1984).
- (8)- P. DEVUYST : La météorologie . Edition EYrolles-Paris(1972).
- (9)- E. VASSY : Physique de l'atmosphère-Tome 3 .
Edition G.Willardès - Paris (1959).
- (10)-J.C. PÉLISSOLO : Role et influence de la troposphère .
Ecole nationale supérieure des techniques avancées (1971).
- (11)-G. BOUDOURIS : Propagation troposphérique.
Centre de documentation universitaire-France- (1957).

- (12)-H. BREMMER : Troposphere models used in propagation theories.
Progress in radio science, 2 , 20 , (1960- 1963).
EPC - Amsterdam-London-New-York (1965).
- (13)-J.A. SAXTON : climatic effects in tropospheric propagation:Radio-
météorological parameters .
Progress in radio science 1960-63 - 2 , 117 .
EPC.- Amsterdam- London- New-York (1965) .
- (14)-F. DUCASTEL : Influences climatiques en propagation troposphérique.
Progress in radio-science . 2 , 105, (1960-63).édition EPC(1965)
- (15)-F. DUCASTEL : Résultats expérimentaux en propagation troposphérique
transhorizon .
Progress in radio science, 2 , 196- 1963 . édition EPC(1965)
- (16)-P. MISME : Quelques aspects de la radiométéorologie et de la radio-
climatologie.
Monograph on radio-wave propagation in the troposphere.
"Proceeding of commission II on radio and troposphere During
the XIIIth général assembly of URSI-London Septembre 1961,169.
Edited by J.A. SAXTON-EPC Amsterdam-new-York (1962).
- (17)- CCIR : Document of the Xth plenary assembly- Geneva 1963
Report 322 : world distribution and characteristics of atmos-
pheric radio noise .
- (18)-P. GRIVET - A. BLAQUIERE : Le bruit de fond.
Edition Masson et Cie .
- (19)- J.L. GREEN and K.S. GAGE : Observations of stable layers in the
troposphere and stratosphere using VHF radar .
Radio science, 15 , (N°2), 395, (March-April 1980).
- (20)-J.L. GREEN and K.S. GAGE : Evidence for specular reflection monos-
tatic VHF radar observations of the stratosphere .
Radio science, 13 ,(N°6), 991, (November-Décember 1978).
- (21)-K.S. GAGE , J.L. GREEN, andd T.E. VAN ZANDT : Used of Doppler
radar of the mesurement of atmosphérique turbulence parameters
from the intensity of clear-air échocs.
Radio science , 15, (N°2), 407, (March-April 1980).

- (22)-H. SAUVAGEOT : Radarmétéorologie; télédétection active de l'atmosphère.
CNET-ENST . Edition Eyrolles-paris (1982).
- (23)-L. ZERBIB : étude de la diffusion turbulente et de la réflexion de
Fresnel par radar ST .
Rapport de stage-LSEET. Université de Toulon et du Var-France-
(1984).
- (24)-S. FERRAT : Etude de la basse atmosphère par radar ST .
Thèse de magister- ENP Alger- (1985) .
- (25)-L. BOITHIAS : Propagation des ondes radioélectriques dans l'environ-
nement terrestre. Dunod-paris(1983).
- (26)-M. MEHENNI : Contribution à l'étude par tracé de rayons de la
propagation H.F. dans la zone saharienne.
Thèse de magister-ENP Alger (1982) .
- (27)-V. NIKOLSKI : Electromagnétique et propagation des ondes radio-
électriques .
Editions MIR-MOSCOU- (1982).
- (28)- GIN : Cours d'émission réception
Dévision transmission - Saint Mandrier- Toulon(1975).
- (29)-J. DARRICAU : Physique et théorie du radar-Tomes I et II .
Edition SODIPE - Paris (1973) .
- (30)-B.B. BALSLEY : a portable, frequency-coherent spectrum
analyser for radar application,
NOAA, Boulder, Colorado - (March 1971).
- (31)- Tycho technology incorporated: RX-50 receiver instruction manuel.
(28 August 1982).
- (32)-P. BILDSTEIN : Filtres actifs.
Editions radio - Paris
- (33). Notices techniques des oscillateurs à quartz des firmes
DIMEL et THOMSON-CSF .
- (34).A. PELAT : Synthèse et réalisation pratique des filtres actifs .
Electronique application , (N°9), 115, (1977).

ANNEXES

A N N E X E 1

I/- Calcul du rayon de courbure " ρ " en un point de la trajectoire d'une onde radioélectrique :

Considérons une onde radioélectrique qui se réfracte dans l'atmosphère et qui suit une trajectoire curviligne représentée par la courbe (t) dans la figure 1 .

Soient deux points quelconques A et B de cette trajectoire situés respectivement aux altitudes h et (h + dh), et d'indices de réfraction n et (n + dn) .

Le rayon de courbure de (t) au point A est représenté par le segment AK = ρ .

On peut écrire aussi $\rho = BK$, et par conséquent :

$$AB = \rho \cdot d\theta \quad (1)$$

$$AD = r \cdot d\varphi \quad (2)$$

avec $r = R + h$ et $dr = R + h + dh$

En considérant le triangle ADB rectangle en D on a :

$$\cos \alpha = \frac{AD}{AB} \quad (3) \quad \text{et} \quad AB = \frac{dr}{\sin \alpha} \quad (4)$$

Les triangles ACO et BCK permettent d'écrire :

$$d\varphi = d\theta + d\alpha \quad (5)$$

La loi de DESCARTES entre les points A et B est

$$n r \cos \alpha = (n + dn) (r + dr) \cos(\alpha + d\alpha) \quad (6)$$

avec l'approximation suivante

$$\cos(\alpha + d\alpha) = \cos \alpha - \sin \alpha \cdot d\alpha \quad (7)$$

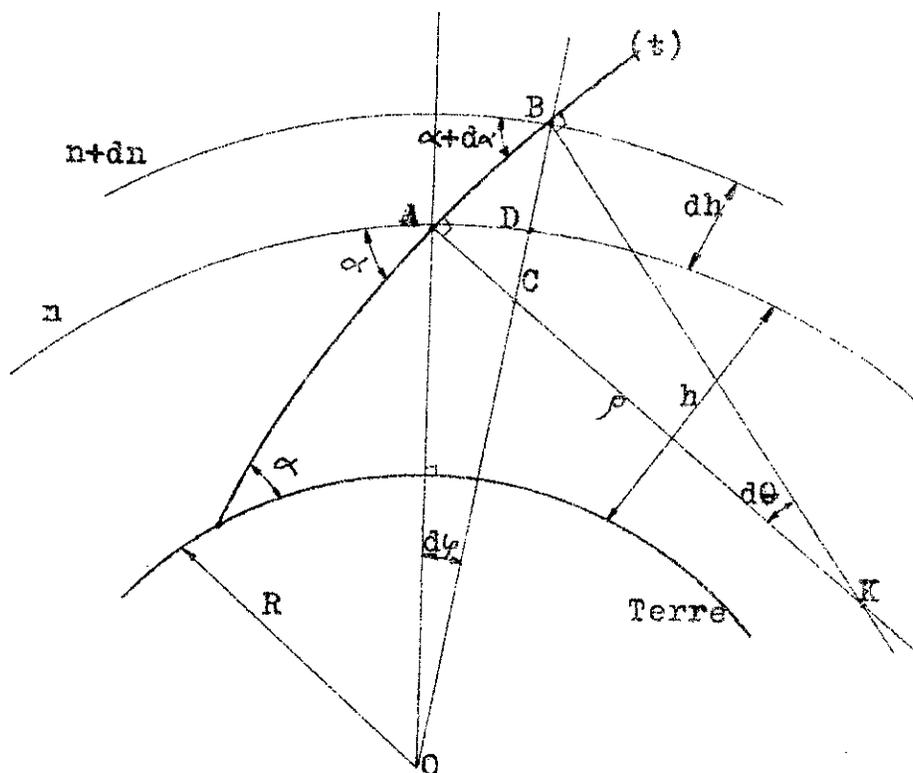


Figure-1-: Rayon de courbure de la trajectoire (t) au point A .

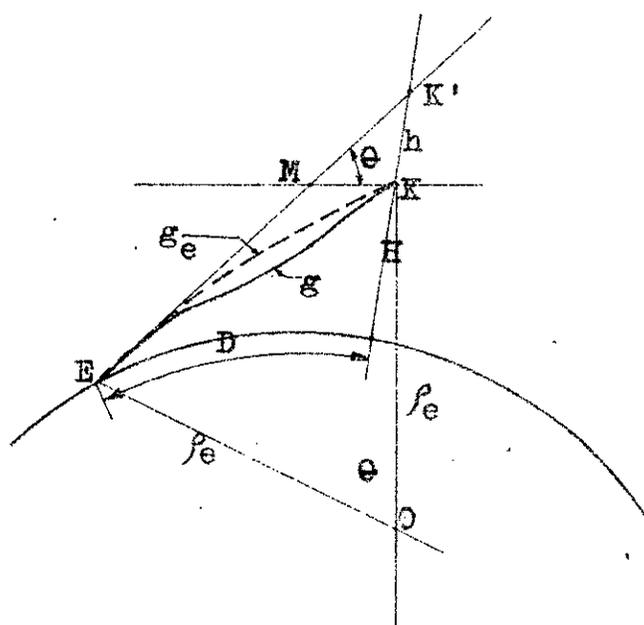


Figure-1-: Gradient équivalent d'indice de réfraction .

l'expression (5) peut se mettre sous la forme :

$$d\alpha = \left(\frac{d\alpha}{r} + \frac{dn}{n} \right) \operatorname{catg} \alpha \quad (8)$$

La combinaison des expressions (1), (2), (3), (5) et (8) donne :

$$AB = \frac{\rho \left(\frac{dr}{r} + \frac{dn}{n} \right) \operatorname{catg} \alpha}{1 + \frac{\rho}{r} \cos \alpha} \quad (9)$$

et avec l'expression (4) on a finalement le rayon de courbure " ρ " au point A de la trajectoire (t) de l'onde radioélectrique considérée :

$$\rho = \frac{n}{g \cdot \cos \alpha}$$

avec $g =$ gradient d'indice de réfraction $(= \frac{dn}{dr})$.

II/- Calcul du gradient équivalent " g_e " d'indice de réfraction :

Considérons une onde radioélectrique dont la trajectoire est représentée par la courbe (t) de la figure 2, entre l'émetteur E et un point K situé à une altitude H.

La définition du gradient équivalent d'indice, telle qu'elle a été donnée au paragraphe 1 du chapitre II, entraîne que la trajectoire entre les deux points considérés est un arc de cercle de rayon ρ_e .

En considérant les triangles OMK et MKK' rectangles tous les deux en K' (KM est la tangente en K au cercle de rayon ρ_e), on peut écrire :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{h}{KM} = \frac{D}{\rho_e}$$

et en approximant KM par $\frac{D}{2}$ on a finalement :

$$\frac{1}{\rho_e} = \frac{2h}{D^2}$$

$$\text{or } \frac{1}{\rho_e} = g_e$$

$$\text{donc } g_e = \frac{2h}{D^2}$$

A N N E X E

EQUATION DE PROPAGATION PAR DIFFUSION TURBULENTE EN BISTATIQUE.

Considérons un milieu de propagation dont l'indice de réfraction est de la forme :

$$n(R) = 1 + S_n(R) \quad (1)$$

Dans ce milieu, la propagation d'un rayonnement de vecteur de Hertz $\vec{\pi}$ est régie par l'équation :

$$\Delta \vec{\pi} + k^2 n^2 \vec{\pi} = 0 \quad (2)$$

Si $\vec{\pi}$ fluctue autour d'une valeur moyenne $\vec{\pi}_0$ on peut écrire

$$\vec{\pi} = \vec{\pi}_0 + S\vec{\pi} \quad (3)$$

et par suite, l'équation (2) devient :

$$\Delta \vec{\pi}_0 + k^2 \vec{\pi}_0 + \Delta S\vec{\pi} + k^2 S\vec{\pi} + k^2 2 S_n (\vec{\pi}_0 + S\vec{\pi}) = 0 \quad (4)$$

Or, dans le cas où le rayonnement incident n'est pas affecté par les fluctuations du milieu, on a :

$$\Delta \vec{\pi}_0 + k^2 \vec{\pi}_0 = 0 \quad (5)$$

et en négligeant $S\vec{\pi}$ devant $\vec{\pi}_0$ dans le dernier terme de l'équation de propagation (4), celle-ci devient :

$$\Delta S\vec{\pi} + k^2 S\vec{\pi} + k^2 2 S_n \vec{\pi}_0 = 0 \quad (6)$$

Dont la solution générale donne le champ élémentaire d $S\vec{\pi}$ diffusé par un élément de volume dV dans une direction \vec{R}' :

$$d \mathcal{S} \vec{\Pi} = \frac{1}{4 \pi} \frac{k^2}{R'} \frac{2 \operatorname{Sn} \vec{\Pi}_0}{R'} dV \quad (7)$$

La puissance élémentaire dP diffusé par deux éléments dV et dV_1 d'un volume V est donnée par :

$$dP = P_1 \frac{4 k^4}{16 \pi^2} \left(\frac{\operatorname{Sn}(\vec{R})}{R'} \cdot \exp \left[j \vec{k} (\vec{R} - \vec{R}') \right] dV \right) \cdot \left(\frac{\operatorname{Sn}(\vec{R}_1)}{R'_1} \cdot \exp \left[j \vec{k} (\vec{R}_1 - \vec{R}'_1) \right] dV_1 \right) \quad (8)$$

où P_1 est la puissance incidente .

La puissance totale P diffusé par le volume V dans la direction sera alors :

$$P = \int_V dP = P_1 \frac{k^4}{4 \pi^2} \cdot \frac{1}{R'^2} \int_V \operatorname{Sn}(\vec{R}) \operatorname{Sn}(\vec{R}_1) \cdot \exp \left[j \vec{k} (\vec{R} - \vec{R}' + \vec{R}_1 - \vec{R}'_1) \right] dV dV_1 \quad (9)$$

Or, comme $\vec{R}_1 = \vec{R} + \vec{r}$ et $\vec{R}'_1 = \vec{R}' - \vec{r}$, on a

$$\vec{k} (\vec{R} - \vec{R}' + \vec{R}_1 - \vec{R}'_1) = \vec{k} (\vec{R} - \vec{R}' + (\vec{R} + \vec{r}) - (\vec{R}' - \vec{r})) = 2 \vec{k} \vec{r}$$

puisque \vec{k} est colinéaire à \vec{R} et à \vec{R}' .

d'autre part, l'échelle des irrégularités peut être mesurée par le nombre K , qui est le module du vecteur de diffusion \vec{K} et par la projection de \vec{k} sur la bissectrice de l'angle φ . (voir figure 2) .

$$\text{donc } K = 2 k \sin \frac{\varphi}{2} \quad (10)$$

k étant le nombre d'onde $(= \frac{2\pi}{\lambda})$.

D'où l'on a :

$$2 \vec{k} \cdot \vec{r} = 2 k \cdot r \cdot \sin \frac{\theta}{2}$$

$$= e \cdot K \cdot r$$

Par conséquent, la puissance P sera , pour $R \approx R'$:

$$P = P_1 \frac{k^4}{4 \pi^2} \cdot \frac{1}{R'^2} \int_V e^{jKr} \left[\iint_V \text{sn}(\vec{R}) \cdot \text{sn}(\vec{R} + \vec{r}) d^3R \right] d^3r \quad (11)$$

Si la turbulence est homogène et isotrope , on peut remplacer dans le terme entre crochets, les vecteurs par les longueurs et introduire la fonction de corrélation :

$$\hat{v}_n(r) = \frac{1}{\text{sn}^2} \int_V \text{sn}(R) \text{sn}(R+r) d^3R \quad (12)$$

et le spectre de turbulence

$$S(K) = \int_V \hat{v}_n(r) e^{jKr} d^3r \quad (13)$$

La puissance P sera alors : $P = P_1 \frac{k^4}{4 \pi^2} \cdot \frac{1}{R'^2} \cdot \overline{\text{sn}^2} \cdot S(K)$ (14)

La densité de puissance diffusé par unité de volume , unité d'angle solide, et unité de puissance incidente sera alors :

$$\mathcal{P} = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \cdot \overline{\text{sn}^2} \cdot S(\mathbb{K}) \quad (15)$$

La puissance totale P_d recevable par diffusion turbulent à partir du volume total "V" de diffusion est : (voir figure 3)

$$P_d = P_e \frac{\lambda^2}{16 \pi^2} \int_V \frac{G_e G_r}{d_e^2 d_r^2} \mathcal{P}(K) dV \quad ($$

où P_e : puissance émise ,

G_e , G_r : gains des antennes d'émission et de réception dans la direction de l'élément de volume dV considéré ;

d_e, d_r : distance de cet élément dV à l'émetteur E et au récept

Si l'on définit une distance moyenne D entre E et R telle que

$$\frac{1}{D^2} = \frac{1}{4 d_e d_r}$$

la puissance P_d peut s'écrire aussi :

$$P_d = P_e \frac{\lambda^2 G_e G_r}{\pi^2 D^4} \int_V \mathcal{P}(K) dV$$

Le calcul de celle-ci revient à celui de l'intégrale

$$I = \int_V P(k) dV = \int_V \frac{\pi^2}{\lambda^4} \overline{\sin^2} \cdot S(K) dV$$

Pour calculer cette intégrale on est amené à supposer :

- un choix du volume " V " de diffusion ,
- des hypothèses sur la variation des paramètres de turbul dans ce volume, (choix de S(K))
- un choix judicieux du système de coordonnées qui pourrait faciliter cette intégration .

Le volume de diffusion V étant limité , il peut être considéré assez petit de sorte que l'on puisse remplacer l'intégrale I par produit :

$$I = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \cdot \overline{\sin^2} \cdot S(K) \cdot V \quad (20)$$

La puissance reçue par diffusion turbulente s'écrit alors

$$P_d = P_e \cdot \frac{G_e G_r}{D^4 \lambda^2} \cdot \overline{\sin^2} \cdot S(K) \cdot V \quad (21)$$

Si l'on suppose que les antennes d'émission et de réception ont des ouvertures (à 3 dB) φ égales, et que le volume de diffusion est situé au milieu de la distance " D " séparant ces deux antennes, ce volume est donné [9]

par : (figure 3)

$$V = \frac{8}{3} \frac{h^3}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (22)$$

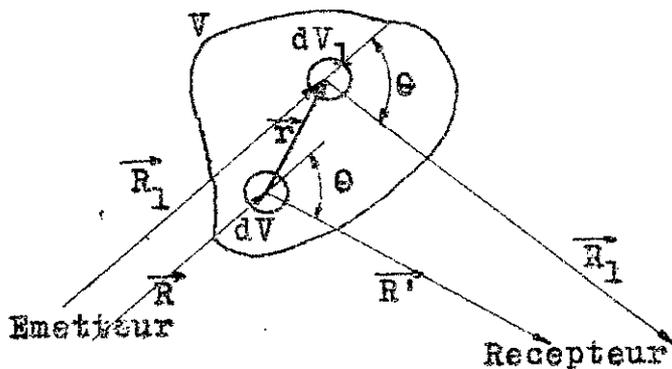


Figure-1.

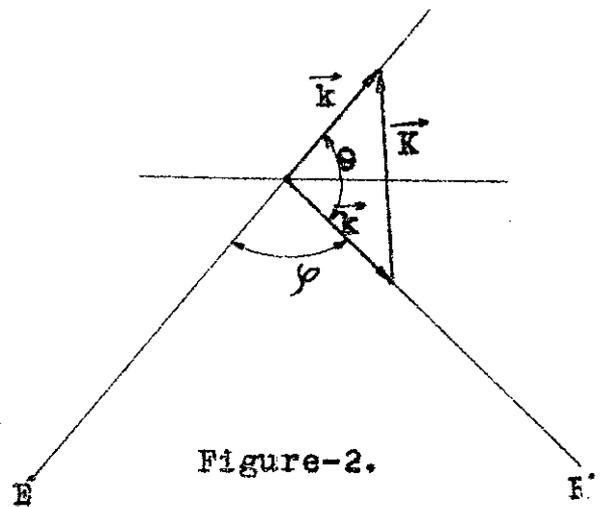


Figure-2.

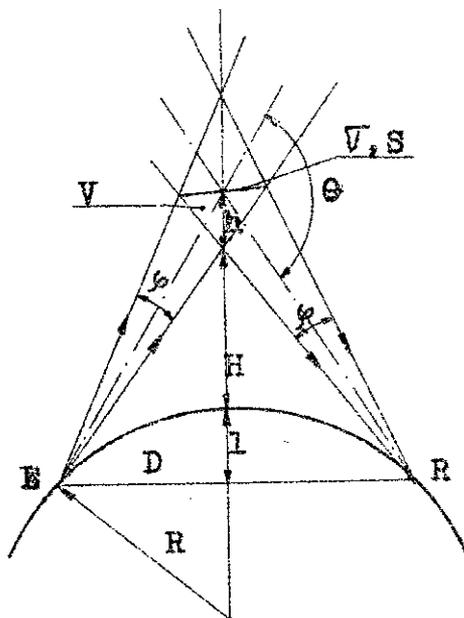


Figure -3.

ZONE DE FRESNEL ET CRITERE DE RAYLEIGH
RELATIF AUX SURFACES PLANES .

1/- ZONE DE FRESNEL :

Soient deux points voisins P et M de l'atmosphère en visibilité des extrémités d'une liaison entre un émetteur E et un récepteur R (figure 1).

D'après la théorie ondulatoire, une variation locale de l'indice de réfraction au point P n'apporte de perturbations que si la différence de marche entre les trajectoires EMR et EPR est supérieur à $\frac{\lambda}{2}$.

D'où l'on déduit que le lieu des points P , pour lesquels cette différence de marche est inférieure à $\frac{\lambda}{2}$, est un ellipsoïde (dit de Fresnel)

Centré en M :

- de grand axe horizontal transversal

$$L = \frac{\sqrt{\lambda d}}{\sin \alpha}$$

, pour α petit (ce qui est toujours le cas dans la troposphère) on

$$L = \frac{\sqrt{\lambda d}}{\alpha}$$

- et de petit axe $l = \sqrt{\lambda d}$.

2/- CRITERE DE RAYLEIGH :

Si une portion de l'atmosphère, contenue dans un ellipsoïde de Fresnel, présente une irrégularité maximale h (figure 2), sa surface peut être considérée comme plane pour toute onde incidente dont la longueur vérifie la relation suivante :

$$\lambda < 4 h \sin \alpha$$

qui pour α petit sera

$$\lambda < 4 h \alpha$$

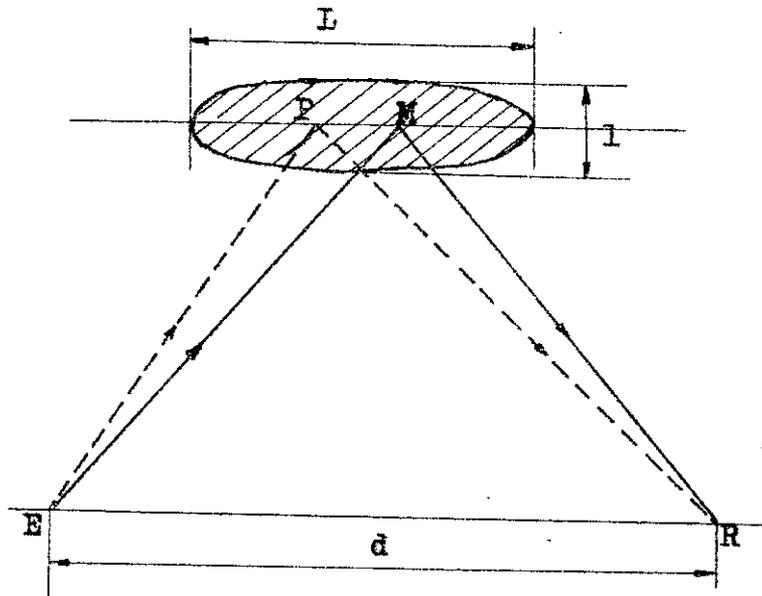


Figure-1-: Zone de Fresnel .

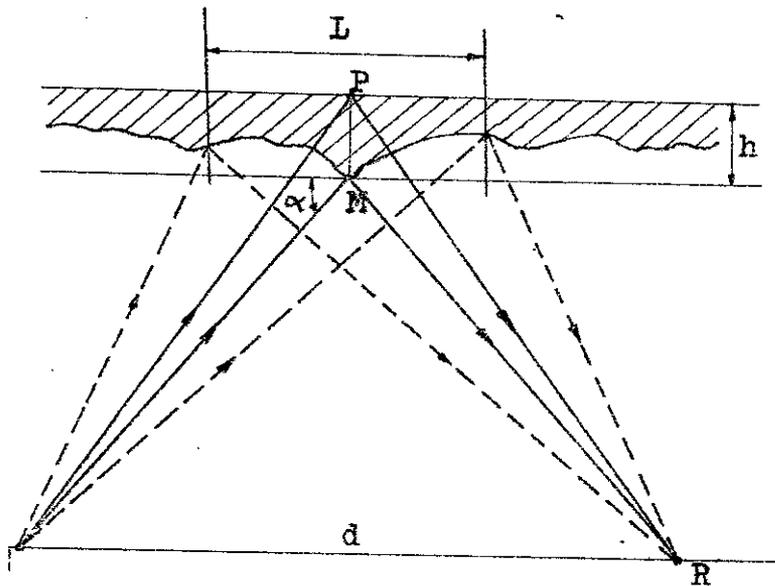


Figure-2-: Critère de Rayleigh relatif
au surfaces planes .

METHODE ANALYTIQUE DE TRACE DE RAYONS.

Considérons la relation fondamentale de propagation en atmosphère sphérique (loi de DESCARTES) qui peut s'écrire

$$n r \cos \alpha = \text{constante} \quad (1)$$

avec $r = R + y$ (Fig. 1)

Comme α est petit, on peut écrire

$$\cos \alpha \simeq 1 - \frac{\alpha^2}{2} \quad (2)$$

En remplaçant n et r par

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6}$$

$$r = R + y$$

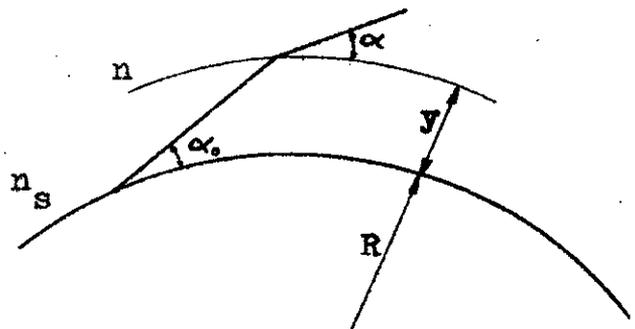


Figure 1 .

la relation(1) s'écrit au deuxième ordre près

$$N \cdot 10^{-6} + \frac{y}{R} - \frac{\alpha^2}{2} = \text{constante} \quad (4)$$

Si l'on utilise comme unités pratiques :

- le mètre pour l'altitude ($\frac{dN}{dy}$ est alors exprimé en unités

N/Km),

- le millier de kilomètres pour R ($R = 6,37$, $\frac{1}{R} = 0,157$),

- le milliradian pour l'angle α ,

la relation (4) s'écrit

$$N + \frac{y}{R} - \frac{\alpha^2}{2} = \text{constante} \quad (5)$$

Si l'indice de refraction présente un gradient $\frac{dN}{dy}$, on peut écrire

$$N = N_s + \frac{dN}{dy} \cdot y \quad (6)$$

où N_s est l'indice au sol .

Et par conséquent l'expression (5) devient

$$N_s + \left(\frac{dN}{dy} + \frac{1}{a} \right) y - \frac{\alpha^2}{2} = \text{constante} \quad (7)$$

En posant $b = \frac{1}{R} + \frac{dN}{dy}$, la relation (7) devient (puisque N_s est une constante):

$$b y - \frac{\alpha^2}{2} = \text{constante} \quad (8)$$

On remarque que b est le gradient de l'indice de refraction modifié ($\frac{dM}{dy} = \frac{d}{dy} \left(N + \frac{y}{R} \right) = \frac{dN}{dy} + \frac{1}{R}$).

à représentation à terre plane, pour un émetteur situé à l'altitude y_0 , cette relation (8) s'écrit : (Fig . 2)

$$b y_0 - \frac{\alpha_0^2}{2} = b y - \frac{\alpha^2}{2} \quad (9)$$

Par différenciation , la relation (9) donne :

$$b dy - \alpha d\alpha = 0 \quad (10)$$

d'autre part, comme l'angle α est petit on a

$$\frac{dy}{dx} = \text{tg} \alpha \approx \alpha \quad (11)$$

En integrant ces deux expression ((10) et (11)) entre y et y_0 , et α et α_0

On obtient la représentation paramétrique(ou analytique) de la trajectoire

$$\begin{cases} b x = \alpha - \alpha_0 \\ b(y-y_0) = \frac{\alpha^2}{2} - \frac{\alpha_0^2}{2} \end{cases} \quad (12)$$

Élimination du paramètre α de ces deux expressions donne l'équation cartésienne suivante de la trajectoire de l'onde :

$$y = y_0 + \alpha_0 \cdot x + \frac{b}{2} x^2 \quad (13)$$

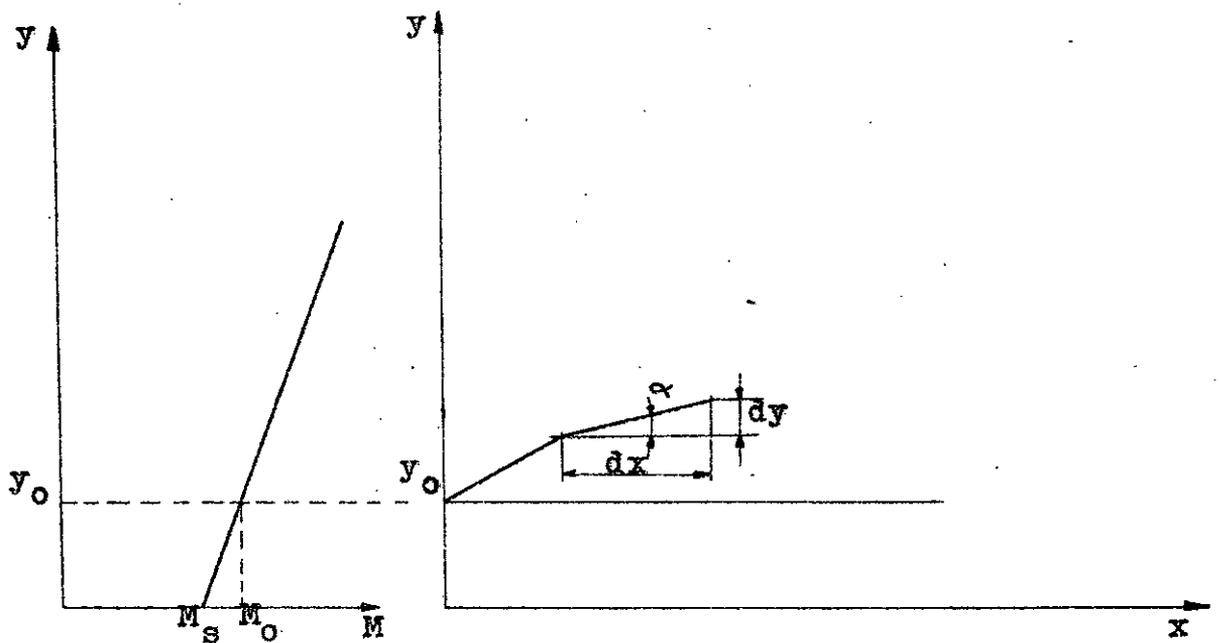


Figure 2 : Representation à terre plane .

A N N E X E 5

Généralités sur les antennes .

L'aptitude d'une antenne à concentrer l'énergie émise ou reçue dans une direction donnée est mesurée par son gain .

Si θ et φ sont les coordonnées angulaires déterminant une direction de rayonnement à partir de la direction maximale, le gain d'une antenne dans la direction (θ, φ) pour un trajet (émission ou réception) est défini par le rapport :

$$G(\theta, \varphi) = \frac{S_i(\theta, \varphi)}{\text{Siso.}}$$

où $S_i(\theta, \varphi)$: densité du flux de puissance rayonnée par l'antenne par unité d'angle solide dans la direction (θ, φ) .

Siso. : valeur moyenne de la densité du flux de puissance du rayonnement isotrope d'une source de même puissance .

$G(\theta, \varphi)$ est aussi appelé fonction de gain de l'antenne .

On peut différencier deux types de gain pour une antenne :

- Le gain de directivité G_d (appelé aussi directivité) qui correspond à $G(\theta, \varphi)$ pour $\theta = \varphi = 0$.
- Le gain en puissance G_0 (souvent appelé tout simplement gain) défini par le rapport :

$$G_0 = \frac{\text{intensité effective du rayonnement sur l'axe}}{\text{valeur moyenne du rayonnement isotrope correspondant à la puissance à l'entrée de l'antenne .}}$$

$$\text{ou } G_0 = \int_r \cdot G_d \quad (2-a)$$

où ρ_r = facteur d'efficacité radioactive de l'antenne . Il représente les pertes dues aux défauts d'illumination de l'antenne par la source primaire , et toutes les pertes de puissances .
 (pour une antenne de bonne qualité ρ_r varie de 0,5 à 0,7).

Le faisceau utile d'une antenne est celui compris entre l'axe de l'antenne et la direction angulaire pour laquelle l'énergie est la moitié (- 3 d B) de la valeur maximale sur l'axe .

On définit aussi une fonction de distribution du gain $G(\theta, \varphi)$ d'antenne normalisée par le gain en puissance G_0 sur l'axe par :

$$f^2(\theta, \varphi) = \frac{G(\theta, \varphi)}{G_0} \quad (3)$$

sur l'axe du faisceau, c'est à dire pour $\theta = \varphi = 0$, on a

$$f^2(\theta, \varphi) = 1$$

Pour une liaison bistatique, le gain global des deux trajets (émission et réception) est le produit des gains de chacune des 2 antennes .

Pour une liaison monostatique, le gain global est :

$$G^2(\theta, \varphi) = G_0^2 \cdot f^4(\theta, \varphi) . \quad (4)$$

Comme le gain G_0 est l'aptitude de dériver la puissance émise ou reçue suivant une direction (θ, φ) donnée, on peut exprimer le gain G_0 en fonction de θ et φ .

La puissance est rayonnée suivant une sphère de rayon r .

Le faisceau de rayonnement suivant la direction (θ, φ) éclaire une partie S de la surface de cette sphère (figure 1)

$$S = \frac{\pi r^2 \cdot \theta \varphi}{4}$$

la surface de la sphère = $4 \pi r^2$

d'où le gain

$$G_0 = \frac{4 \pi r^2}{\pi r^2 \theta \varphi / 4} = \frac{16}{\theta \varphi}$$

Lorsqu'une antenne travaille, ce n'est pas toute sa surface réelle A_p qui rayonne de l'énergie, on définit alors une surface efficace A_e d'une antenne par :

$$A_e = f_a \cdot A_p \quad (5)$$

avec A_p = surface réelle de l'antenne

f_a = coefficient d'efficacité de l'antenne.

Dans une direction (θ, φ) , la surface efficace $A_e(\theta, \varphi)$ d'une antenne est liée avec le gain G_0 par :

$$A_e(\theta, \varphi) = \frac{G_0 \lambda^2}{4\pi} \cdot f^2(\theta, \varphi) \quad (6)$$

sur l'axe de l'antenne ($\theta = \varphi = 0$) cette relation devient :

$$A_e = \frac{G_0 \lambda^2}{4\pi} \quad (7)$$

Comme toute onde est atténuée par le milieu de propagation, on définit un coefficient d'atténuation "a" par unité de longueur pour un trajet double, par :

$$a' = - \frac{1}{2} \frac{dS}{dr} \quad (8)$$

où dS : perte d'énergie ,

dr : distance parcourue par l'onde ,

Et l'atténuation A à une distance r , pour un trajet double, est donné par :

$$A^2 = \frac{P}{P_0} = \exp(-2 \int_0^r a' dr)$$

$$\text{ou } A^2 = \frac{P}{P_0} = 10^{-0,2 \int_0^r a dr} \quad (9)$$

avec "a" exprimé en dB par unité de longueur .

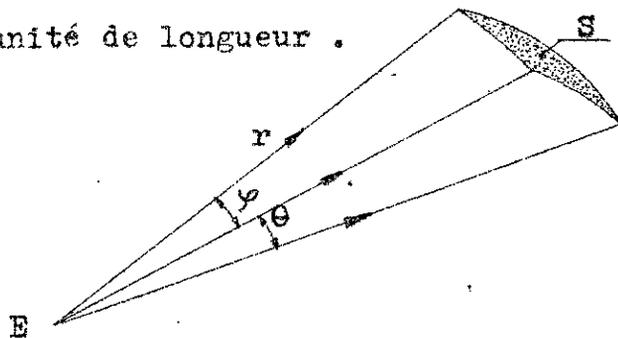


Figure 1 : Surface sphérique éclairée par un faisceau de direction (θ, φ) .

A N N E X E 6

PROGRAMMES DE TRAITEMENT DE DONNEES METEO.,
TRACEE DE RATONS EN BISTATIQUE , ET DE
PROPAGATION EN MONOSTATIQUE PAR RADAR ST.

```
100 REM =====
110 REM =  TRAITEMENT DE DONNEES METEO. CRA=
120 REM =====
130 REM LECTURE DES DONNEES
140 REM *****
150 INIT
160 PRINT "DONNEES ENTREES PAR CASSETTE(1) OU MANUELLE(2)?"
170 INPUT FO
180 GO TO FO OF 290,190
190 PRINT "NOMBRE DE DONNEES?"
200 INPUT K
210 DIM ZO(K),PO(K),TO(K),UO(K),RO(K)
220 PRINT "ENTREZ JOUR,MOIS,ANNEE ,HEURE TU"
230 INPUT J1,M1,A1,H1
240 FOR I=1 TO K
250     PRINT "ENTREZ ALTITUDE,PRESS.,TEMP.,HUMIDITE REL.,RAFF. DE "
260     INPUT ZO(I),PO(I),TO(I),UO(I),RO(I)
270 NEXT I
280 GO TO 400
290 PRINT "NUMERO DE FICHER?"
300 INPUT X
310 FIND X
320 READ @33:J1,M1,A1,H1,K
330 DIM ZO(K),PO(K),TO(K),UO(K),RO(K)
340 FOR I=1 TO K
350     READ @33:ZO(I),PO(I),TO(I),UO(I),RO(I)
360 NEXT I
370 PRINT J1,M1,A1,H1,K
380 PRINT ZO,PO,TO,UO,RO
390 DIM Z(K),P(K),T(K),U(K),R(K)
```

```

400 PAGE
410 REM CLASSEMENT DES DONNEES
420 REM *****
430 MO=0
440 FOR I=1 TO K
450     IF ZO(I)=99999 THEN 510
460     IF ZO(I)<0 THEN 510
465     IF FO(I)<0 THEN 510
470     IF TO(I)=-99.9 THEN 510
475     IF UC(I)<0 THEN 510
477     IF RO(I)<0 THEN 510
480     MO=MO+1
490     Z(MO)=ZO(I)
495     P(MO)=FO(I)
500     T(MO)=TO(I)
505     U(MO)=UO(I)
507     R(MO)=RO(I)
510 NEXT I
520 DELETE ZO,FO,TO,UO,RO,N,M,S,T9,69
530 K=MO
540 DIM Z(K),P(K),T(K),U(K),R(K)
550 FOR I=1 TO K
560     S=I
570     FOR J=I TO K
580         IF Z(S)<Z(J) THEN 600
590         S=J
600     NEXT J
610     ZO=Z(S)
615     Z(S)=Z(I)
617     Z(I)=ZO
620     FO=P(S)
625     P(S)=F(I)
627     F(I)=FO
630     TO=T(S)
635     T(S)=T(I)
637     T(I)=TO
640     UO=U(S)
645     U(S)=U(I)
647     U(I)=UO
650     RO=R(S)
655     R(S)=R(I)
657     R(I)=RO
670 NEXT I
680 MO=0
690 FOR I=1 TO K-1
700     IF Z(I)=Z(I+1) THEN 740
710     MO=MO+1
720     Z(MO)=Z(I)

```

```

725     P(M0)=P(I)
730     T(M0)=T(I)
735     U(M0)=U(I)
737     R(M0)=R(I)
740 NEXT I
750 PRINT J1,M1,A1,H1,K
760 PRINT Z,P,T,U,R
770 K=M0
780 DIM Z(K),P(K),T(K),U(K),R(K),N(K),M(K),B(K),T9(K),B9(K),R1(K)
785 REM TRACEE DE COURBES
786 REM *****
790 PRINT "TRACEUR(1) OU COSOLE(32)?"
800 INPUT O
810 PRINT "QUE VOULEZ VOUS ?"
820 PRINT "PROFIL DE TEMPERATURE(1)"
830 PRINT "PROFIL DE TEMPERATURE POTENTIELLE(2)"
840 PRINT "GRADIENT DE TEMP. POT. (3)"
850 PRINT "INDICE DE REFRACTION(4)"
860 PRINT "INDICE DE REFR. MODIFIE(5)"
870 PRINT "GRADIENT D'INDICE DE REFR.(6)"
880 PRINT "GRADIENT D'INDICE MODIFIE(7)"
885 PRINT "RAPPORT DE MELANGE (8)"
886 PRINT "COINDICE DE REFRACTION ATMOS. STANDARD (9)"
887 PRINT "COINDICE DE REFR. MODIFIE ATM. STANDARD (10)"
890 INPUT X
900 PRINT "ENTREZ LE WINDOW"
910 INPUT W1,W2,W3,W4
920 V1=20
925 V2=120
930 V3=20
932 V4=90
935 WINDOW W1,W2,W3,W4
936 VIEWPORT 20,90,20,70
938 PAGE
940 GO TO X OF 950,1310,1410,1530,1720,1840,0,1640,2000,2080
950 REM TRACEE DE PROFIL DE TEMPERATURE (Deg c)
960 REM -----
970 GOSUB 6000
1160 MOVE @0:T(2),Z(2)/1000
1170 FOR I=3 TO K
1180     DRAW @0:T(I),Z(I)/1000
1190 NEXT I
1300 GO TO 6460
1310 REM TRACEE DE PROFIL DE TEMPERATURE POTENTIELLE (Deg c)
1320 REM -----
1330 GOSUB 6000
1340 T9(2)=T(2)*(1000/P(2))^0.28586

```

```

1350 MOVE @0:T9(2),Z(2)/1000
1360 FOR I=3 TO K
1370     T9(I)=T(I)*(1000/P(I))^0.28586
1380     DRAW @0:T9(I),Z(I)/1000
1390 NEXT I
1400 GO TO 6460
1410 REM GRADIENT DE TEMP. POT.
1420 REM -----
1430 GOSUB 6000
1435 FOR I=1 TO K
1436     T9(I)=T(I)*(1000/P(I))^0.28586
1437 NEXT I
1440 FOR I=1 TO K-1
1450     G9(I)=(T9(I+1)-T9(I))/(T9(I)*(Z(I+1)-Z(I)))
1460 NEXT I
1470 MOVE @0:G9(2)*1000,Z(2)/1000
1475 DRAW @0:G9(2)*1000,Z(3)/1000
1480 FOR I=3 TO K-1
1490     DRAW @0:G9(I)*1000,Z(I)/1000
1495     DRAW @0:G9(I)*1000,Z(I+1)/1000
1500 NEXT I
1510 MOVE @0:0,W3
1520 FOR I=M3 TO M4 STEP 0.1
1530     MOVE @0:0,I
1540     RDRAW @0:0,0
1550 NEXT I
1560 END
1570 N(I)=77.6*P(I)/T(I)*(1+4810*R(I)/(T(I)*(R(I)+622)))
1580 NEXT I
1590 MOVE @0:N(2),Z(2)/1000
1600 FOR I=3 TO K
1610     DRAW @0:N(I),Z(I)/1000
1620 NEXT I
1625 FOR I=1 TO K
1626     T(I)=T(I)-273.15
1627 NEXT I
1630 GO TO 6460
1640 REM PROFIL DE RAPPORT DE MELANGE (R)
1650 REM -----
1660 GOSUB 6000
1670 MOVE @0:R(2),Z(2)/1000
1680 FOR I=3 TO K
1690     DRAW @0:R(I),Z(I)/1000
1700 NEXT I
1710 GO TO 6460
1720 REM PROFIL DE COINDICE MODIFIE DE REFRACTION (M)
1730 REM -----

```

```

1740 GOSUB 6000
1745 R2=6371
1750 FOR I=1 TO K
1760     T(I)=T(I)+273.15
1770     N(I)=77.6*P(I)/T(I)*(1+4810*R(I)/(T(I)*(R(I)+622)))
1780     M(I)=N(I)+Z(I)*1000/R2
1790 NEXT I
1800 MOVE @0:M(2),Z(2)/1000
1810 FOR I=3 TO K
1820     DRAW @0:M(I),Z(I)/1000
1830 NEXT I
1835 FOR I=1 TO K
1836     T(I)=T(I)-273.15
1837 NEXT I
1838 GO TO 6460
1840 REM GRADIENT D'INDICE
1850 REM-----
1860 GOSUB 6000
1862 FOR I=M3 TO M4 STEP 0.1
1863     MOVE @0:-20,I
1864     RDRAW @0:0,0
1865 NEXT I
1866 MOVE @0:M1,M3
1870 FOR I=1 TO K
1880     T(I)=T(I)+273.15
1890     N(I)=77.6*P(I)/T(I)*(1+4810*R(I)/(T(I)*(R(I)+622)))
1900 NEXT I
1910 FOR I=3 TO K
1920     G(I)=(N(I)-N(I-1))/(Z(I)-Z(I-1))
1930 NEXT I
1940 MOVE @0:G(3),Z(3)/1000
1950 FOR I=3 TO K
1960     DRAW @0:G(I)*1000,Z(I)/1000
1970 NEXT I
1975 FOR I=1 TO K
1976     T(I)=T(I)-273.15
1977 NEXT I
1980 GO TO 6460
2000 REM COINDICE DE REFRACTION ATMOS. STANDARD
2010 REM-----
2020 GOSUB 6000
2025 MOVE @0:M1,M3
2030 FOR I=M3 TO M4 STEP 0.1
2040     Nr=320-0.04*I*1000
2050     DRAW @0:Nr,I
2060 NEXT I
2070 END

```

```

2080 REM COINCIDE DE RERR. MODIF. (ATM. STANDARD)
2090 REM -----
3000 GOSUB 6000
3010 MOVE @:M1,M3
3020 FOR I=M3 TO M4 STEP 0.1
3030   M1=320+0.117*I*1000
3040   DRAW @:M1,I
3050 NEXT I
3060 END
6000 REM***TRACER DES AXES*****
6010 PRINT " DONNEZ LE PAS HORIZONTAL."
6020 INPUT L1
6030 PRINT " DONNEZ LE LABEL HORIZONTAL."
6040 INPUT M4
6050 PAGE
6060 AXIS @:L1/10,I*M1,0
6062 IF X=3 THEN 6120
6064 IF X=6 THEN 6120
6070 FOR I=M1 TO M2 STEP L1
6080   FOR J=M3 TO M4
6090     AXIS M1*M3,I,J
6100   NEXT J
6110 NEXT I
6120 FOR I=M1 TO M2 STEP L1
6130   MOVE @:I,0
6140   PRINT @:"J",I
6150 NEXT I
6160 MOVE @:M1,0
6170 PRINT @:"Q",M4
6180 MOVE @:M1,0
6190 FOR I=M3 TO M4 STEP 5
6200   MOVE @:M1,I
6210   PRINT @:"H",I
6220 NEXT I
6230 MOVE @:M1,M4+0.5
6240 B#="ALTITUDE (KM)"
6250 PRINT @:"HHHH",#
6260 SET DEGREES
6270 PRINT @:25:50
6280 PRINT @:5#
6290 PRINT @:25:0
6300 IF X=4 THEN 6390
6310 IF X=5 THEN 6390
6315 GO TO 6450
6320 MOVE @:M1+(M2-M1)/2-10,M4-I
6330 PRINT @: USING 6340:J1,M1,M41
6340 IMAGE "JOURN":"2D","/","2D","/","2D"
6350 MOVE @:M1+(M2-M1)/2-7,M4-I*5
6360 MOVE @:M1+(M2-M1)/2-7,M4-I*5
6370 PRINT @: USING 6370:H1
6375 IMAGE "a","2D","Heures TU"
6380 GO TO 6420
6390 MOVE @:M1+(M2-M1)/2,M4
6400 PRINT @: USING 6410:J1,M1,M41,H1
6410 IMAGE"JOURN ":"2D","/","2D","/","2D","a","2D","Heures TU"
6420 MOVE @:M1,M4
6430 DRAW @:M2,M4
6440 DRAW @:M2,M3
6450 RETURN
6460 END

```

```

100 REM *****
110 REM *      TRACEE DE RAYONS SUR TERRE PLANE      *
120 REM *****
130 INIT
140 PRINT "VOUS VOULEZ TRACER DANS UNE ATMOSPHERE STANDARD (1)"
150 PRINT "OU REELLE (2)?"
160 INPUT F1
170 A#="TRACEE DE RAYONS SUR TERRE PLANE "
180 PRINT "TRACEUR (1) OU CONSOLE (32)"
190 INPUT O
200 GO TO F1 OF 210,690
210 REM TRACEE DE RAYONS DANS UNE ATMOSPHERE STANDARD
220 REM -----
230 C#="(ATMOSPHERE STANDARD)"
240 GO=1.17E-7
250 NO=3.2E-4+1
260 X=10
270 PRINT "ENTREZ L'ALTITUDE DE L'ANTENNE (Km)"
280 INPUT HO
290 MO=NO+GO*HO*1000
300 A1=SQR(2*(MO-NO))
310 A1=A1*180/PI
320 PRINT USING 330:A1
330 IMAGE "ANGLE DE TIRE LIMITE A1=",2D.1SD,"Deg."
340 GOSUB 7000
350 SET DEGREES
360 B=MO*COS(A0)
370 ZO=X*TAN(A0)
380 RDRAW @0:X,ZO
390 H=HO+ZO
400 N=INT((H2-H1)/X)
410 DIM M(N),A(N),Z(N)
420 IF A0<0 THEN 510
430 SET DEGREES
440 FOR I=1 TO N
450     M(I)=NO+GO*H*1000
460     A(I)=ACS(B/M(I))
470     Z(I)=X*TAN(A(I))
480     RDRAW @0:X,Z(I)
490     H=H+Z(I)
500 NEXT I
510 SET DEGREES
520 A(I)=A0
530 FOR I=2 TO N
540     M(I)=NO+GO*H*1000
550     IF B/M(I)<=1 THEN 580
560     A(I)=-A(I-1)
570     GO TO 640

```

```

580   A(I)=ACS(B/M(I))*SGN(A(I-1))
590   IF H=>0 THEN 640
600   XI=H/ABS(TAN(A(I)))
610   REMOVE @0:XI,-H
620   H=0
630   A(I)=-A(I)
640   Z(I)=X*TAN(A(I))
650   RDRAN @0:X,Z(I)
660   H=H+Z(I)
670 NEXT I
680 GO TO 2110
690 REM TRACEE DE RAYONS DANS UNE ATMOSPHERE REELLE
700 REM-----
710 C#="(ATMOSPHERE REELLE)"
720 REM LECTURE DES DONNEES
730 REM.....
740 PRINT "DONNEES ENTREES PAR CASSETTE(1) OU MANUELLE(2)"
750 INPUT FO
760 GO TO FO OF 830,770
770 PRINT "NOMBRE DE DONNEES ?"
780 INPUT K
790 DIM ZO(K),FO(K),TO(K),UO(K),RO(K)
800 PRINT "ENTREZ JOUR,MOIS,ANNEE,HEURE TU"
810 INPUT J1,M1,A1,H1
820 GO TO 840
830 PRINT "NUMERO DE FICHIER ?"
840 INPUT X0
850 FIND X0
860 READ @33:J1,M1,A1,H1,K
870 DIM ZO(K),FO(K),TO(K),UO(K),RO(K)
880 FOR I=1 TO K
890   READ @33:ZO(I),FO(I),TO(I),UO(I),RO(I)
900 NEXT I
910 PAGE
920 DIM Z(K),F(K),T(K),U(K),R(K)
930 REM CLASSEMENT DES DONNEES
940 REM .....
950 MO=0
960 FOR I=1 TO K
970   IF ZO(I)=99999 THEN 1090
980   IF ZO(I)<0 THEN 1090
990   IF FO(I)<0 THEN 1090
1000  IF TO(I)=-99.9 THEN 1090
1010  IF UO(I)<0 THEN 1090
1020  IF RO(I)<0 THEN 1090
1030  MO=MO+1
1040  Z(MO)=ZO(I)

```

```

1050 F(M0)=P0(I)
1060 T(M0)=T0(I)
1070 U(M0)=U0(I)
1080 R(M0)=R0(I)
1090 NEXT I
1100 DELETE Z0,P0,T0,U0,R0
1110 K=M0
1120 DIM Z(K),P(K),T(K),U(K),R(K)
1130 FOR I=1 TO K
1140     S=1
1150     FOR J=I TO K
1160         IF Z(S)<Z(J) THEN 1180
1170         S=J
1180     NEXT J
1190     Z0=Z(S)
1200     Z(S)=Z(I)
1210     Z(I)=Z0
1220     P0=P(S)
1230     P(S)=P(I)
1240     P(I)=P0
1250     T0=T(S)
1260     T(S)=T(I)
1270     T(I)=T0
1280     U0=U(S)
1290     U(S)=U(I)
1300     U(I)=U0
1310     R0=R(S)
1320     R(S)=R(I)
1330     R(I)=R0
1340 NEXT I
1350 M0=0
1360 FOR I=1 TO K-1
1370     IF Z(I)=Z(I+1) THEN 1440
1380     M0=M0+1
1390     Z(M0)=Z(I)
1400     P(M0)=P(I)
1410     T(M0)=T(I)
1420     U(M0)=U(I)
1430     R(M0)=R(I)
1440 NEXT I
1450 PAGE
1460 K=M0
1470 GOSUB 7000

```

```

1480 X0=1000
1490 Q=(W2-W1)*1000/X0
1500 DIM Z(K),F(K),T(K),R(K),N(K),M(K),A(Q),H(Q),B(Q),L(Q),Me(Q)
1510 REM TRACEE DE RAYONS
1520 REM .....
1530 R1=6371
1540 FOR I=2 TO K
1550   T(I)=T(I)+273.15
1560   N(I)=77.6*F(I)/T(I)*(1+.4810*R(I)/(T(I)*(R(I)+622)))
1570   N(I)=1+N(I)*1.0E-6
1580   M(I)=N(I)+Z(I)/(1000*R1)
1590 NEXT I
1600 G1=(Z(3)-Z(2))/(M(3)-M(2))
1610 L1=Z(2)-G1*M(2)
1620 M(1)=-L1/G1
1630 MOVE @0:W1,H0
1640 X1=X0
1650 Y1=H0*1000
1660 FOR J=2 TO K
1670   IF Y1<Z(J) THEN 1690
1680 NEXT J
1690 G(1)=(Z(J)-Z(J-1))/(M(J)-M(J-1))
1700 L(1)=Z(J)-G(1)*M(J)
1710 Me(1)=(Y1-L(1))/G(1)
1720 SET DEGREEE
1730 IF A0<0 THEN 1760
1732 B=Me(1)
1750 GO TO 1770
1760 B=Me(1)*COS(A0)*SGN(A0)
1770 H(1)=X0*TAN(A0)
1780 Y1=Y1+H(1)
1790 DRAW @0:X1/1000,Y1/1000
1800 A(1)=A0
1810 SET DEGREEE
1820 FOR J=2 TO Q
1830   FOR I=2 TO K
1840     IF Y1<Z(I) THEN 1860
1850     NEXT I
1860     G(J)=(Z(I)-Z(I-1))/(M(I)-M(I-1))
1870     L(J)=Z(I)-G(J)*M(I)
1880     Me(J)=(Y1-L(J))/G(J)
1890     IF ABS(B/Me(J))<1 THEN 1970
1900     Y0=L(J)+G(J)*ABS(B)
1910     Y1=Y0
1920     X1=X1+X0
1930     DRAW @0:X1/1000,Y1/1000
1940     A(J)=-A(J-1)

```

```

1950 B=-B
1960 GO TO 1980
1970 A(J)=ACS(B/Me(J))
1980 H(J)=X0*TAN(A(J))
1990 Y1=Y1+H(J)
2000 X1=X1+X0
2010 IF Y1>0 THEN 2060
2020 X=Y1/TAN(A(J))
2030 Y1=0
2040 X1=X1-X
2050 B=-B
2060 DRAW @0:X1/1000,Y1/1000
2065 IF Y1=>Z(K) THEN 2080
2070 NEXT J
2080 FOR S=2 TO K
2090 T(S)=T(S)-273.15
2100 NEXT S
2120 INPUT C
2130 GO TO C OF 2150,2190
2150 INPUT A0
2160 MOVE @0:W1,H0
2170 IF F1=1 THEN 350
2180 GO TO 1510
2190 END
7000 REM TRACEE DES AXES
7010 REM -----
7020 PRINT "ENTREZ L'ALTITUDE MIN. ET L'ALTITUDE MAX. (Km)"
7030 INPUT W3,W4
7040 PRINT "ENTREZ LA DISTANCE MAX. (Km)"
7050 INPUT W2
7060 W1=0
7110 WINDOW W1,W2,W3,W4
7120 VIEWPORT 20,85,20,70
7130 PRINT "DONNEZ LE PAS HORIZONTAL (Km)"
7140 INPUT L1
7150 PRINT "DONNEZ L'ALTITUDE DE L'ANTENNE (Km)"

```

```

7160 INPUT HO
7170 PRINT "ENTREZ L'ANGLE DE TIRE (Deg)"
7180 INPUT AO
7190 PAGE
7200 AXIS @0:L1/10,0.1,H1,0
7210 FOR I=H1 TO H2 STEP L1
7220     MOVE @0:I,0
7230     PRINT @0:"J";I
7240 NEXT I
7250 MOVE @0:(H2-H1)/2+4,0
7260 PRINT @0:"JJ";
7270 PRINT @0:"DISTANCE (Km)"
7280 MOVE @0:0,0
7290 PRINT @0:"JJJJ";A$
7300 MOVE @0:0,0
7310 PRINT @0:"JJJJJ";C$
7320 MOVE @0:H1,0
7330 FOR I=H3 TO H4 STEP 1
7340     MOVE @0:H1,I
7350     PRINT @0:"HH";I
7360 NEXT I
7440 MOVE @0:H1,HO
7450 FOR I=H1 TO H2 STEP 10
7460     MOVE @0:I,HO
7470     RDRAW @0:0,0
7480 NEXT I
7490 IF F1=1 THEN 7530
7500 MOVE @0:H1,H4
7510 DRAW @0:H2,H4
7520 DRAW @0:H2,H3
7530 MOVE @0:H1,HO
7540 RETURN

```

PROPAGATION EN MONOSTATIQUE PAR RADAR ST .

PROGRAMME (1):

```
100 REM *****
110 REM * FREQUENCE OBLIQUE EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION *
120 REM *****
130 INIT
140 PRINT "FREQUENCE RADAR (MHz) ?"
150 INPUT Ff
160 PRINT "ANGLE DE DIFFUSION MIN. ET MAX. (Deg) ET PAS ?"
170 INPUT W3,W4,P
180 PRINT "FREQUENCES OBLIQUES MIN. ET MAX. (MHz) ET PAS ? "
190 INPUT W1,W2,L
200 PRINT "TRACEUR (1) OU CONSOLE (32) ?"
210 INPUT O
220 PAGE
230 WINDOW W1,W2,W3,W4
240 VIEWPORT 20,100,20,90
250 AXIS 50:L/10,P/10,W1,W3
260 FOR I=W1 TO W2 STEP L
270     MOVE 50:I,W3
280     PRINT 50:"J";I
290 NEXT I
300 A$="FREQUENCE OBLIQUE (MHz)"
310 MOVE 50:W1+800,W3
320 PRINT 50:"JJ";A$
330 MOVE 50:W1,W3
340 FOR I=W3 TO W4 STEP P
350     MOVE 50:W1,I
360     PRINT 50:"HH";I
370 NEXT I
380 B$="ANGLE DE DIFFUSION (Deg)"
390 MOVE 50:W1,W4+5
400 PRINT 50,25:90
410 PRINT 50:"HHHH";B$
420 PRINT 50,25:0
422 MOVE 50:W1,W4
424 DRAW 50:W2,W4
427 DRAW 50:W2,W3
428 C=1
430 MOVE 50:W1,W3
435 N=(W2-W1)/5
440 DIM Fo(N),T(N)
450 SET DEGREES
460 FOR I=1 TO N
470     T(I)=W3+0.1*(I-1)
480     Fo(I)=Ff/SIN(T(I)/2)
490     DRAW 50:Fo(I),T(I)
500 NEXT I
505 IF C<>1 THEN 517
```

```

510 MOVE 50:W1+(W2-W1)/2-400,W4-3
515 PRINT 50:"Frequence Radar (MHz):"
517 MOVE 50:W1+(W2-W1)/2+500,W4-3-(4*C-1).
520 PRINT 50: USING 530:C,Fr
530 IMAGE "(",ID,")=" ,3D
535 GO TO 550
540 PRINT "VOUS VOULEZ TRACEZ POUR UNE AUTRE FREQ. RADAR ? OUI=1 NON=2"
550 INPUT R
555 GO TO R OF 557,590
557 GO TO 570
560 PRINT "NOUVELLE FREQUENCE RADAR ?"
570 INPUT Fr
575 C=C+1
580 GO TO 430
590 MOVE 50:W1-200,W3
600 C#="Figure(V-5):Frequence des liaisons "
610 D#="bistatiques simulees par RADAR ST "
620 E#="en fonction de l'angle de diffusion "
630 F#="a differentes frequences RADAR."
640 PRINT 50:"JJJ";C#
650 MOVE 50:W1,W3
660 PRINT 50:"JJJJ";D#
670 MOVE 50:W1,W3
680 PRINT 50:"JJJJJ";E#
690 MOVE 50:W1,W3
700 PRINT 50:"JJJJJJ";F#
710 END

```

PROGRAMME (2):

```

100 REM *****
110 REM *   PORTEE EN FONCTION DE L'ALTITUDE   *
120 REM *****
130 PRINT "TRACEUR (1) OU CONSOLE (32) ?"
140 INPUT Q
150 PRINT "ENTREZ L'ALTITUDE MAX. (Km)"
160 INPUT W4
170 PRINT "ENTREZ LA PORTEE MIN. ET LA PORTEE MAX. (Km)"
180 INPUT W1,W2
190 PRINT "ENTREZ LA FREQUENCE RADAR ET LA FREQUENCE OBLIQUE (MHz)"
200 INPUT Fr,Fo
205 PAGE
210 W3=0
220 WINDOW W1,W2,W3,W4
230 VIEWPORT 30,110,30,90
240 AXIS 50:10,1,W1,W3
250 MOVE 50:W1,W3
251 FOR I=W1 TO W2 STEP 100
252     FOR J=W3 TO W4 STEP 5
253         AXIS W1,W3,I,J
254     NEXT J
255 NEXT I
260 FOR I=W1 TO W2 STEP 100
270     MOVE 50:I,W3
280     PRINT 50:"J";I
290 NEXT I
310 MOVE 50:(W2-W1)/2,W3
315 A$="PORTEE (Km)"
320 PRINT 50:"JJ";A$
330 MOVE 50:W1,W3
340 FOR I=W3 TO W4 STEP 5
350     MOVE 50:W1,I
360     PRINT 50:"HH";I
370 NEXT I
380 B$="ALTITUDE (Km)"
390 MOVE 50:W1,W4+2
395 PRINT 50:"HHH";
400 PRINT 50,25:90
410 PRINT 50:B$
420 PRINT 50,25:0
425 R=6371*4/3
430 MOVE 50:W1,W3
450 N=INT(W4-W3)*1.5
460 DIM H(N),D(N),K(N),Q(N),P(N),Q1(N),Ph(N),H1(N)
461 SET DEGREES
462 FOR I=1 TO N STEP 0.1
463     H(I)=W3+I-1
464     Q1(I)=2*ATN(SQR((R+H(I))^2-R^2)/R)
465     Q1(I)=Q1(I)*PI/180
466     Ph(I)=R*Q1(I)*3/4
467     MOVE 50:Ph(I),H(I)
468     RDRAW 50:0,0
469 NEXT I

```

```

470 MOVE 50:W1,W3
475 T=2*ASN(Fr/Fo)
490 FOR I=1 TO N STEP 0.1
500   H(I)=W3+I-1
510   D(I)=H(I)/SQR(TAN(T/2)^2-H(I)/R)
515   K(I)=D(I)/SQR(R^2-D(I)^2)
520   Q(I)=2*ATN(K(I))
530   Q(I)=Q(I)*PI/180
540   P(I)=R*Q(I)*3/4
550   DRAW 50:P(I),H(I)
560 NEXT I
561 MOVE 50:W1+(W2-W1)/2-50,W4
562 PRINT 50: USING 563:Fr
563 IMAGE "Frequence Radar=",2D,"MHz"
565 GO TO 580
570 PRINT "VOULEZ VOUS TRACER A UNE AUTRE FREQ. OBLIQUE ?OUI=1 NON=2"
580 INPUT A
600 GO TO A OF 605,640
605 GO TO 620
610 PRINT "ENTREZ LA NOUVELLE FREQ. OBLIQUE"
620 INPUT Fo
630 GO TO 470
640 END

```