

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

P. DAVID

COURS DE
**RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE**

4

PROPAGATION DES ONDES



Eyrolles

ÉDITEUR, PARIS

RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE

COURS DE
RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

COURS
DE
**RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE**

Tome IV
PROPAGATION DES ONDES

par

Pierre DAVID

Chef du Laboratoire Radio-Radar de la Marine

ÉDITIONS EYROLLES
61, Bd Saint-Germain, Paris V^e

1955

Tous droits réservés

ÉDITIONS MASSON

COURS
DE
RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE

COMPLÉMENT DE BRICQ

PAR

MARCEAU BRICQ

Copyright 1955
by Marc Eyrolles

INTRODUCTION

On a vu (chap. II et III) le principe du rayonnement et de la propagation dans un milieu diélectrique homogène, isotrope et sans pertes — donc « transparent » pour les ondes électromagnétiques — et loin de tout obstacle.

Il s'agit maintenant de passer au cas réel de la propagation des ondes autour de la Terre, en contournant sa courbure et ses irrégularités superficielles, à travers des couches d'air qui peuvent être réfractantes, absorbantes, ionisées.

C'est là un problème extrêmement difficile, que les radioélectriciens ne peuvent se vanter d'avoir entièrement résolu, malgré cinquante ans de recherches théoriques et expérimentales. En effet, le calcul de la diffraction des ondes autour d'une sphère homogène, de constantes électriques bien connues, est déjà très difficile; en outre, la nature et le relief du sol ajoutent des complications pratiquement impossibles à traiter par le calcul. Les basses couches de l'atmosphère provoquent une réfraction variable suivant la température, la pression, l'humidité, le vent, etc. Les hautes couches ionisées réfractent, réfléchissent et absorbent les ondes, suivant des lois compliquées, fonction du lieu, de l'heure, de la saison et de l'année, avec des irrégularités à peu près imprévisibles. D'autre part, le domaine des fréquences intéressant les radiocommunications s'étend sur un si grand intervalle que des phénomènes essentiels à une extrémité sont négligeables à l'autre, et inversement.

Il est donc impossible de trouver, au problème général de la propagation des ondes, une solution d'ensemble satisfaisante. On est obligé de diviser la difficulté, d'introduire l'une après l'autre diverses hypothèses simplificatrices, de considérer séparément plusieurs types de propagation et plusieurs gammes d'ondes; d'où nécessité, pour l'utilisateur, d'un réel effort pour choisir et raccorder entre elles ces solutions partielles et incomplètes.

Nous croyons devoir en avertir le lecteur en lui demandant toute sa patience et toute son attention.

Dans le cadre de ce volume, d'ailleurs, il est absolument impos-

sible de reproduire la démonstration des principales formules, pour laquelle on devra se reporter aux mémoires originaux. Ce que nous pouvons faire, c'est de donner d'abord un aperçu général sur le comportement des ondes dans les différents milieux et à leurs surfaces de séparation (supposées planes pour simplifier) : on pourra ainsi comprendre et chiffrer les phénomènes de base : absorption, réfraction, réflexion, interférences... L'application au cas de la sphère terrestre apparaîtra ensuite comme une généralisation raisonnable ; à défaut des calculs eux-mêmes, nous en donnerons du moins les résultats sous forme de courbes et de graphiques, faciles à utiliser. Après avoir traité la diffraction de l'onde « de sol » autour de la Terre, nous résumerons les propriétés et le rôle de la troposphère, puis ceux de l'ionosphère, d'un point de vue physique général. Enfin, nous reprendrons toutes ces considérations en examinant séparément chaque gamme de fréquences et en discutant les règles et formules qui lui conviennent le mieux. Des exemples et des cartes illustreront l'emploi des différentes méthodes pour la détermination des portées ou des ondes favorables.

Nous espérons ainsi mettre le lecteur en mesure, soit de résoudre lui-même, avec ce seul volume entre les mains, bon nombre de problèmes, soit, pour d'autres, d'utiliser sans peine les bulletins de prévisions des différents services spécialisés.

*
**

Cette seconde édition présente par rapport à la première des améliorations notables ; tout d'abord, des défauts matériels, inhérents aux conditions d'après-guerre, ont été éliminés ; une grande partie de la rédaction a été refaite ; des chapitres ou paragraphes nouveaux sur les obstacles, les terrains non homogènes, les parasites, l'équation du radar, etc., ont été ajoutés. Nous avons toutefois supprimé la bibliographie d'ensemble (qui aurait atteint des dimensions prohibitives), en nous bornant à renvoyer, pour chaque paragraphe, aux *principaux* travaux s'y rapportant et notamment, lorsque c'était possible, aux avis ou décisions des conférences internationales. Nous croyons avoir tenu compte de toutes les publications importantes de ces dernières années.

Décembre 1953.

CHAPITRE PREMIER

COURANTS DANS LES DIVERS MILIEUX

7-11. Propriétés des divers types de courants

L'étude de la propagation des ondes peut se déduire de celle des divers types de courants possibles dans les milieux rencontrés : air plus ou moins dense et humide, ou raréfié et ionisé; sol plus ou moins conducteur (terre, mer, ...); obstacles divers.

Nous commencerons donc par rappeler quels sont ces divers courants, leurs valeurs, et les relations qui les lient.

Dans tous les cas, un électron de charge $(-q)$, placé dans un champ sinusoïdal $\overline{\mathcal{E}} = \overline{E} \cdot e^{j\omega t}$, est soumis à la force :

$$F = -q\overline{\mathcal{E}} = -q \cdot \overline{E} \cdot e^{j\omega t}.$$

Mais le mouvement qu'il prend et, par suite, le courant varient suivant les propriétés du milieu :

Courant de déplacement. — Dans un diélectrique, les électrons sont soumis à une force de rappel proportionnelle à leur déplacement x : soit $F_1 = -Kx$.

La force totale est donc $(F - F_1)$ et l'électron prend une accélération

$$\gamma = \frac{F - F_1}{m} \quad (m \text{ étant sa masse})$$

c'est-à-dire

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -q \frac{\overline{\mathcal{E}}}{m} - \frac{K}{m} x$$

ou

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{K}{m} x = -q \frac{\overline{\mathcal{E}}}{m} \quad (2)$$

équation d'un mouvement sinusoïdal où le déplacement est en phase avec le champ; si $\frac{K}{m} \gg \omega^2$ l'amplitude est

$$x = -\frac{q}{K} \overline{E} \cdot e^{j\omega t}$$

donc la vitesse

$$v = \frac{dx}{dt} = -j\omega \frac{(-q)}{K} E \cdot e^{j\omega t}$$

s'il y a N électrons par unité de volume, l'unité de section est traversée dans l'unité de temps par Nv électrons transportant la charge $Nv(-q)$; l'intensité par unité de section est donc

$$\bar{i}_d = j \left(N \frac{q^2}{K} \right) \omega \bar{\mathcal{E}} = j\varepsilon\omega \cdot \bar{\mathcal{E}}$$

(comme un courant « de capacité », en quadrature avec $\bar{\mathcal{E}}$).

Le coefficient ε est la *constante diélectrique* du milieu; celle du vide multipliée par 4π est prise pour unité dans le système CGS. ES; mais dans le système MKS rationalisé, elle vaut :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ farads/mètre} \quad (4)$$

ce nombre étant fastidieux à conserver, on s'arrange souvent pour l'incorporer dans les coefficients des formules, et ne conserver que le rapport $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ de la constante diélectrique *relative* du milieu considéré par rapport au vide. C'est ce que nous ferons ici.

Courant de conduction. — Dans un conducteur (par exemple un métal) les électrons sont « libres », c'est-à-dire que la force de rappel F_1 n'existe pas.

L'équation différentielle du mouvement est donc simplement :

$$\gamma = \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{F}{m} = -\frac{q}{m} \bar{\mathcal{E}} = -\frac{q}{m} \bar{E} \cdot e^{j\omega t} \quad (5)$$

mais le « libre parcours moyen » de ces électrons est très petit, c'est-à-dire que l'électron est arrêté par un choc au bout d'un temps θ très court par rapport à la période de $\frac{2\pi}{\omega}$. Le champ n'a donc pas sensiblement varié dans cet intervalle, la force non plus, et l'on passe de γ à v en multipliant simplement par θ :

$$\bar{v} = \gamma\theta = -\frac{q}{m} \theta \bar{E} \cdot e^{j\omega t}$$

le raisonnement précédent donne donc pour l'intensité :

$$\bar{i}_c = (-Nq)\bar{v} = \left(\frac{Nq^2\theta}{m} \right) \bar{\mathcal{E}} = \sigma \bar{\mathcal{E}}; \quad (6)$$

le courant est donc cette fois *en phase* avec le champ, le coefficient $\sigma = \frac{Nq^2\theta}{m}$ est la *conductibilité*.

Courant électronique dans un milieu raréfié ionisé. — Un milieu ionisé contient, comme un conducteur, des électrons libres. Mais, s'il est suffisamment raréfié, le « libre parcours moyen » de ces électrons peut être beaucoup plus long que la période $\frac{2\pi}{\omega}$, de sorte que le mouvement produit par la force F n'est plus perturbé par les chocs. On passera donc de γ à v par intégration normale, ce qui donnera :

$$\bar{v} = \int \bar{\gamma} dt = \frac{-q}{m} \frac{1}{j\omega} \bar{\mathcal{E}} \quad (7)$$

et par suite l'intensité :

$$\bar{i}_e = -Nq\bar{v} = -j \left(\frac{Nq^2}{m\omega^2} \right) \omega \bar{\mathcal{E}} = -j \epsilon' \omega \bar{\mathcal{E}} \quad (8)$$

ce courant est donc en *opposition* de phase avec le courant de déplacement (3) du diélectrique et s'en retranche, comme si la constante diélectrique (du milieu non ionisé) se trouvait (du fait de la présence de N électrons provenant des molécules ionisées) *diminuée* et réduite à :

$$\epsilon'' = \epsilon - \epsilon' = \epsilon - \frac{Nq^2}{m\omega^2} = \epsilon - \frac{Nq^2}{4\pi^2 m f^2} \quad (9)$$

(Cette diminution peut aller jusqu'à l'annulation de ϵ'' pour la fréquence critique

$$f_c = \sqrt{\frac{Nq^2}{4\pi^2 m \epsilon}} \quad (9bis)$$

et nous en verrons plus loin les conséquences.)

7-12. Milieux complexes — Ionosphère — Sol

Ces trois types de courant peuvent parfaitement coexister et se superposer dans un même milieu, s'il s'y trouve des électrons des trois catégories.

Par exemple, si un milieu (l'air) est ionisé, mais insuffisamment raréfié pour que le nombre de chocs tombe à zéro, il peut y avoir N électrons libres et ν chocs par unité de temps; le calcul complet montre alors ⁽¹⁾ que la relation (8) doit être remplacée par :

$$i_e = -j \left[\frac{Nq^2}{m(\omega^2 + \nu^2)} \right] \omega \bar{\mathcal{E}} \quad (10)$$

⁽¹⁾ Voir les ouvrages sur l'ionosphère et par exemple JOUAST, *Note préliminaire LNR*, nos 20, 33, 45, etc.

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

c'est-à-dire que ϵ' est diminuée, et de plus il apparaît aussi une conductibilité :

$$\sigma' = \frac{Nq^2}{m} \times \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} \quad (11)$$

On verra plus loin que cette conductibilité cause une absorption notable dans l'ionosphère quand ω diminue (ondes longues).

Un autre milieu particulièrement intéressant est le sol, qui est un semi-conducteur présentant à la fois une constante diélectrique ϵ et une conductibilité σ .

Ces deux paramètres dépendent naturellement beaucoup de sa nature et notamment de son humidité (et un peu de la fréquence).

De très nombreuses mesures ont été faites dans toute la gamme des fréquences radio-électriques. Voici un tableau des résultats moyens ⁽¹⁾ de divers auteurs.

TABLEAU I
Constantes du sol

Longueur d'ondes	> 3 m		10 cm		3 cm		1 cm	
	ϵ_r par rapport au vide	σ (*) mho mètre	ϵ_r	σ	ϵ_r	σ	ϵ_r	σ
Eau de mer	80	1 à 4	69	6,5	65	16	22	50
Eau douce	80	0,001 à 0,1						
Sol humide	30	0,01 à 0,02	24	0,6				
Sol cultivé fertile	15	0,005	3 à 6	0,05 à 0,11				
Gazon, pré, champs de courses, ter- rains de sports								
Sol rocheux	7	0,001						
Zones urbaines grandes villes	5	0,001						
Sol sec	4	0,01						
Sol très sec, déserts	4	à 0,0001	2	0,03	env. 3	0,007 à 0,1		

(*) σ est parfois donnée en unités CGS. EM qui valent 10^{11} mho/mètre; la conductibilité de la mer est alors (1 à 4) $\cdot 10^{-11}$ UEM.

(1) Il est évident qu'il ne s'agit que de moyennes, et qu'on ne doit pas chercher dans ces chiffres une précision illusoire. Même pour des sols bien

COURANTS DANS LES DIVERS MILIEUX

Dans un tel milieu complexe, on est fréquemment conduit à considérer le courant *total*, somme des intensités de déplacement et de conduction :

$$i_t = i_d + i_c = (j\omega\epsilon)\overline{\mathcal{E}} + \sigma\overline{\mathcal{E}} = j\omega\left(\epsilon - j\frac{\sigma}{\omega}\right)\overline{\mathcal{E}}. \quad (12)$$

Distinguant en ϵ la valeur relative ϵ_r par rapport à ϵ_0 du vide [équation (4)] et notant que

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (c = \text{vitesse de propagation} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s})$$

ceci s'écrit :

$$i_t = i_d + i_c = j\omega\epsilon_0 \times \left(\epsilon_r - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}\right) = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - j \cdot 60 \sigma \lambda) \quad (12bis)$$

(σ étant toujours en mho/m et λ en mètres).

Il y a donc une longueur d'onde critique λ_c pour laquelle $\epsilon_r = \sigma\lambda_c$, c'est-à-dire que le courant de conduction est égal au courant de déplacement. Elle est de (fig. 7-12-1) :

$$\lambda_c = \begin{cases} 0,33 \text{ m} & \text{dans l'eau de mer} \\ 10 \text{ à } 100 \text{ m} & \text{sur terre,} \\ & \text{suivant l'humidité.} \end{cases}$$

définis, il peut y avoir incertitude : la conductibilité de la mer dépend de son degré de sel, et diffère notablement entre la Méditerranée et la mer Blanche; la constante diélectrique et la conductibilité d'un sol donné dépendent beaucoup de son humidité, donc de la pluie et de la saison; une forêt se comporte très différemment suivant que les arbres ont des feuilles ou n'en ont pas. Le classement en sols « fertile », « rocheux », « sec » ou « très sec » est évidemment très flou.

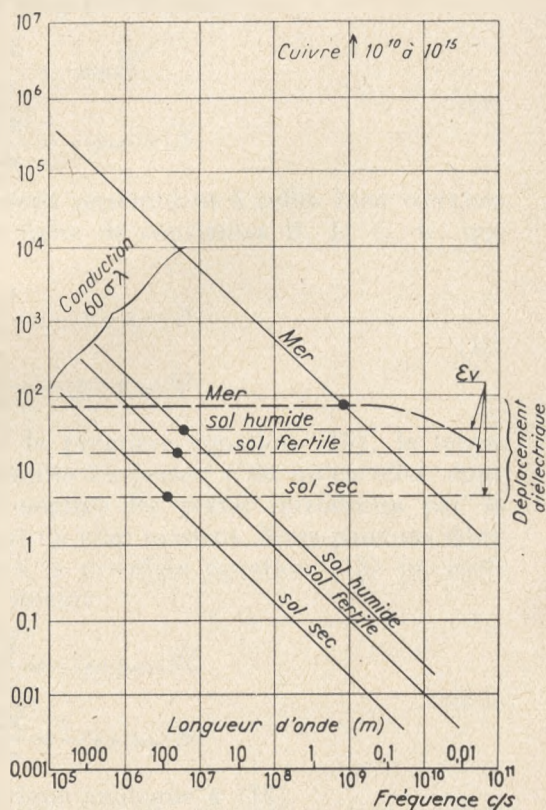


FIG. 7-12-1. — Comparaison des courants de conduction et de déplacement dans les différents sols.

Aux longueurs d'ondes *inférieures*, le courant de déplacement est prédominant, c'est-à-dire que le milieu est pratiquement *diélectrique* ; on voit que c'est le cas pour *tous les sols* en ondes décimétriques et au-dessous.

Au contraire pour les *ondes plus longues que λ_c* , le courant de conduction est prépondérant, c'est-à-dire que le milieu est pratiquement *conducteur* ; on voit que c'est le cas pour *tous les sols* en ondes longues (kilométriques).

La transition d'une catégorie à l'autre se fait, suivant la nature du sol, « quelque part » vers les ondes moyennes ou courtes.

Ces observations sont importantes et nous y reviendrons plusieurs fois.

CHAPITRE II

PROPAGATION DANS LES DIFFÉRENTS MILIEUX

On a vu dans d'autres parties du Cours (§ 2-31, etc.) que la propagation en milieu homogène se déduit des équations de MAXWELL : appelant \mathcal{H} le champ magnétique, μ la perméabilité ⁽¹⁾, et supposant la propagation le long de l'axe Ox , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \overline{\mathcal{E}}}{\partial x} = -j\omega\mu \overline{\mathcal{H}} \\ \frac{\partial \overline{\mathcal{H}}}{\partial x} = -(j\omega\epsilon + \sigma) \overline{\mathcal{E}} \end{array} \right. \quad (15)$$

Observons que ces relations ressemblent à celles bien connues de la propagation sur une ligne de constantes R , L , C , G , qui seraient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial x} = -(R + jL\omega) \mathcal{I} \\ \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial x} = -(G + jC\omega) \mathcal{V} \end{array} \right. \quad (16)$$

il manque seulement, dans la première équation (15), le terme réel analogue à R , qui représente les pertes; c'est qu'en effet, dans la théorie élémentaire, on néglige les pertes introduites par le magnétisme. On sait pourtant qu'elles existent. Nous pouvons donc les représenter en ajoutant à la première équation (15) un coefficient réel τ , de manière à obtenir :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \overline{\mathcal{E}}}{\partial x} = -(\tau + j\mu\omega) \overline{\mathcal{H}} \\ \frac{\partial \overline{\mathcal{H}}}{\partial x} = -(\sigma + j\epsilon\omega) \overline{\mathcal{E}} \end{array} \right. \quad (15bis)$$

système parfaitement symétrique analogue à (16).

⁽¹⁾ Nous rappelons que dans le système MKS rationalisé, la perméabilité du vide est $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,257 \cdot 10^{-6}$ henrys/mètre.

Si nous voulons négliger les pertes et revenir à (15), il suffira évidemment de faire $\tau=0$; ce sera le cas général ; mais nous verrons une exception notable, celle des substances absorbantes, où τ joue un grand rôle.

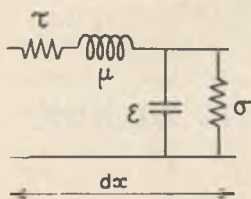


FIG. 7-2-1. — Analogie de la propagation dans l'espace et sur ligne.

L'analogie formelle des systèmes (15bis) et (16) fait immédiatement prévoir que la propagation des ondes dans le milieu de constantes μ , τ , ϵ , σ , est analogue à leur propagation sur la ligne continue schématisée figure 7-2-1.

C'est ce que nous allons vérifier.

On sait qu'en régime permanent, les solutions des équations différentielles (15bis) s'obtiennent immédiatement sous la forme :

$$\mathcal{E} = E_0 \cdot e^{-\gamma x} \cdot e^{j\omega t} \quad \mathcal{H} = H_0 \cdot e^{-\gamma x} \cdot e^{j\omega t} \quad (17)$$

$\gamma = \alpha + j\beta$ étant donné par la relation :

$$\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = (\tau + j\mu\omega)(\sigma + j\epsilon\omega) \quad (18)$$

qui se décompose en :

$$\begin{cases} \alpha^2 - \beta^2 = \sigma\tau - \epsilon\mu\omega^2 \\ 2\alpha\beta = \omega(\tau\epsilon + \sigma\mu) \end{cases} \quad (19)$$

analogue aux relations classiques de la « constante de propagation » sur lignes ; pour renforcer l'analogie, on peut appeler « impédance caractéristique » du milieu le quotient (qui a bien les dimensions d'une impédance) :

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}} = z_c = \sqrt{\frac{\tau + j\mu\omega}{\sigma + j\epsilon\omega}} \quad (20)$$

Le système (19) se résout sans difficulté d'une façon générale, mais nous nous bornerons ici à quelques cas particuliers simples.

7-21. Milieu sans pertes : $\tau = \sigma = 0$

Il vient

$$\alpha = 0, \quad (21)$$

pas d'affaiblissement en cours de propagation ;

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (22)$$

représentant une vitesse de propagation

$$v = \frac{\beta}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad \text{et} \quad z_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (23)$$

Si, dans ces deux dernières relations, on substitue les valeurs dans le vide :

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$$

on trouve comme il se doit

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$$

$$z = 377 \text{ ohms.}$$

Les valeurs dans l'air sont très peu différentes.

Ce sont d'ailleurs les propriétés bien connues de la ligne (fig. 7-2-1); son schéma est celui d'un passe-bas, mais comme il s'agit de cellules élémentaires infiniment petites, la fréquence de coupure est *infinie*.

On peut se demander comment interpréter le cas du milieu *ionisé* où ϵ est diminué de $(-\epsilon') = \left(-\frac{Nq^2}{m\omega^2}\right)$, et peut tendre vers zéro, ce qui d'après (22) indique une vitesse de propagation supérieure à celle de la lumière, et éventuellement tendant vers l'infini. Il suffit de se souvenir que cette vitesse est seulement un paramètre de régime permanent, la vitesse de *phase*; la vitesse de transmission des signaux est la vitesse de *groupe*, qui varie en sens inverse⁽¹⁾ et tend vers zéro avec ϵ ; l'interprétation physique correcte est alors que si l'ionisation augmente, les signaux se propagent de plus en plus lentement, et finissent par ne plus se propager du tout. Nous reviendrons longuement sur ce cas à propos de l'ionosphère.

7-22. Milieu avec pertes faibles

Lorsque τ ou σ ne sont pas nuls, γ contient une partie réelle α non nulle, c'est-à-dire qu'il se produit un affaiblissement en cours de propagation.

Les cas intéressants pour les radiocommunications sont en général ceux où cet affaiblissement reste assez faible pour laisser la possibilité de grandes portées (comme dans le cas des lignes); alors on peut réduire (19) à :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\beta^2 = -\epsilon\mu\omega^2 \quad \text{comme ci-dessus,} \\ \alpha = \frac{\omega}{2\beta}(\tau\epsilon + \sigma\mu) = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon\mu}} \times (\tau\epsilon + \sigma\mu); \end{array} \right.$$

(1) On dit fréquemment que le produit de la vitesse de phase par la vitesse de groupe est constant et égal à c^2 . Ce n'est, dans l'ionosphère, qu'une approximation, en raison de la variation continue des propriétés (voir COTTE, Note préliminaire LNR, 16, 1946).

pratiquement, dans la plupart des cas, τ est nul, et il reste :

$$\alpha = \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}; \quad (25)$$

le coefficient exponentiel α de l'affaiblissement est donc proportionnel à la conductibilité σ . Si cette dernière est indépendante de la fréquence, il en est lui-même indépendant. Par contre, dans un milieu ionisé tel que la haute atmosphère, on a vu (§ 7-12, éq. 11) que la conductibilité apparente augmentait avec la longueur d'onde; donc, d'après (25), l'affaiblissement croît aussi. C'est bien ce que l'on constate expérimentalement : l'absorption dans les couches inférieures de l'ionosphère est, dans un certain intervalle, plus marquée pour les ondes longues; d'où la notion de « fréquence minimum utilisable » sur laquelle nous reviendrons.

Il existe cependant un cas où l'on s'efforce d'augmenter simultanément les pertes électriques et magnétiques : c'est celui des substances absorbantes (« antiradar »); en effet, pour éviter les réflexions à leur surface, il faut que les angles de pertes :

$$\delta_\mu = \operatorname{arctg} \frac{\tau}{\mu\omega} \quad \text{et} \quad \delta_\varepsilon = \operatorname{arctg} \frac{\sigma}{\varepsilon\omega}$$

soient du même ordre (voir § 7-3 plus loin). Dans ces conditions, il reste pour :

$$\alpha = \frac{\omega^2 \mu}{2\beta} \left(\frac{\tau}{\mu\omega} + \frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \right) = \frac{\pi}{\lambda} (\operatorname{tg} \delta_\mu + \operatorname{tg} \delta_\varepsilon) \quad (26)$$

Et comme on ne sait pas réaliser de corps dans lequel $(\operatorname{tg} \delta_\mu)$ soit supérieur à l'unité, on est obligé de limiter la conductibilité pour garder à $(\operatorname{tg} \delta_\varepsilon)$ la même valeur ; la formule (26) montre alors que pour obtenir un affaiblissement vraiment efficace, il faut une épaisseur de plusieurs longueurs d'onde ; bien qu'il s'agisse de la longueur d'onde dans le milieu (inférieure à la longueur d'onde dans l'air), cela représente une épaisseur déjà notable en ondes décimétriques, et généralement prohibitive en ondes métriques.

7-23. Milieu avec pertes élevées

Toutefois, il peut être également intéressant de chiffrer l'affaiblissement dans des milieux à pertes très élevées, comme certains sols ou certains métaux ; on sait alors d'avance que l'affaiblissement sera trop grand pour permettre des portées appréciables, mais on peut désirer savoir quelle épaisseur est nécessaire pour réduire le champ à une fraction donnée.

Le système (19) peut évidemment être résolu sans difficulté, mais pour simplifier prenons tout de suite le cas-limite où τ est nul, et σ beaucoup plus grand que $\varepsilon\omega$; dans le système (19), réduit à :

$$\begin{aligned} \alpha^2 - \beta^2 &= -\varepsilon\mu\omega^2 \\ 2\alpha\beta &= \sigma\mu\omega \end{aligned}$$

la différence $(\alpha^2 - \beta^2)$ est donc petite par rapport au produit $2\alpha\beta$, c'est-à-dire que α et β sont du même ordre; par suite on a sensiblement :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{2}},$$

l'affaiblissement croît alors comme la racine carrée de la fréquence ou, si l'on veut, la profondeur de pénétration (pour un affaiblissement donné, p. ex. $1/e$) est proportionnelle à la racine carrée de la longueur d'onde. C'est le cas bien connu de l'« effet de peau » dans les conducteurs en cuivre, ou de la réception sous-marine : des blindages très minces suffisent à arrêter les ondes courtes; des blindages de quelques millimètres de cuivre, ou une couche d'eau de mer de quelques mètres d'épaisseur, suffisent à arrêter même les ondes longues.

7-24. Résumé

En raison de la complexité du problème et du nombre de cas qui peuvent se présenter, il est utile de résumer ce qui précède par un tableau groupant les hypothèses et les conclusions.

TABLEAU II

Propagation dans les divers milieux

Milieu envisagé	Courant	Propagation	
		Vitesse	Affaiblissement
1) <i>Diélectrique pur</i> (constante ϵ) Vide, air sec à pression normale, etc. (tous électrons soumis à une force de rappel élastique)	de « déplacement » $i_d = j \cdot \epsilon \omega \bar{E}$	$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$	Nul
2) <i>Bon conducteur</i> (conductibilité σ) Cuivre, mer en ondes longues (électrons libres, avec « libre parcours moyen » très petit θ)	de « conduction » $i_c = \frac{Nq^2 \theta}{m} \bar{E}$ $= \sigma \bar{E}$	Réduite	$\alpha = \sqrt{\frac{\sigma \mu \omega}{2}}$ Élevé. Pénétration inférieure à quelques mm dans le cuivre et à quelques m dans la mer.
3) <i>Ionisé très raréfié</i> (N électrons libres avec un grand parcours moyen)	« Electronique » $i_e = -j \frac{Nq^2}{m\omega^2} \omega \bar{E}$ Total : $i_d + i_e$ $= j\omega \left(\epsilon - \frac{Nq^2}{m\omega^2} \right) \bar{E}$	De phase : accrue De groupe : réduite	Nul
4) <i>Ionisé moins raréfié</i> (r choes)	$i_c = -j \frac{Nq^2}{m(\omega^2 + \nu^2)} \bar{E}$	De phase : accrue De groupe : réduite	$\alpha = \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ avec $\sigma = \frac{Nq^2}{m} \times \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2}$ croissant avec λ
5) <i>Sol « moyen »</i> (Constante diélectrique et conductibilité appréciables)	Superposition de (1) et (2)	Légèrement réduite	$\alpha = \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$
6) <i>Substances absorbantes</i> (Pertes électriques et magnétiques élevées et du même ordre) $\frac{\tau}{\mu \omega} \approx \frac{\sigma}{\epsilon \omega}$	Superposition de (1) et (2)	Légèrement réduite	$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{\tau}{\mu \omega} + \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \right)$

CHAPITRE III

PASSAGE D'UN MILIEU À UN AUTRE. RÉFLEXION. RÉFRACTION

Examinons maintenant le cas d'une onde passant d'un milieu à un autre, en traversant la surface de séparation, supposée plane.

Les deux milieux sont définis par leurs constantes $\tau_1, \mu_1, \sigma_1, \varepsilon_1$ et $\tau_2, \mu_2, \sigma_2, \varepsilon_2$, c'est-à-dire en employant les notations (20) du paragraphe précédent, leurs impédances :

$$z_1 = \sqrt{\frac{\tau_1 + j\mu_1\omega}{\sigma_1 + j\varepsilon_1\omega}}, \quad z_2 = \sqrt{\frac{\tau_2 + j\mu_2\omega}{\sigma_2 + j\varepsilon_2\omega}}. \quad (1)$$

7-31. Incidence normale

Prenons d'abord le cas simple de l'*incidence normale* (cas du sondage ionosphérique ou de la paroi absorbante « antiradar »).

Les champs incidents \mathcal{E}_1 et \mathcal{H}_1 , perpendiculaires à la direction de propagation, sont alors tous deux parallèles au plan de séparation Σ (fig. 7-31-1).

Ils donnent lieu à des champs réfléchis \mathcal{E}'_1 et \mathcal{H}'_1 et à des champs réfractés \mathcal{E}_2 et \mathcal{H}_2 (tous comptés positivement dans le même sens) et les conditions de *continuité* à la traversée de la surface sont simplement :

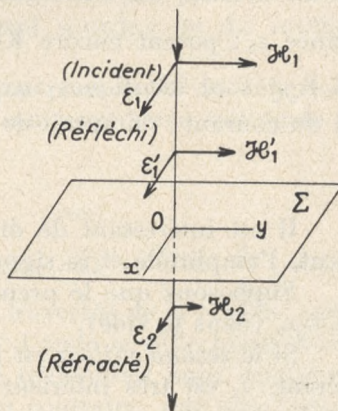


FIG. 7-31-1.

$$\begin{cases} \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}'_1 = \mathcal{E}_2 \\ \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}'_1 = \mathcal{H}_2 \end{cases} \quad (2)$$

Introduisant les « impédances » z_1 , z_2 ci-dessus, remplaçons \mathcal{E}_1 par $z_1 \mathcal{H}_1$, \mathcal{E}_1' par $-z_1 \mathcal{H}_1'$ ⁽¹⁾ et \mathcal{E}_2 par $z_2 \mathcal{H}_2$, la première équation devient :

$$z_1 \mathcal{H}_1 - z_1 \mathcal{H}_1' = z_2 \mathcal{H}_2$$

ou en posant $K = \frac{z_2}{z_1}$

$$\mathcal{H}_1 - \mathcal{H}_1' = K \mathcal{H}_2.$$

Combinant alors avec la seconde équation, on en tire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}_2 = \frac{2}{1+K} \mathcal{H}_1 \\ \mathcal{H}_1' = \frac{1-K}{2} \mathcal{H}_2 = \frac{1-K}{1+K} \mathcal{H}_1. \end{array} \right. \quad (3)$$

D'où

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{E}_1' = -z_1 \mathcal{H}_1' = -z_1 \frac{1-K}{1+K} \mathcal{H}_1 = \frac{K-1}{K+1} \mathcal{E}_1 \\ \mathcal{E}_2 = z_2 \mathcal{H}_2 = z_2 \frac{2}{1+K} \mathcal{H}_1 = \frac{2K}{1+K} \mathcal{E}_1 \end{array} \right. \quad (4)$$

On en tire, si l'on veut, les *coefficients de réflexion et de transmission* des deux composantes du champ :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\mathcal{E}} = \frac{\mathcal{E}_1'}{\mathcal{E}_1} = \frac{K-1}{K+1} \\ R_{\mathcal{H}} = \frac{\mathcal{H}_1'}{\mathcal{H}_1} = \frac{1-K}{1+K} = -R_{\mathcal{E}} \end{array} \right. \quad \left| \quad \begin{array}{l} T_{\mathcal{E}} = \frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{2K}{K+1} \\ T_{\mathcal{H}} = \frac{\mathcal{H}_2}{\mathcal{H}_1} = \frac{2}{1+K} \end{array} \right. \quad (5)$$

On notera l'analogie de ces formules avec celles de la tension et du courant sur une ligne d'impédance z_1 fermée sur une impédance z_2 ; posant encore $K = \frac{z_2}{z_1}$ les coefficients de réflexion $R_{\mathcal{E}}$ et $R_{\mathcal{H}}$ sont identiques aux coefficients de réflexion de la tension et du courant : on aurait de même le *taux d'ondes stationnaires* :

$$\tau = \frac{1+|R|}{1-|R|} \quad (6)$$

Il est intéressant de discuter rapidement ce taux, ou si l'on veut, l'amplitude et le signe du champ réfléchi.

Supposons que le premier milieu est l'air ; alors $\tau_1 = \sigma_1 = 0$ et $\mu_1 = \mu_0$ (dans le vide).

Si le *second milieu est bon conducteur*, le terme σ_2 est prépondérant, z_2 est très inférieur à z_1 , K est très petit, $R_{\mathcal{E}}$ tend vers (-1) .

⁽¹⁾ Les champs étant comptés positivement dans le même sens, mais le rayon réfléchi se propageant en sens inverse du rayon incident, il faut changer le signe de z_1 .

Il y a réflexion totale avec changement de signe pour le vecteur électrique [au voisinage immédiat de la surface, le champ électrique total ($\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_1'$) est donc *annulé* par l'opposition des deux termes].

Le coefficient de transmission $T_{\mathcal{E}}$ est nul, il n'y a pas de champ électrique dans le métal ; la surface de séparation se comporte comme un miroir ($T_{\mathcal{H}}$ n'est pas nul, au contact de la surface, mais le champ magnétique s'affaiblit très vite en profondeur).

Si le *second milieu est diélectrique*, $\sigma_2 = 0$, $\mu_1 = \mu_0$ et le coefficient K est donné par $\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}$. Si $\epsilon_2 = \epsilon_1 = 1$, on a $K = 1$, continuité entre les deux milieux, pas de réflexion, la surface de séparation est transparente.

Si $\epsilon_2 > \epsilon_1$ (cas général pour le sol, surtout humide, ou pour un capot diélectrique protégeant un radar, « radome ») ou si $\epsilon_2 < \epsilon_1$ (cas de pénétration dans une couche ionisée raréfiée, § 7-11) il apparaît une onde réfléchie d'autant plus intense que ϵ_2 est plus différent de ϵ_1 . En particulier si ϵ_2 s'annule et devient négatif (ionosphère aux fréquences basses), K devient imaginaire, donc les modules des coefficients de réflexion deviennent égaux à l'unité : on retrouve la réflexion totale (c'est le principe du sondage ionosphérique vertical).

Enfin, il peut être intéressant d'examiner dans quelle mesure on peut réaliser une *couche absorbante* qui, placée sur une surface métallique, empêcherait la réflexion des ondes par cette surface : problème de la « chambre électriquement sourde » ou du revêtement « antiradar ».

Les formules ci-dessus montrent que pour éviter la réflexion à l'entrée de cette couche, il faut que son impédance soit égale à celle de l'air, c'est-à-dire :

$$\sqrt{\frac{\tau_2 + j\mu_2\omega}{\sigma_2 + j\epsilon_2\omega}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (\text{réel})$$

condition qui peut être remplie avec $\tau_2 = \sigma_2 = 0$, si $\frac{\mu_2}{\epsilon_2} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0}$; mais alors il n'y aurait aucune perte dans la traversée de la couche (qui n'est pas absorbante mais transparente) ; l'onde se réfléchirait donc sur la surface métallique à protéger, et reviendrait pour ressortir, la couche ne servirait à rien. Il faut, au contraire, une absorption considérable sous une faible épaisseur, ce qui exige τ_2 et σ_2 grands, mais avec la condition :

$$\frac{\tau_2}{\sigma_2} = \frac{\mu_2}{\epsilon_2} = \frac{\mu_0}{\epsilon_0}$$

Malheureusement, il n'existe aucun corps connu présentant de telles propriétés. On s'efforce d'en réaliser avec des mélanges de caoutchouc, de noir de fumée et de poudre de fer très fine; d'autre part on peut améliorer le résultat en réglant l'épaisseur de la couche de manière à obtenir une opposition entre l'onde réfléchie à son entrée et celle réfléchie par la surface métallique en arrière, ou encore en disposant plusieurs couches successives à compositions différentes, simulant une variation continue des paramètres τ , σ , μ , ϵ . Mais ces artifices, ainsi que la variation indésirable de ces paramètres avec la fréquence, rendent très difficile d'obtenir une absorption vraiment efficace dans une large bande de fréquences.

7-32. Incidence oblique

Généralisons maintenant au cas de l'incidence oblique. On est alors amené à distinguer l'orientation des champs :

- Vecteur électrique *perpendiculaire* au plan d'incidence (la polarisation est alors dite conventionnellement, pour abrégier, « horizontale »);
- Vecteur électrique *dans le plan d'incidence* (polarisation dite « verticale »).

Si le vecteur électrique occupe une position intermédiaire, on considère séparément ses deux projections pour ramener aux cas-limites ci-dessus.

7-321. Polarisation « horizontale » (perpendiculaire au plan d'incidence)

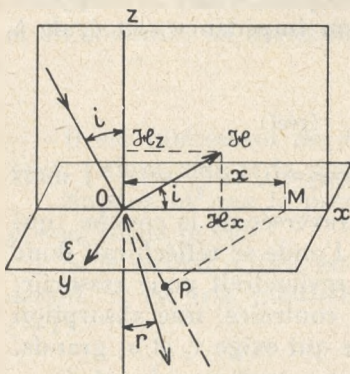


FIG. 7-321-1. — Réflexion en polarisation horizontale.

Appelant i l'angle d'incidence et choisissant pour axe Oy la direction du vecteur électrique, on a au point O (fig. 7-321-1) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \mathcal{E}_x = 0 & \mathcal{H}_x = H_0 \cos i \cdot e^{j\omega t} \\ \mathcal{E}_y = E_0 \cdot e^{j\omega t} & \mathcal{H}_y = 0 \\ \mathcal{E}_z = 0 & \mathcal{H}_z = H_0 \sin i \cdot e^{j\omega t} \end{array} \right. \quad (7)$$

En un point M, situé à la distance x plus loin sur la surface de séparation, l'onde parvient après un parcours $OP = x \sin i$ du

front d'onde, c'est-à-dire avec une amplitude multipliée par :

$$e^{-\gamma_1(x \sin i)}$$

Si l'on considère ensuite l'onde réfléchie $\mathcal{E}_1'\mathcal{H}_1'$, on a une relation analogue avec l'angle i' de réflexion ; et enfin si l'on considère l'onde réfractée $\mathcal{E}_2\mathcal{H}_2$, on a une relation analogue avec l'angle r de réfraction et la constante de propagation γ_2 du second milieu.

Comme il doit y avoir continuité lors de la progression de l'onde, les rapports des champs réfléchi et réfracté au champ incident doivent rester constants, c'est-à-dire que la variation d'amplitude doit être la même pour les trois, donc :

$$\gamma_1 \sin i = \gamma_1 \sin i' = \gamma_2 \sin r$$

d'où évidemment :

$$\left\{ \begin{array}{l} i=i' \quad \text{l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence} \\ \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = (\text{constante complexe}) = \bar{n}. \\ \quad \quad \quad \text{indice de réfraction} \end{array} \right.$$

On retrouve les lois de Descartes ⁽¹⁾, mais avec la complication d'un « indice de réfraction » imaginaire. Cependant, si les milieux ne comportent ni conductibilité, ni pertes, $\sigma = \tau = 0$ et l'indice

$$n = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \sqrt{\frac{\mu_2 \mathcal{E}_1}{\mu_1 \mathcal{E}_2}} \text{ redevient réel.}$$

D'autre part, il doit y avoir continuité des composantes tangentielles des champs à la traversée de la surface Σ ⁽²⁾, donc ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{E}_y + \mathcal{E}_y' = \mathcal{E}_y'' \\ \mathcal{H}_x + \mathcal{H}_x' = \mathcal{H}_x'' \end{array} \right. \quad (9)$$

(l'indice ' s'appliquant au champ réfléchi et l'indice '' au champ réfracté).

On retrouve donc un système d'équations semblable à celui (2) de l'incidence normale, toutefois avec seulement \mathcal{H}_x à la place de \mathcal{H} total.

On retrouvera donc des expressions analogues pour le coefficient de réflexion, mais en y remplaçant le quotient $z_1 = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{H}}$ par $z_1' = \frac{\mathcal{E}}{H_0 \cos i} = \frac{z_1}{\cos i}$ dans le premier milieu, et $z_2 = \frac{\mathcal{E}_x''}{\mathcal{H}_x''}$ par

⁽¹⁾ Appellées « lois de Snell » par les Américains.

⁽²⁾ Par contre les composantes normales (ici \mathcal{H}_z) subissent une discontinuité qui maintient constant le vecteur rotationnel. Voir un cours d'électricité théorique, par exemple BLOCH.

$z_2' = \frac{\mathcal{E}}{\Pi_2 \cos r} = \frac{z_2}{\cos r}$ dans le second. D'où le nouveau coefficient (remplaçant K de l'incidence normale):

$$K_n = \frac{z_2}{\cos r} \times \frac{\cos i}{z_1} = K \frac{\cos i}{\cos r} \quad (10)$$

que nous discuterons plus loin.

7-322. Polarisation « verticale » (dans le plan d'incidence)

Calcul analogue, sauf que les champs \mathcal{E} et \mathcal{H} sont intervertis, et par suite les impédances apparentes ne sont plus divisées, mais multipliées par $\cos i$ et $\cos r$, d'où :

$$K_v = K \frac{\cos r}{\cos i} \quad (11)$$

Moyennant cette substitution, les formules (5) ci-dessus donneront les coefficients de réflexion $R_{\mathcal{E}}$ et $R_{\mathcal{H}}$ relatifs à la composante *tangentielle* \mathcal{E}_x du champ électrique, et à celle *tangentielle*, donc aussi *totale*, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_y$ du champ magnétique.

Il est intéressant de connaître également le coefficient de réflexion pour la composante *normale* (verticale) du champ électrique \mathcal{E}_z et pour le champ électrique *total* \mathcal{E} ; mais ces coefficients se déduisent immédiatement des précédents; en effet, le rapport \mathcal{E}/\mathcal{H} ne dépend que du milieu, il est donc le même après réflexion; donc le coefficient de réflexion de \mathcal{H} (ou \mathcal{H}_y) s'applique aussi à \mathcal{E} .

Comme d'autre part il est aussi le même pour \mathcal{E}_x (au signe près) il est donc forcément encore le même pour \mathcal{E}_z . Bref, le coefficient de réflexion est :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\mathcal{H}} = \frac{1-K}{1+K} \text{ pour } \mathcal{H}_y, \mathcal{H}, \mathcal{E}_z \text{ et } \mathcal{E} \\ \text{et} \\ -R_{\mathcal{E}} = \frac{K-1}{1+K} \text{ pour } \mathcal{E}_x. \end{array} \right. \quad (11\text{bis})$$

7-323. Discussion des coefficients de réflexion à incidence oblique

La discussion des valeurs du champ réfléchi, c'est-à-dire des *coefficients de réflexion*, est fondamentale dans les problèmes de propagation.

Reprenant donc le même calcul qu'au paragraphe 7-31 pour trouver $R_{\mathcal{E}}$ et $R_{\mathcal{H}}$, et remplaçant K par les valeurs K_H ou K_V précédentes (10), (11) et (11bis), nous obtenons :

$$\left\{ \begin{aligned} (R_{\mathcal{E}})_H &= -(R_{\mathcal{H}})_H = \frac{K \frac{\cos i}{\cos r} - 1}{K \frac{\cos i}{\cos r} + 1} = \frac{K \cos i - \cos r}{K \cos i + \cos r} \\ (R_{\mathcal{E}})_V &= +(R_{\mathcal{H}})_V = \frac{1 - K \frac{\cos r}{\cos i}}{1 + K \frac{\cos r}{\cos i}} = \frac{\cos i - K \cos r}{\cos i + K \cos r} \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Bornons-nous maintenant au cas où les milieux considérés sont l'air, le sol et l'ionosphère : pour eux, $\tau=0$ et μ est le même. Les rapports $K = \frac{z_2}{z_1}$ et $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \bar{n}$ (éq. 8) dépendent donc seulement des « constantes diélectriques complexes » $\eta = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega}$ et l'on a :

$$K = \frac{z_2}{z_1} = \sqrt{\frac{\tau_2 + j\mu_2\omega}{\tau_1 + j\mu_1\omega}} \times \frac{\sigma_1 + j\varepsilon_1\omega}{\sigma_2 + j\varepsilon_2\omega} = \sqrt{\frac{\sigma_1 + j\varepsilon_1\omega}{\sigma_2 + j\varepsilon_2\omega}} = \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} = \frac{1}{\bar{n}} \quad (13)$$

(si le premier milieu est l'air, $\sigma_1=0$ et ceci se réduit à $\frac{1}{K} = \bar{n} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - j \frac{\sigma_2}{\varepsilon_1\omega}}$)

d'où :

$$\left\{ \begin{aligned} (R_{\mathcal{E}})_H &= -(R_{\mathcal{H}})_H = \frac{\cos i - \bar{n} \cos r}{\cos i + \bar{n} \cos r} \\ (R_{\mathcal{E}})_V &= -(R_{\mathcal{H}})_V = \frac{\bar{n} \cos i - \cos r}{\bar{n} \cos i + \cos r} \end{aligned} \right. \quad (14)$$

Il est souvent commode, aux incidences rasantes, de considérer, au lieu de l'angle d'incidence i , son complément l'angle « d'arrivée » $\varphi = \frac{\pi}{2} - i$.

Remplaçant alors $\cos i$ par $\sin \varphi$ et $\cos r$ par

$$\sqrt{1 - \sin^2 r} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}} = \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \varphi}{n^2}}$$

nous obtenons :

$$\left\{ \begin{aligned} (R_{\mathcal{E}})_H &= \frac{\sin \varphi - \sqrt{\bar{n}^2 - \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi + \sqrt{\bar{n}^2 - \cos^2 \varphi}} \\ (R_{\mathcal{E}})_V &= \frac{\bar{n}^2 \sin \varphi - \sqrt{\bar{n}^2 - \cos^2 \varphi}}{\bar{n}^2 \sin \varphi + \sqrt{\bar{n}^2 - \cos^2 \varphi}} \end{aligned} \right. \quad (\bar{n} \text{ est défini par (13) ci-dessus}) \quad (15)$$

Pour ne pas traîner indéfiniment ces deux expressions différentes, on peut les ramener à la même forme grâce à l'artifice de calcul suivant (NORTON) :

Introduisons une « constante de polarisation \mathcal{C} » définie par :
en polarisation horizontale | *en polarisation verticale*

$$\mathcal{C}_H = (\eta - \cos^2 \varphi) = C_H e^{-j(\frac{\pi}{2} - b_H)} \quad \left| \quad \mathcal{C}_V = \frac{\eta - \cos^2 \varphi}{\eta^2} = C_V e^{-j(\frac{\pi}{2} - b_V)} \right.$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} C_H = |\eta - \cos^2 \varphi| \\ b_H = \pi - b' \end{array} \right.$ | avec $\left\{ \begin{array}{l} C_V = \left| \frac{\eta - \cos^2 \varphi}{\eta^2} \right| \\ b_V = 2b'' - b' \end{array} \right.$ (16)

et $\left\{ \begin{array}{l} \eta = n^2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - j \frac{\sigma_2}{\epsilon_1 \omega} = \epsilon_r - j 60 \sigma_2 \lambda \\ \lg b' = \frac{\epsilon_r - \cos^2 \varphi}{60 \sigma_2 \lambda} \quad \lg b'' = \frac{\epsilon_r}{60 \sigma_2 \lambda} \end{array} \right.$

Il suffit alors de récrire (15) sous la forme :

$$(R_{\mathcal{E}})_H = \frac{\frac{\sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}} - 1}{\frac{\sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}} + 1} \quad \text{et} \quad (R_{\mathcal{E}})_V = \frac{\frac{n^2 \sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}} - 1}{\frac{n^2 \sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}} + 1} \quad (15bis)$$

pour constater qu'avec les notations (16) ces deux expressions s'écrivent pareillement :

$$R_{\mathcal{E}} = \frac{\frac{\sin \varphi}{\sqrt{\mathcal{C}}} - 1}{\frac{\sin \varphi}{\sqrt{\mathcal{C}}} + 1} = \rho \cdot e^{j\psi} \quad (17)$$

à condition de prendre pour \mathcal{C} la valeur \mathcal{C}_H ou \mathcal{C}_V relative à la polarisation considérée.

Cette formule nous sera utile plus loin.

Moyennant quoi, on voit facilement les valeurs du coefficient de réflexion quand une onde se propageant dans l'air tombe sur la surface de séparation d'avec un autre milieu.

Soit d'abord le cas d'un *sol bon conducteur* : mer, en ondes longues ; le facteur $60 \sigma_2 \lambda$ est très grand, donc n^2 ou η aussi ; donc \mathcal{C}_H est grand et \mathcal{C}_V petit. Donc $(R_{\mathcal{E}})_H$ est sensiblement égal à -1 : le champ électrique tangentiel (horizontal) réfléchi est en opposition avec le champ incident. Au contraire, $(R_{\mathcal{E}})_V$ est voisin de $+1$ (à moins que $\sin \varphi$ ne soit extrêmement petit) ⁽¹⁾, c'est-à-dire que le champ vertical réfléchi est du même ordre et de même signe que le champ incident. Une telle réflexion est parfois dite « métallique ».

(1) Il ne faut pas vouloir faire $\varphi = 0$ dans la formule de FRESNEL qui suppose une onde plane venant d'un émetteur éloigné ; le cas de $\varphi = 0$ s'applique à l'émetteur au ras du sol, qui sera traité plus loin.

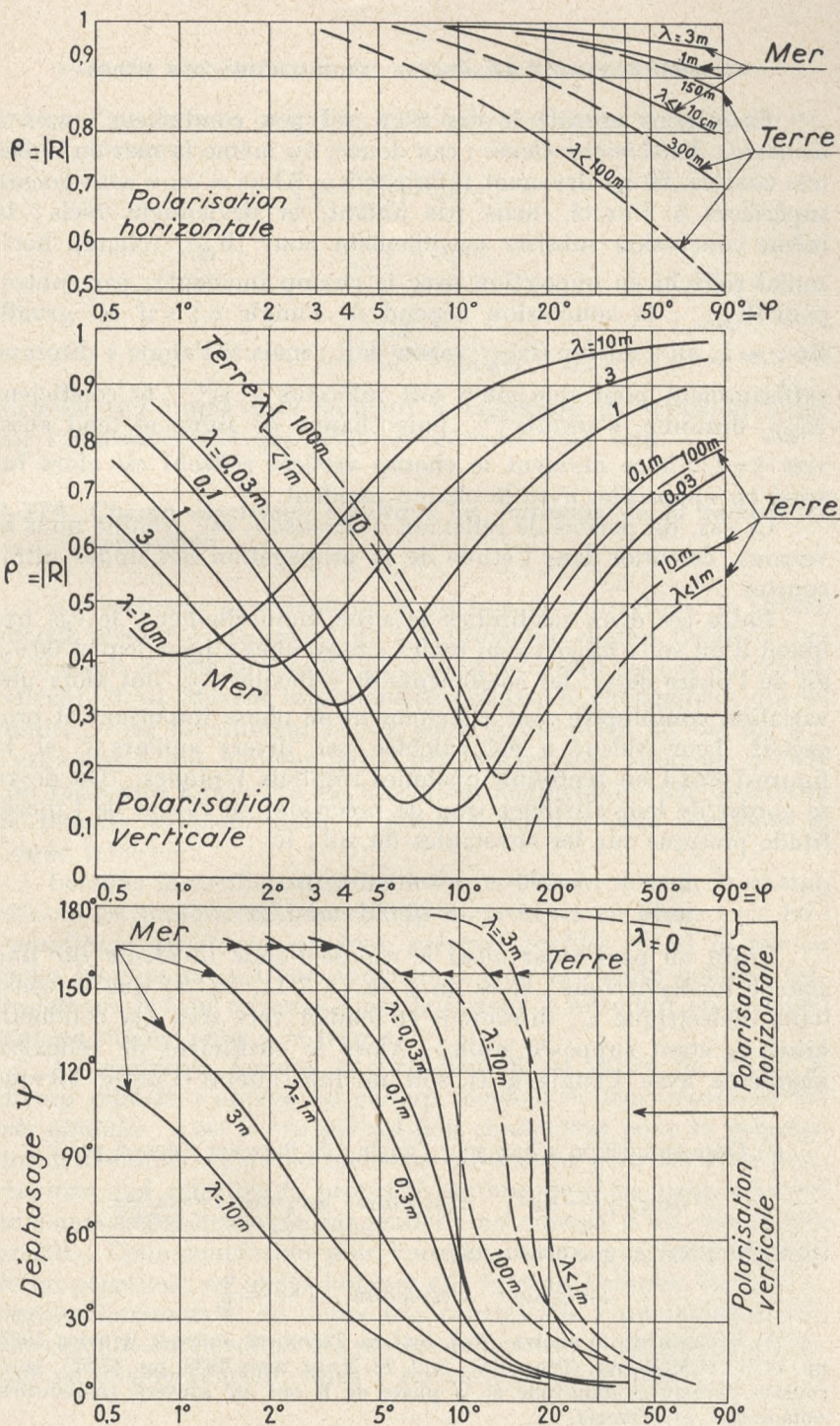


Fig. 7-323-1. — Coefficients de réflexion du champ électrique $R = \rho \cdot e^{j\psi}$ sur divers sols et pour les polarisations horizontale et verticale.

Examinons ensuite le cas d'un sol peu conducteur, mais à constante diélectrique élevée : eau douce, ou même la mer en ondes très courtes, $60 \sigma_2 \lambda$ devenant inférieur à ϵ . Alors n ou γ sont encore supérieurs à l'unité, mais pas autant, et deviennent réels ; la même conclusion subsiste sensiblement pour $(R_{\mathcal{E}})_h$ (champ horizontal réfléchi en opposition avec le champ incident) ; par contre, pour $(R_{\mathcal{E}})_v$, la conclusion dépend de l'angle φ ; s'il est grand, $\sin \varphi \approx 1$, on a encore $(R_{\mathcal{E}})_v$ voisin de 1 ; mais si l'angle φ diminue suffisamment pour que $\sin \varphi$ soit inférieur à $\sqrt{\epsilon_r}$, le coefficient $(R_{\mathcal{E}})_v$ diminue, s'annule ⁽¹⁾, puis change de signe et tend aussi vers (-1) ; à ce moment le champ vertical réfléchi est alors lui aussi en opposition avec le champ incident.

Ce cas, dit parfois de réflexion « vitreuse », est, comme nous le verrons, essentiel dans l'étude de la propagation des ondes ultra-courtes.

Entre ces deux cas-limites se situe, naturellement, le cas fréquent d'un sol « moyen » en ondes « moyennes » pour lequel $60 \sigma_2 \lambda$ est de l'ordre de ϵ_r ; les coefficients de réflexion $R_{\mathcal{E}}$ ont alors une variation compliquée avec changement de phase important et progressif. Leur valeur a été calculée par divers auteurs ⁽²⁾ et la figure 7-323-1 en reproduit quelques résultats typiques. (On devra se garder de leur attribuer trop de précision, en raison de l'incertitude pratique sur les constantes du sol ; ici :

mer	$\epsilon=80$	$\sigma=4$ mho/m ;
terre	$\epsilon=10$	$\sigma=0,001$ mho/m).

Enfin on peut avoir aussi le cas de l'onde incidente sur une couche ionosphérique ; alors on a vu (§ 7-11, éq. 9) que la constante diélectrique ϵ_r , diminuait et tendait vers zéro (la conductibilité σ_2 étant supposée nulle). Alors le coefficient de réflexion augmente avec l'angle φ et son module atteint l'unité lorsque

⁽¹⁾ Cette annulation a lieu pour l'angle « de Brewster » donné par

$$n^2 \sin \varphi = \sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi} \quad \text{c'est-à-dire} \quad \sin \varphi = \cos i = \frac{1}{\sqrt{n^2 + 1}}$$

On vérifie aisément que dans ce cas,

$$\cos i = \sin r \quad \text{c'est-à-dire} \quad (i+r) = \frac{\pi}{2}$$

⁽²⁾ Notamment BURROWS (*Bell System Technical Journal*, janvier 1937, pp. 54-61) et McPERRIE (*Proc. Wir. Sect. El. Eng.*, mars 1938, pp. 47-52) : leurs courbes donnant l'amplitude et la phase de R ont été souvent reproduites, notamment par TERMAN.

$(n^2 - \cos^2 \varphi)$ devient négatif, c'est-à-dire d'après l'équation (9), § 7-11, lorsque :

$$\left(1 - \frac{Nq^2}{m\omega^2}\right) - \cos^2 \varphi < 0$$

$$\frac{Nq^2}{m\omega^2} > \sin^2 \varphi$$

ou

$$\omega < \sqrt{\frac{Nq^2}{m}} \times \frac{1}{\sin \varphi} = \omega_c \frac{1}{\sin \varphi} \quad (18)$$

formule très importante donnant la condition de réflexion totale par l'ionosphère, et que nous retrouverons plus loin.

7-324. Champ électrique résultant au voisinage de la surface de séparation

Au voisinage immédiat de la surface de séparation, le champ effectif résulte évidemment de l'*addition* du champ incident (tel qu'il serait si cette surface de séparation n'existait pas) et du champ réfléchi. Il est souvent important de préciser le changement qui en résulte ; c'est notamment le cas pour la réception *au ras du sol*, c'est-à-dire à une hauteur faible par rapport à la longueur d'onde (on verra plus loin le cas où, la hauteur augmentant, une différence de marche supplémentaire s'introduit entre l'onde incidente et l'onde réfléchie).

Lorsque le coefficient de réflexion est voisin de +1, le champ réfléchi est presque égal au champ incident, et en phase avec lui : *l'amplitude résultante est donc presque doublée*. C'est le cas en ondes longues sur sol bon conducteur pour le champ polarisé verticalement et l'on retrouve ainsi le facteur 2 introduit en considérant un dipôle « mis à la terre ».

Au contraire, lorsque le coefficient R est voisin de (-1), le champ réfléchi s'oppose au champ incident et *leur résultante est très affaiblie* : c'est le cas sur sol bon conducteur pour la polarisation horizontale, et sur sol mauvais conducteur pour les *deux* polarisations (on retrouve la propriété connue qu'il ne peut subsister de composante électrique tangentielle au contact d'un conducteur parfait). Cette conclusion pèse lourdement sur tous les problèmes de propagation : en ondes longues elle interdit l'emploi de la polarisation horizontale ; en ondes très courtes elle rend indispensable une certaine *surélévation* des postes, de manière à ajouter un déphasage au champ réfléchi. Nous y reviendrons longuement.

7-325. Vérifications expérimentales

Les formules théoriques précédentes, basées sur des hypothèses simples et des calculs rigoureux, paraissent devoir bien représenter la réalité.

C'est en effet ce que l'on constate, dans la mesure où l'on a bien affaire à une surface de séparation plane, et où les constantes des deux milieux sont bien connues.

En particulier, en ondes longues sur mer, la multiplication du champ vertical par le facteur 2 et l'annulation pratique du champ horizontal ont été constatées depuis les débuts de la T. S. F. par toutes les mesures possibles.

On a également vérifié que, sur terre, les conditions changent peu, et notamment la composante horizontale du champ reste trop faible pour être ordinairement utilisable (sauf cas exceptionnel de l'antenne de grande longueur « Beverage »).

En ondes courtes et surtout très courtes, la validité des formules apparaît moins assurée, du fait que la surface du sol ne présente plus la planéité idéale : hors les cas d'un désert de sable parfaitement nivelé, ou d'une mer parfaitement calme, cette surface présente en effet des irrégularités de la dimension de la longueur d'onde : sur terre, reliefs du sol, végétation, arbres, constructions, etc.; sur mer, vagues de hauteurs variées.

Le coefficient de réflexion pouvant jouer dans ce domaine, comme on le verra, un grand rôle dans la détermination de la por-

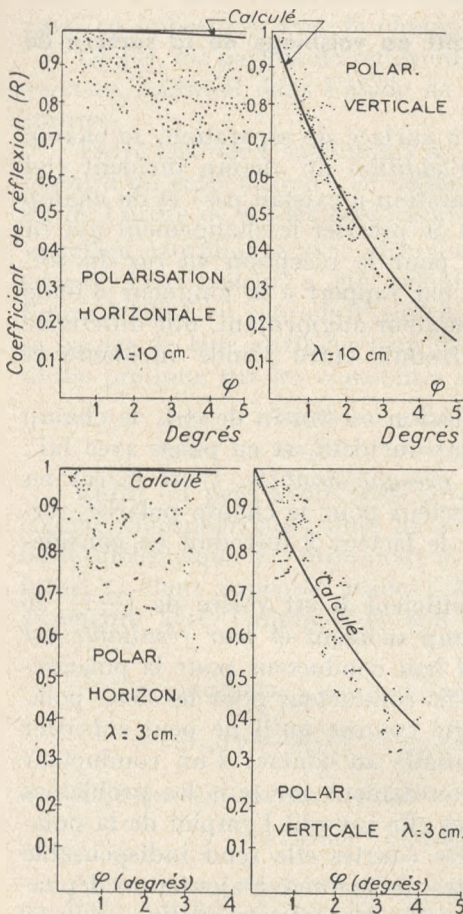


FIG. 7-325-1. — Coefficients de réflexion des ondes centimétriques sur mer calme.

téc, il était intéressant de vérifier directement sa valeur dans les conditions pratiques. Diverses séries d'expériences ont été conduites à cet effet — principalement dans le camp anglo-saxon aux débuts du radar —, et leurs conclusions sont assez nettes :

Sur mer calme, les coefficients de réflexion calculés se retrouvent sensiblement en polarisation *verticale*, jusqu'aux ondes de 10 cm et 3 cm (fig. 7-325-1, courbes de droite ; les points représentent les résultats expérimentaux). En polarisation *horizontale*, la concordance est moins bonne et la dispersion notable ; les coefficients trouvés sont inférieurs aux valeurs calculées (fig. 7-325-1, gauche) ⁽¹⁾.

Sur mer agitée, et *sur terre*, le désaccord et la dispersion s'aggravent encore. Le coefficient de réflexion n'approche de l'unité que sur des aires exceptionnellement planes, par exemple pistes d'aérodrome. Sur les terrains cultivés, champs, forêts, villes, etc., il dépasse rarement 0,2 en ondes décimétriques.

Nous reviendrons plus loin (§ 7-42) sur le « critérium de RAYLEIGH » pour évaluer l'irrégularité du sol.

Enfin, même si la surface du sol est parfaitement régulière, elle n'est pas plane sur de grandes étendues, puisque la Terre est sphérique. D'où une correction nécessaire par un « facteur de divergence » D tenant compte du rayon de courbure. Nous en donnerons une formule au paragraphe 7-42, mais, comme on s'en doute, il est rarement appréciable.

⁽¹⁾ D'après KERR, *Microwave Propagation*, § 5-6. Il y a cependant des expériences où la réflexion est meilleure en polarisation horizontale qu'en polarisation verticale (voir LAMONT et WATSON, *Nature*, 28 décembre 1946, 158, p. 943).

CHAPITRE IV

RÔLE DU SOL

7-41. Formules de base dans l'espace libre

Dans tous les calculs de propagation il est d'usage de prendre comme base de départ les formules dites « de l'espace libre », c'est-à-dire d'un milieu diélectrique isotrope sans pertes (transparent), comme le vide ou l'air homogène sec. L'effet du sol, de la troposphère et de l'ionosphère y sera introduit ensuite par des facteurs correctifs.

D'autre part, on est amené à utiliser pratiquement diverses grandeurs caractéristiques :

— *A l'émission*, le courant dans l'aérien, sa hauteur « effective », son « gain » par rapport à un aérien pris comme étalon, son pouvoir directif, la puissance « rayonnée » ;

— *A la réception*, le champ électrique (ou, plus rarement, le champ magnétique), le flux d'énergie capté par l'aérien, la puissance fournie à une charge adaptée ou la tension à l'entrée d'un amplificateur à lampes, ..

Pour éviter des redites ou des renvois multipliés à d'autres parties du cours, nous commençons donc par rappeler les formules fondamentales de base liant ces diverses grandeurs, telles qu'on les a démontrées aux chapitres *Antennes* et *Rayonnement*, ou sous quelques variantes de formes qui nous seront nécessaires plus tard.

7-411. Formules du « doublet » — Transmission

On a vu (tome I^{er}, § 2-51) qu'un petit élément de courant I de longueur l , excité sur l'onde de longueur λ , donnait à la distance d , dans le plan diamétral, le champ électrique :

$$E_0 = \frac{2 \pi c I l}{\lambda d} \quad (c = \text{vitesse de la lumière}) \quad (1)$$

en unités cohérentes CGS. EM, ou, en passant aux unités pratiquement utilisées par les radio-électriciens :

$$E_0 \left(\frac{\text{microvolts}}{\text{mètre}} \right) = \frac{60 \pi I (\text{amp}) \times l (\text{mètres})}{\lambda (\text{kilomètres}) \times d (\text{kilomètres})} \quad (1bis)$$

(le produit $I \times l$ est parfois appelé « moment » de l'émetteur).

Au lieu du courant I et de la longueur l , on peut faire intervenir la puissance « rayonnée » ; en effet celle-ci est :

$$(\text{watts}) \quad W_t = R_r \times I^2 \quad (\text{ohms, ampères}), \quad (2)$$

en appelant R_r la résistance de rayonnement :

$$R_r = 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \quad \text{ohms} \quad (3)$$

les termes $\frac{l}{\lambda}$ de la formule (1bis) représentent donc $\sqrt{W_t}$ à un coefficient près, et en le calculant on trouve :

$$E_0 \left(\frac{\text{millivolts}}{\text{mètre}} \right) = \frac{212 \sqrt{W_t (\text{kilowatts})} \quad (1)}{d (\text{km})} \quad (4)$$

Le produit $E_0 d$, caractéristique de l'émetteur, est parfois appelé « force cynomotrice ».

Quant au champ magnétique, il est :

$$\mathcal{M} = \frac{E_0 \left(\frac{\text{v}}{\text{m}} \right)}{120 \pi} \quad \text{ampères/mètre} \quad (5)$$

Le produit de ces deux vecteurs donne d'après le théorème de Poynting, le flux d'énergie transporté par l'onde :

$$\Phi = E_0 \times \frac{E_0}{120 \pi} = \frac{3}{8 \pi} \times \frac{W_t (\text{watts})}{d^2 (\text{m})} \quad \text{watts/m}^2 \quad (6)$$

N. B. — Toutes ces formules supposent $l \ll \lambda \ll d$

7-412. Doublet récepteur

Placé dans le champ E_0 , le doublet de longueur « effective » l capte la f.e.m. totale lE_0 et sa résistance (de rayonnement) est de nouveau donnée par (3).

Supposons-le accordé par un élément de résistance nulle, il absorbera la puissance :

(¹) Nous n'insistons pas sur quelques variantes évidentes, comme celle-ci, fréquemment employée dans les ouvrages américains :

$$E_0 \left(\frac{\text{volts}}{\text{mètre}} \right) = \frac{3 \sqrt{5} \sqrt{W_t (\text{watts})}}{d (\text{mètres})} \approx 7 \frac{\sqrt{W_t (\text{watts})}}{d (\text{mètres})} \quad (4bis)$$

$$w_r = \frac{(IE_0)^2}{R_r} = \frac{\lambda^2(m) \times E_0^2 \left(\frac{V}{m}\right)}{80 \pi^2} \quad (7)$$

remplaçant E_0 par sa valeur (4) mais en volts/m :

$$\frac{w_r}{(\text{watts})} = \frac{\lambda^2(m) \times (0,212)^2 W(\text{kW})}{80 \pi^2 \cdot d^2(\text{km})} = (0,48 \lambda^2) \times \frac{3}{8 \pi} \frac{W_r(\text{watts})}{d^2(\text{mètres})} \quad (8)$$

Comparant avec le flux d'énergie Φ , équation (6), on voit que le doublet accordé par un élément de résistance nulle absorbe la puissance qui traverse la surface

$$S = 0,48 \lambda^2 \quad (9)$$

qui est donc, si l'on veut, la « surface de captation » de ce doublet.

Si, au lieu d'être accordé par un élément de résistance nulle, le doublet débitait sur une « charge adaptée » pour lui fournir le maximum d'énergie, c'est-à-dire sur une résistance égale à la sienne R_r ⁽¹⁾, il lui fournirait le *quart* de l'énergie précédente, c'est-à-dire :

$$w_r' = (0,12 \lambda^2) \times \frac{3}{8 \pi} \times \frac{W_r(\text{watts})}{d^2(\text{mètres})} \quad (8bis)$$

ou, si l'on veut, la puissance traversant une surface de :

$$S' = 0,12 \lambda^2 \quad (9bis)$$

Le « rendement en énergie » de la transmission ou « affaiblissement de transmission » ⁽²⁾ serait alors :

$$\eta = \frac{w_r'}{W_t} = \frac{0,12 \times 3}{8 \pi} \times \frac{\lambda^2}{d^2} = 0,0144 \frac{\lambda^2}{d^2} \quad (10)$$

λ et d dans la même unité, par exemple en mètres.

Les distances d intéressantes en radiocommunication étant toujours très supérieures aux longueurs d'onde λ utilisées, les chiffres de rendement fournis par cette formule sont toujours extrêmement petits. Une radiocommunication n'est pas une transmission d'énergie ; c'est bien évident. Son but est de transmettre de l'« information » à une distance relativement grande, en profitant de l'énorme intervalle réalisable entre la puissance transmise W_t et la puissance nécessaire pour actionner un récepteur sensible, $(w_r')_{\min}$. On prendra donc la formule en sens inverse pour calculer d (maximum) en fonction de W_t , $(w_r')_{\min}$ et λ :

$$d_{\max} = 0,12 \lambda \sqrt{\frac{W_t}{(w_r')_{\min}}} \quad (10bis)$$

(1) En négligeant les pertes par rapport à R_r .

(2) Dont l'emploi est préconisé par certains auteurs, par exemple NORTON.

en unités homogènes, par exemple :

mètres pour λ et d ,
watts pour W_t et $(w_r')_{\min}$.

On remarquera qu'avec les hypothèses faites, le rendement de la transmission entre deux doublets ne dépend pas de leur longueur, tant qu'elle reste très inférieure à λ .

Lorsqu'elle atteint $\frac{\lambda}{2}$, les doublets sont accordés d'eux-mêmes ; aucune réactance additionnelle n'est donc requise. D'autre part, la distribution du champ dans le plan du doublet commence à se modifier, la « hauteur effective » est $l = \frac{2}{\pi} \times \frac{\lambda}{2}$ et la résistance de rayonnement $R_r = 73,1$ ohms ; il en résulte une très légère majoration de champ E_0 (formules 1 et 4) pour la même puissance rayonnée : il est multiplié par 1,045 ; ou si l'on veut, la puissance est apparemment multipliée par 1,09 dans les formules 4, 6, ... Il y a un gain de 0,4 dB.

Le même gain se trouve à la réception, de sorte qu'entre deux doublets demi-onde, le coefficient 0,0144 de l'équation (10) est remplacé par 0,017.

7-413. Transmissions entre aériens quelconques

Si, au lieu de *doublets*, on emploie des aériens différents, on pourra revenir au cas précédent en définissant, pour chacun de ces aériens, leur *gain* (en énergie G , ou en champ \sqrt{G}) par rapport au doublet classique.

Un cas théoriquement concevable — mais sans intérêt pratique — est celui du « radiateur isotrope », c'est-à-dire rayonnant également dans toutes les directions ; par rapport au doublet (dans son plan diamétral), il est moins avantageux ; son « gain » est inférieur à l'unité, on montre qu'il vaut $G = \frac{2}{3}$.

En général, on emploiera des aériens formés de plusieurs doublets (longs fils, rideaux, losanges, etc.) ou de surfaces vibrant en phase (miroirs, réflecteurs, cornets, pavillons, etc.), concentrant l'énergie autour d'une direction privilégiée. Dans cette direction, le gain sera donc supérieur à l'unité : il peut atteindre $G = 10$ à 100 en ondes décamétriques, 1000 à 10 000 en ondes centimétriques.

Nous renvoyons, pour son calcul, au *Cours d'Antennes*, en rappelant simplement que si l'aérien comporte une surface S excitée en

phase, le gain maximum théorique par rapport au « radiateur isotrope » est :

$$G_M = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \quad (11)$$

En fait, il ne faut pas compter sur plus de la moitié de ce chiffre, en raison des imperfections de l'aérien ; et pour avoir le gain *par rapport au doublet*, il faut encore multiplier par 2/3 de sorte que la *majoration des puissances* par rapport au doublet, est finalement :

$$G = \frac{(4 \text{ à } 5)S}{\lambda^2} \quad (12)$$

En vertu d'un théorème de réciprocité, on retrouve le même gain si l'antenne travaille à la réception.

Si donc l'on transmet avec la puissance W_t et un aérien du gain G_1 , on aura dans la direction privilégiée, à la distance d , le champ (au lieu de 4) :

$$E_0 \left(\frac{mv}{m} \right) = \frac{212 \sqrt{GW_t(\text{kW})}}{d(\text{km})} \quad (13)$$

De même, entre deux aériens de gains respectifs G_1 et G_2 , la puissance fournie à une charge adaptée sera (au lieu de 8bis) :

$$w_{r'} = \underset{(\text{watts})}{(0,12\lambda^2)} \times \underset{(m)}{\frac{3}{8\pi}} \times G_1 \times G_2 \times \frac{W_t(\text{watts})}{d^2(m)} \quad (14)$$

et enfin la portée maximum avec un récepteur de sensibilité $(w_{r'})_{\min}$ sera (au lieu de 10bis) :

$$d_{\max} = \underset{(m)}{0,12\lambda} \underset{(m)}{G_1 G_2} \sqrt{\frac{W_t(\text{watts})}{(w_{r'})_{\min}(\text{watts})}} \quad (15)$$

Rappelons que toutes ces formules sont valables dans un diélectrique parfait, loin de tout obstacle.

(¹) On peut naturellement mettre encore cette formule sous d'autres formes ; par exemple, si au lieu du *gain* des antennes, on met leurs surfaces, on a d'après (12) :

$$w_{r'} = \underset{(\text{watts})}{[0,12\lambda^2(m)]} \times \frac{3}{8\pi} \times \frac{4S_1}{\lambda^2} \times \frac{4S_2}{\lambda^2} \times \frac{W_t(\text{watts})}{d^2}$$

$$w_{r'} = \underset{(\text{watts})}{0,25 \text{ à } 0,5} \frac{S_1 S_2}{\lambda^2 d^2} W_t(\text{watts})$$

le coefficient monterait à 1 en admettant pour les antennes le rendement théorique maximum.

7-414. Cas réel des postes très surélevés

La question est maintenant de savoir si ces conditions idéales théoriques se rencontrent effectivement dans la pratique, tout au moins avec une approximation raisonnable. La réponse est affirmative dans un cas : celui de postes *très surélevés*, dans une atmosphère suffisamment *homogène et transparente*. Précisons ces restrictions :

Par « *très surélevés* », il faut entendre que les hauteurs h_1, h_2 , des deux postes, sont d'abord très supérieures à la longueur d'onde, et d'autre part assez grandes par rapport à la distance d , pour que le rayon « *direct* » joignant les postes soit beaucoup plus court que tout rayon « *indirect* » réfléchi par le sol. (Nous trouverons plus loin des formules précisant ces inégalités.)

Par « *atmosphère transparente et homogène* », il faut entendre un air dont l'indice de réfraction reste sensiblement constant, sans mouvements ascendants ou descendants, ni inversions de température (« *subsidences* ») et sans « *précipitations* » d'eau liquide ou solide (brouillards épais, nuages, pluie, neige, grêle, ...) (Nous reviendrons sur ces points aux §§ 7-5 et suivants.)

Ces conditions peuvent se trouver réunies pour des liaisons *entre avions à faible distance*, ou *entre sommets montagneux*.

Les formules (1) à (15) montrent combien cette situation est favorable, c'est-à-dire combien la sensibilité des récepteurs modernes permet de réaliser des portées notables avec des puissances d'émission faibles.

Par exemple, il est aisé de rayonner $W_t = 10 \text{ watts} = 0,01 \text{ kW}$; et de recevoir confortablement la télégraphie ou la téléphonie avec un champ de $E_0 = 0,1 \text{ millivolt/mètre}$; la formule (4) indique alors une portée de $d = 212 \text{ km}$.

En employant des aériens dirigés, c'est-à-dire en multipliant le champ par des gains G_1, G_2 très supérieurs à 1, ou en réalisant des récepteurs encore plus sensibles (ce qui est facile), on obtiendrait toutes les portées compatibles avec nos hypothèses, même avec des puissances rayonnées W_t de l'ordre du centième de watt. On peut dire que dans ces conditions, la question de « *puissance à l'émission* » ne se pose pratiquement pas. C'est ce que mettent à profit tous les systèmes de « *relais* » ou « *câbles hertziens* » à faisceaux d'ondes centimétriques dirigés ⁽¹⁾.

On obtient même souvent une marge de sécurité si grande,

(1) Voir, par exemple, *Onde électrique*, n° spécial, avril-mai 1953, et mesures prolongées de MILLAR et BYAM à 42 milles (*Proc. Inst. Rad. Eng.*, juin 1950, pp. 618-626).

qu'on ne s'attarde guère à discuter la mesure dans laquelle l'air se comporte effectivement comme un diélectrique parfait. Nous reviendrons sur ce point aux paragraphes consacrés à la *Troposphère* ; signalons seulement que, déjà en ondes *métriques*, on rencontre parfois des zones d'« opacité » dues à des réfractions dans des courants d'air verticaux et qu'en ondes *plus courtes que 5 cm*, peuvent se manifester des absorptions notables par les « précipitations » (pluie, brouillards, etc.), la vapeur d'eau et même l'oxygène de l'air.

7-42. Postes au voisinage du sol, mais en visibilité directe — Zone d'interférence

Le cas précédent « postes très surélevés » était schématiquement représenté sur la figure 7-42-1 par des points plus élevés que E_1 et R_1 .

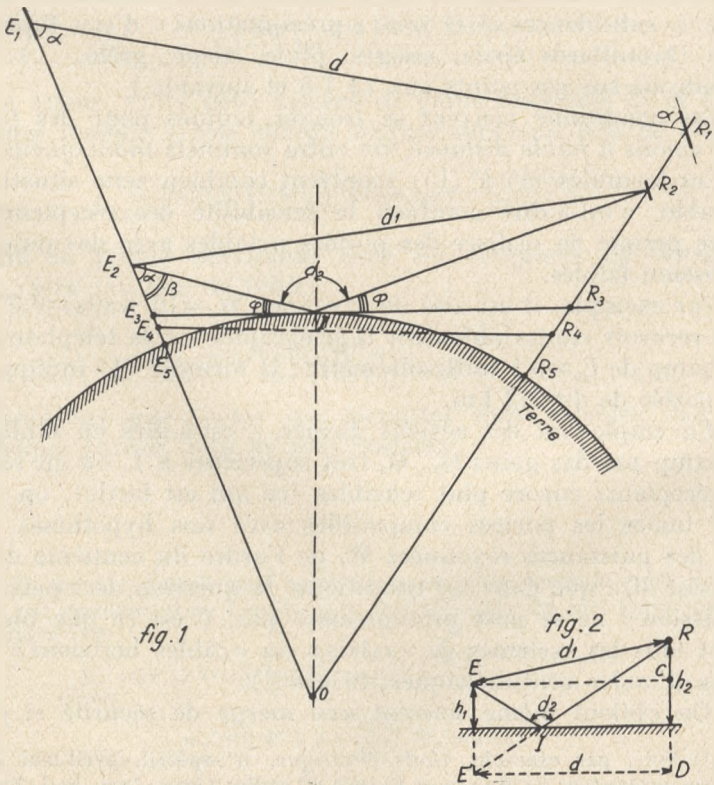


Fig. 7-42-1 et 2. — Cas des postes surélevés.

Lorsque les postes s'abaissent, ils arrivent d'abord dans une région (schématisée par E_2R_2) où ils demeurent *en visibilité directe*, c'est-à-dire que leur distance d reste inférieure à la limite ⁽¹⁾ :

$$d_1(\text{km}) = 4,1 \left(\sqrt{\frac{h_1}{(m)}} + \sqrt{\frac{h_2}{(m)}} \right). \quad (16)$$

Lorsque les conditions $h_1 \gg \lambda$, $h_2 \gg \lambda$, demeurent satisfaites, on peut, en première approximation, considérer que le rayonnement reçu par le récepteur R_2 est la somme de deux champs, l'un « direct » propagé suivant E_2R_2 comme dans l'espace libre, l'autre E_2IR_2 *réfléchi* par le sol.

Il suffit donc d'additionner géométriquement ces deux composantes, connaissant leur amplitude et leur phase.

L'amplitude du champ *direct* sera donnée par la formule (13), W_t étant la puissance d'émission, G_1 le gain dans la direction de R_2 , d_1 la distance directe E_2R_2 . Pour sa phase, admettons que le courant d'émission est $I \cos \omega t$ et la vitesse de propagation c , la durée de propagation sera $\tau_1 = \frac{d_1}{c}$ et donc le champ direct :

$$e_1 \left(\frac{mv}{m} \right) = \frac{212 \sqrt{G_1 W_t}}{d_1} \cos \omega \left(t - \frac{d_1}{c} \right). \quad (17)$$

Pour le champ *réfléchi*, on partira de la même formule, toutefois en tenant compte que la distance parcourue est d_2 ; que la réflexion sur le sol multiplie l'amplitude par un facteur R , et ajoute en plus un déphasage ψ ; enfin, éventuellement, si l'aérien est assez directif pour discriminer entre les directions E_2R_2 et E_2I , que le gain dans la direction E_2I peut avoir une valeur G_1' légèrement différente de G_1 . On aura donc :

$$e_2 = \frac{212 \sqrt{G_1' \cdot W_t}}{d_2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{d_2}{c} \right) - \psi \right]. \quad (18)$$

Pour additionner géométriquement ces deux composantes, on tiendra compte qu'elles ont sensiblement la même orientation (au signe près). En effet la figure 7-42-1 n'est pas à l'échelle; les hauteurs $h_1 h_2$ sont, en pratique, bien inférieures à la distance d , et encore bien plus petites par rapport au rayon terrestre a . La somme géométrique de e_1 et de e_2 se réduit donc sensiblement à la somme algébrique :

$$e = e_1 + e_2 = \frac{212 \sqrt{G_1 W_t}}{d_1} \left\{ \cos \omega \left(t - \frac{d_1}{c} \right) + \frac{d_1}{d_2} \sqrt{\frac{G_1'}{G_1}} R \cos \left[\omega \left(t - \frac{d_2}{c} \right) - \psi \right] \right\} \quad (19)$$

⁽¹⁾ Cette formule tient compte de la réfraction atmosphérique, ainsi qu'il sera expliqué plus tard.

Posons

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{d_1}{d_2} \sqrt{\frac{G_1'}{G_1}} \times R \right) = R' \\ \omega \frac{(d_1 - d_2)}{c} - \psi = -\frac{\omega \Delta}{c} - \psi = -\theta \end{array} \right. \quad (20)$$

le terme trigonométrique peut s'écrire :

$$\cos \omega \left(t - \frac{d_1}{c} \right) [1 + R' \cos \theta] + \sin \omega \left(t - \frac{d_1}{c} \right) \times R' \sin \theta$$

dont l'amplitude est :

$$\sqrt{(1 + R' \cos \theta)^2 + (R' \sin \theta)^2} = \sqrt{(1 - R')^2 + 4 R' \cos^2 \frac{\theta}{2}}$$

l'équation (19) représente donc l'amplitude

$$E = |e| = \frac{212 \sqrt{G_1 W_t}}{d_1} \times \sqrt{(1 - R')^2 + 4 R' \cos^2 \frac{\theta}{2}} \quad (19bis)$$

On voit donc que si l'une ou plusieurs des quantités h_1 , h_2 , d varient, $\Delta = (d_2 - d_1)$ et ψ en font autant, donc θ varie et $\cos \frac{\theta}{2}$ passe alternativement par les valeurs 0 et 1 ; donc les deux vecteurs e_1 et e_2 passent alternativement par des concordances et des oppositions, et leur résultante e varie périodiquement entre le maximum $(1 + R')$ et le minimum $(1 - R')$; ce phénomène classique d'*interférence* a donné son nom à la zone considérée des postes.

L'allure générale de la variation est donc facile à prévoir ; la détermination exacte des positions et des valeurs des maximums et minimums est toutefois un peu plus compliquée. Nous envisageons deux cas.

7-421. Distance faible — Sphéricité de la terre négligeable

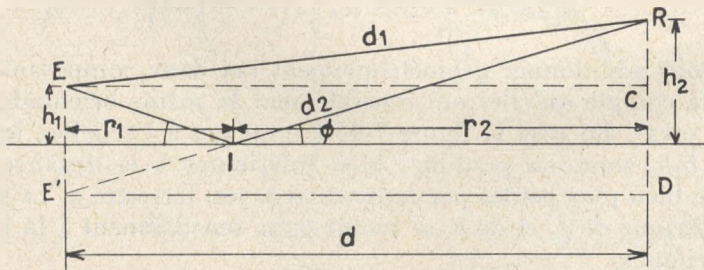


FIG. 7-421-2. — Interférence sur le plan tangent.

Supposons d'abord la distance d assez faible pour que la sphéricité de la Terre puisse être négligée, c'est-à-dire que sa surface puisse être confondue avec le plan tangent en I.

RÔLE DU SOL

La position du point I est alors obtenue immédiatement en considérant l'« image » E' de l'émetteur dans le plan tangent (considéré comme un miroir optique) (fig. 7-421-2).

On a facilement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r_1}{d} = \frac{h_1}{h_1+h_2} = \frac{1}{1+u} \\ \text{en posant } u = \frac{h_2}{h_1} \\ \varphi = \text{arctg } \frac{h_1}{r_1} \\ d_1 = \sqrt{d^2 + (h_2 - h_1)^2} \\ d_2 = \sqrt{d^2 + (h_2 + h_1)^2} \end{array} \right. \quad (21)$$

d'où, h_1 et h_2 étant très inférieures à d :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta = d_2 - d_1 \approx \frac{2 h_1 h_2}{d} \\ \text{et le déphasage } \frac{\omega \Delta}{c} = \frac{4 \pi h_1 h_2}{\lambda d} \end{array} \right. \quad (22)$$

on a donc : $\frac{\theta}{2} = \frac{2 \pi h_1 h_2}{\lambda d} + \frac{\psi}{2}$

le champ est maximum [multiplié par $(1+R')$] lorsque $\frac{\theta}{2} = k\pi$, et minimum [multiplié par $(1-R')$] lorsque

$$\frac{\theta}{2} = (2k+1) \frac{\pi}{2} .$$

Un cas particulier très intéressant est celui de la réflexion *sur mer calme*, ou sur sol très plat, surtout en polarisation horizontale. L'angle φ étant petit, on a vu (§ 7-323, fig. 1) que dans ce cas (en ondes très courtes, bien entendu), on avait sensiblement :

$$R \approx 1, \quad \psi \approx 180^\circ .$$

Comme d_2 est très voisin de d_1 et en général G_1' voisin de G_1 , on a aussi $R' \approx 1$ (par exemple 0,9 à 0,99). Par suite le champ résultant varie entre des maximums presque doubles du champ « libre » e_1 et des minimums très faibles de l'ordre du dixième ou du centième de e_1 ; les maximums ont lieu pour $\frac{2 \pi h_1 h_2}{\lambda d} = (2k+1) \frac{\pi}{2}$,

les minimums pour $\frac{2 \pi h_1 h_2}{\lambda d} = k\pi$. C'est ce que l'on voit dans la partie centrale de la « zone d'interférence », figure 7-42-3.

Aux distances plus faibles, φ augmente, donc R diminue et peut

même s'annuler dans le cas de la polarisation verticale; à ce moment la fluctuation disparaît, il reste $e=e_1$ (point B, fig. 3).

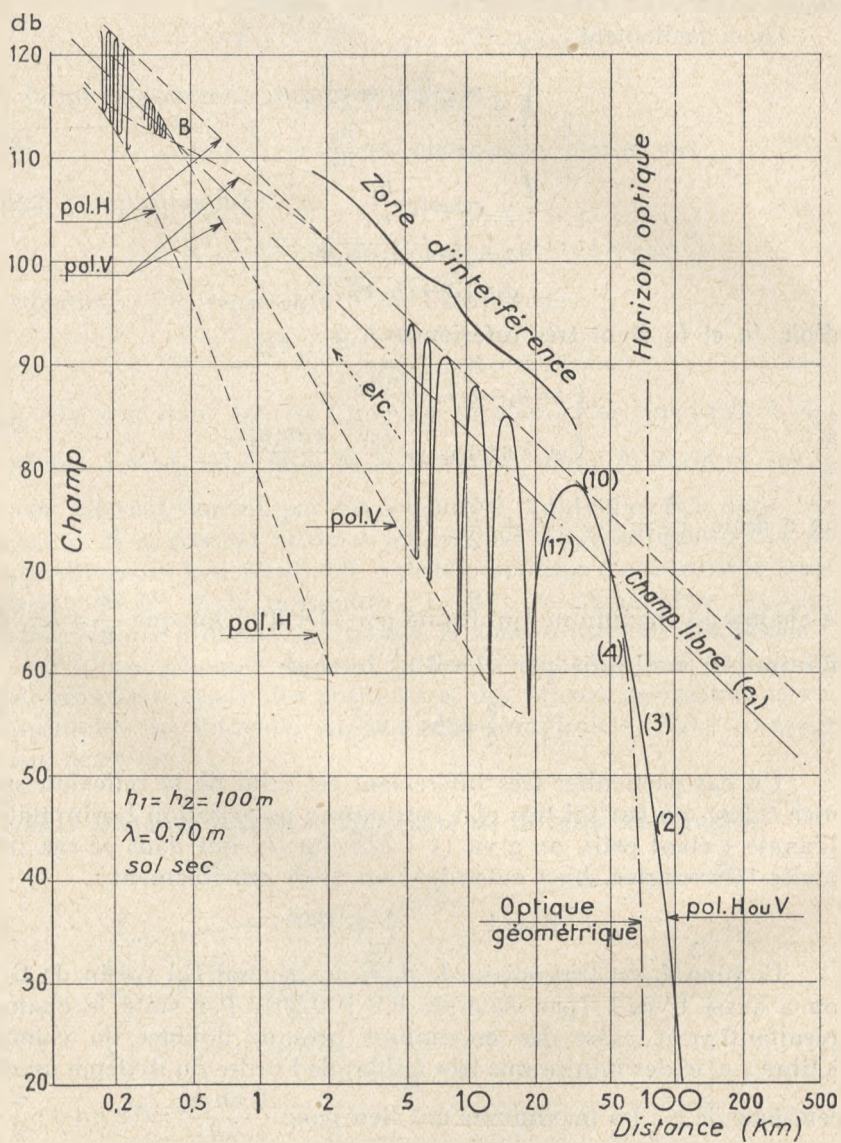


FIG. 7-42-3. — Variation du champ avec la distance entre postes surélevés.

Aux distances plus grandes, l'arc $\frac{2 \pi h_1 h_2}{\lambda d}$ finit par devenir

inférieur à $\frac{\pi}{2}$ et tend vers 0 ; c'est-à-dire que $\cos \frac{\theta}{2}$ tend vers

$\sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d} = \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d}$ et l'expression (19bis) tend alors vers :

$$E = \frac{212 \sqrt{G_1 W_t}}{d_1} \times \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d} \quad (23)$$

d_1 étant pratiquement égal à d , on voit que la décroissance dans cette région se fait régulièrement comme $\frac{1}{d^2}$.

Si, la distance restant constante, c'est la hauteur d'un des postes qui varie — par exemple h_2 —, on voit que l'on aura un diagramme vertical comportant une série de « feuilles » ou « lobes » (voir fig. 7-42-4) avec des maximums sensiblement égaux : en dessous du maximum le plus bas (le premier en venant de loin ou du sol), le champ diminuera comme h_2 ; (d'où l'intérêt de laisser les postes à une certaine hauteur).

Bien que l'application numérique de ces formules ne présente aucune difficulté, voici deux exemples pour fixer les ordres de grandeur :

$$1^{\circ} \left\{ \begin{array}{l} h_1 = 50 \text{ m} \quad h_2 = 1.500 \text{ m} \quad d = 100 \text{ km} \quad m\lambda = 1 \text{ m} \\ G_1 = 100 \quad W_t = 1 \text{ watt} \end{array} \right.$$

polarisation horizontale sur mer.

On calcule immédiatement

$$\Delta = \frac{2 h_1 h_2}{d} = \frac{2 \times 50 \times 1.500}{100\,000} = 1,5 \text{ m soit exactement } \frac{3\lambda}{2}$$

$$u = \frac{h_2}{h_1} = 30 ; \quad r_1 = d \times \frac{1}{1+u} = \frac{100}{31} = 3,2 \text{ km}$$

$$\varphi = \arctg \frac{h_1}{r_1} = \arctg \frac{50}{3\,200} = 0,0155 = 0,9^\circ$$

La figure 7-323-1 montre que R est très sensiblement = 1 et

$$\psi = 180^\circ, \quad \text{donc } \frac{\psi}{2} = \frac{\pi}{2} \text{ et } \frac{\theta}{2} = 2\pi$$

On est donc au 2^o maximum ; le champ « libre » est doublé et

$$E \left(\frac{mv}{m} \right) = \frac{212 \sqrt{100 \times 0,001}}{100} \times 2 \cos 2\pi = 0,67$$

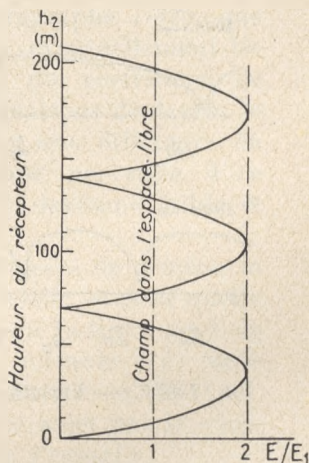


FIG. 7-42-4. — Variation du champ avec la hauteur du récepteur (à distance fixe) dans la zone d'interférence.

$h_1 = 360 \text{ m} ;$
 $d = 10 \text{ km} ;$
 $\lambda = 5 \text{ m} .$

Pol. hor. sur mer.

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

2° $h_1=360$ m $h_2=1\ 060$ m $\lambda=5$ m

distance variable — polarisation horizontale sur mer. On trouve pour Δ la courbe supérieure, figure 7-42-13 A et B (voir plus loin).

Ces prévisions sont vérifiées par l'expérience, d'une façon tout à fait satisfaisante, vu leur simplicité. La variation périodique est très nette ; les maximums sont sensiblement égaux au double du champ « libre » ; par contre, les minimums ne sont pas nuls, ce qui s'explique aisément en raison des approximations faites (en particulier le coefficient de réflexion R n'est pas tout à fait égal à l'unité comme on l'avait supposé). Quant aux positions des maximums et minimums, elles sont à peu près correctes, dans la limite où la courbure de la Terre est effectivement négligeable et où les irrégularités du sol n'interviennent pas.

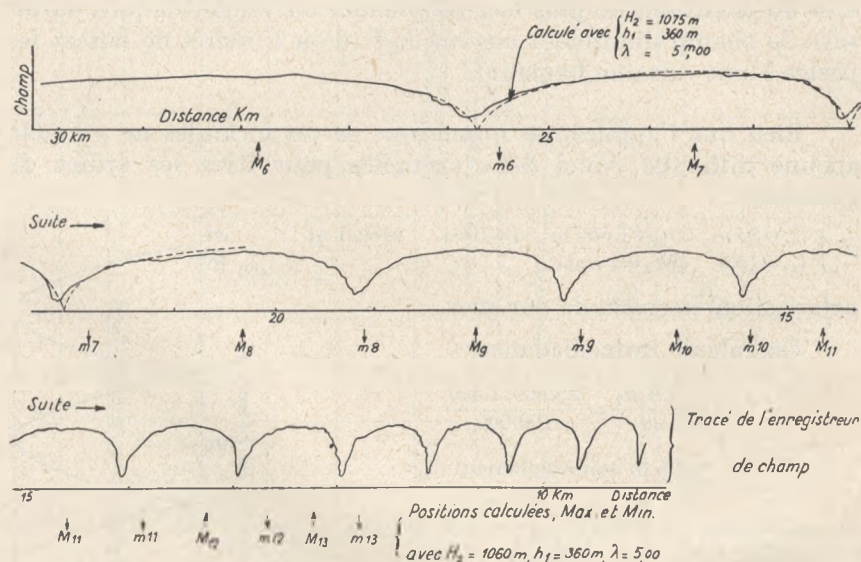


FIG. 7-42-5. — Variations de champ (ondes métriques) enregistrées en avion au cours de vol horizontal.

A titre d'exemple, nous reproduisons, figure 7-42-5, un enregistrement effectué par la Marine française en janvier 1940 ⁽¹⁾ sur un avion en vol horizontal au-dessus de la Méditerranée. Les paramètres étaient $\lambda=5,00$ m ; $h_1=360$ m ; $h_2=1.075$ m ; d variable de 30 à 10 km.

⁽¹⁾ Note technique CEP. TSF. Commandant DEMANCHE et l'auteur. La figure représente trois fragments de la bande enregistrée, découpés et mis les uns au-dessous des autres.

On vérifie que les positions des maximums et minimums enregistrés coïncident bien, dans une région étendue, avec les positions calculées M_6 , m_6 , M_7 , m_7 , etc. de l'exemple ci-dessus (voir fig. 7-42-13 B).

Une bonne vérification de la variation avec d fixe et h_2 variable (fig. 7-42-4) a pu également être faite avec un ballon captif. D'autres analogues ont été faites ultérieurement, par les Anglais et les Américains, sur ondes plus courtes (10 et 3 cm) mais toujours sur mer ⁽¹⁾ ou sur des sols particulièrement réguliers (pistes cimentées d'aérodrome, terrains de sport, sable d'un désert, ...).

7-422. Rôle des irrégularités du sol

Par contre, si l'expérience est répétée au-dessus d'un terrain quelconque — ou même, en ondes centimétriques, au-dessus d'une mer agitée — on n'observe plus la fluctuation périodique prévue par les formules (19), (19bis) mais seulement des variations irrégulières, avec parfois, pour finir, la décroissance du champ sensiblement comme $\frac{1}{d^2}$ ⁽²⁾.

Ceci s'explique par le fait, déjà vu au paragraphe 7-325, que sur terre, les irrégularités du sol, la végétation, éventuellement les constructions réduisent beaucoup la valeur du coefficient de réflexion R ; et d'autre part le relief et les inclinaisons déplacent le point de réflexion I , et par suite introduisent une différence de marche accidentelle irrégulière. Rien d'étonnant, par suite, à ce que la variation périodique du facteur (19bis) devienne faible et soit masquée par d'autres.

Dans certains cas-limites, il peut être intéressant de préciser le plus possible pour quel degré d'inégalité superficielle, et pour quelle étendue autour du point de réflexion I , le rayon indirect perd de son importance pratique [c'est-à-dire où la formule (17) seule donne des résultats plus corrects que les formules (19) et (23)].

Deux indications peuvent être fournies à ce sujet par le « critérium de Rayleigh » et le tracé des « zones de Fresnel ».

Le critérium de Rayleigh consiste à supposer que les irrégularités du sol se présentent comme des « bosses » de hauteur don-

⁽¹⁾ Voir, par exemple, MEGAW, *Radio Location Convention*, London, 1946 et KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, 1951, fig. 5-15.

⁽²⁾ On trouvera dans KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, §§ 5-9 à 5-12, divers exemples et des expériences curieuses, comme celle d'un sol ratissé pour simuler des vagues de longueur 60 à 120 cm et de hauteur 5 à 16 cm.

née H (fig. 7-42-6). La réflexion se fait à leur surface en I', au lieu de se faire sur le plan idéal en I. Il en résulte un raccourcissement de trajet

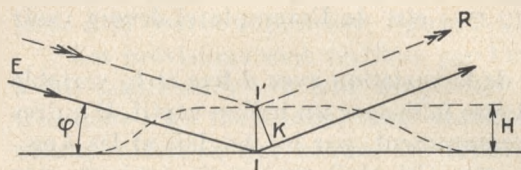


FIG. 7-42-6. — Critérium de Rayleigh.

$$2 IK = 2 H \sin \varphi$$

donnant lieu à un déphasage supplémentaire du rayon réfléchi.

Il est clair que ce déphasage sera sans importance s'il est très petit, c'est-à-dire, par exemple, si ⁽¹⁾:

$$2 H \sin \varphi < \frac{\lambda}{8} . \quad (24)$$

Dans ce cas, la surface restera pratiquement « polie » et le coefficient de réflexion ne sera pas altéré.

Au contraire, si la différence de marche ainsi introduite est notable, la réflexion devient désordonnée et son coefficient diminue. D'après KERR ⁽²⁾:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } H \sin \varphi = \frac{\lambda}{5}, \text{ le coefficient } R \text{ est réduit de moitié;} \\ \text{si } H \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \text{ le coefficient } R \text{ est réduit au dixième;} \end{array} \right. \quad (25)$$

Ce critérium très simple permet donc d'évaluer immédiatement l'effet nuisible de la rugosité du sol. On remarquera que cet effet est d'autant plus petit que l'angle d'arrivée φ est lui-même plus faible; ce qui montre qu'à la limite de portée, dans la feuille inférieure du diagramme où φ tend vers zéro, le coefficient de réflexion R demeure élevé, et l'opposition entre rayon direct et rayon réfléchi entraîne toujours la diminution du champ total comme $\frac{1}{d_2}$.

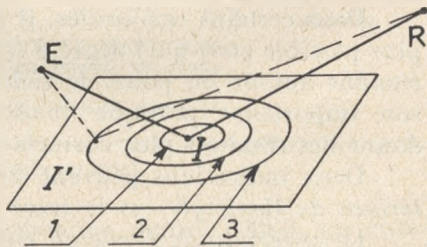


FIG. 7-42-7. — Zones de Fresnel.

⁽¹⁾ D'après NORTON il faudrait $2 H \sin \varphi < \frac{\lambda}{60}$ pour assurer la concordance avec la formule de la réflexion « polie » à mieux que 1 dB près (C. C. I. R., Londres, doc. 11 F, p. 7).

⁽²⁾ *Propagation of Short Radio Waves*, 1951, § 5-10.

RÔLE DU SOL

Les zones de Fresnel sont, autour du point de réflexion I, les anneaux elliptiques lieux des points I' (fig. 7-42-7) correspondant à des allongements déterminés du trajet du rayon réfléchi.

On sait en effet que le rayon réfléchi EIR a la longueur minimum des rayons touchant le plan réflecteur.

Tout trajet différent E'I'R est plus long. Quand I' s'écarte de I, il se trouve d'abord dans une « première zone » où la différence de marche (E'I'R - EIR) est inférieure à $\frac{\lambda}{2}$; les rayons réfléchis en tous les points de cette zone fournissent donc des champs qui s'ajoutent plus ou moins exactement. La « deuxième zone » est celle des points I' donnant une différence de marche comprise entre $\frac{\lambda}{2}$ et λ ; les rayonnements réfléchis en ces points s'opposeront donc à ceux de la première et les affaibliront. La « troisième zone » groupera les points I' donnant une différence de marche comprise entre λ et $\frac{3\lambda}{2}$; les rayonnements correspondants seront de nouveau en phase avec ceux de la première ; et ainsi de suite. Le champ total réfléchi par la surface se présente donc comme une somme de termes opposés, d'amplitude décroissante (car les conditions changent progressivement de chaque zone à la suivante). C'est la première zone qui fournit la principale contribution, et si toutes les autres (qui se neutralisent partiellement) étaient supprimées, le champ total serait peu modifié.

La première zone de Fresnel donne donc une idée approchée de l'étendue qu'il faut considérer comme active sur le plan réflecteur ; il est donc intéressant d'en connaître les dimensions, qui ont été calculées par divers auteurs ⁽¹⁾ ; les formules obtenues sont malheureusement compliquées. Nous nous bornons à donner ici quelques exemples pour fixer les ordres de grandeur ; il s'agit de deux postes à distance $d=10\ 000$ m, à hauteurs $h_1=100$ m et $h_2=1\ 000$ m ou 25 m, longueurs d'onde $\lambda=0,1$ et 1 m.

TABLEAU III

Dimensions de la première zone de Fresnel (en mètres)

	$h_2=1\ 000$ m		$h_2=25$ m	
	$\lambda=0,1$ m	$\lambda=1$ m	$\lambda=0,1$ m	$\lambda=1$ m
Grand axe	910 m	943 m	9 350 m	6 380 m
Petit axe.	83 m	262 m	615 m	2 760 m

(1) Voir par exemple KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, § 5-4.

On voit que ces zones sont relativement étendues, surtout dans le sens de la propagation (l'observation est facile à faire en optique, en observant l'image d'une source lumineuse sur une nappe d'eau ridée ; la traînée lumineuse apparaît bien plus longue que large). Par suite, c'est seulement sur mer calme ou piste cimentée que l'on trouvera ordinairement des surfaces « polies » pour les ondes très courtes ; sur terre, les dénivellations, la végétation, les obstacles, ... constitueront forcément des rugosités appréciables au sens du critérium de Rayleigh, donc le coefficient de réflexion R' sera très diminué, et les interférences régulières disparaîtront ; c'est d'ailleurs parfois un avantage à rechercher si la liaison se fait au voisinage d'un minimum ou dans la « feuille » inférieure du diagramme (voir plus loin § 7-853).

7-423. Influence de la courbure de la Terre

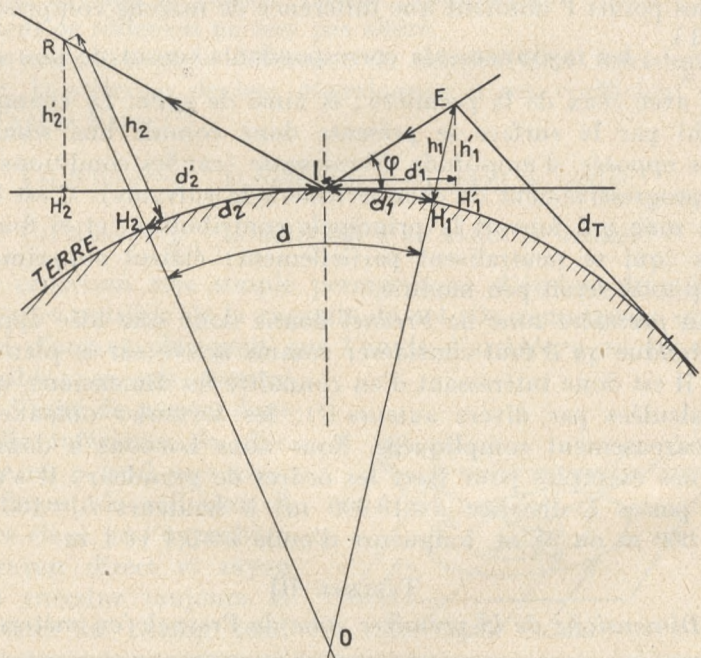


Fig. 7-42-8. — Corrections dues à la courbure de la Terre dans la zone d'interférence.

Le calcul précédent confondait la Terre avec son plan tangent. Or, dès que la distance atteint une dizaine de kilomètres, cette approximation devient suspecte, et il faut introduire des corrections pour tenir compte de la courbure terrestre.

Soient (fig. 7-42-8) :

- E et R les postes ;
- d la distance au ras du sol ;
- h_1, h_2 les hauteurs (supposé $h_1 < h_2$).

La difficulté provient de ce que la construction simple précédente est inapplicable pour trouver le point de réflexion I ; en effet, on ne peut pas prendre l'image de l'un des postes dans le plan tangent, puisque la position de celui-ci dépend précisément du point I.

Supposons cependant le problème résolu (fig. 7-42-8) ; on voit qu'il faudra trois corrections :

1° Les hauteurs h_1', h_2' par rapport au plan tangent, sont inférieures aux hauteurs h_1, h_2 par rapport au sol ; d'où première diminution de l'angle d'arrivée φ ;

2° Les distances d_1', d_2' entre le point de réflexion I et les pieds des perpendiculaires au plan tangent, sont différentes des distances d_1, d_2 le long du sol ; elles sont supérieures, en particulier du côté du poste le plus élevé, $d_2' > d_2$; d'où nouvelle diminution de l'angle φ ;

3° Enfin, la réflexion se faisant sur une calotte sphérique convexe, le faisceau réfléchi devient divergent, c'est-à-dire que le coefficient de réflexion R est multiplié par un *facteur de divergence* D inférieur à l'unité (déjà signalé au § 7-325).

Le calcul de ces corrections : position du point I, valeurs des distances d_1', d_2' — et des hauteurs h_1', h_2' à introduire dans la formule du paragraphe 7-421, d'où la différence de marche Δ , l'angle d'arrivée φ et enfin le facteur de divergence D — a été fait par divers auteurs avec plus ou moins d'adresse. Nous donnons ici les résultats trouvés par BURROWS et ATWOOD (1) ; leur méthode est de caractériser la position des postes par deux paramètres sans dimensions :

— Rapport des hauteurs

$$u = \frac{h_2}{h_1} \quad (26)$$

(> 1 , on suppose $h_2 > h_1$) ;

— Rapport de la distance d à la portée optique d_r du poste le plus bas, c'est-à-dire :

$$v = \frac{d}{d_r} = \frac{d}{\sqrt{2ah_1}} \quad (27)$$

(1) *Radio Wave Propagation*, pp. 385 et suivantes. Nous avons refait les graphiques sous une autre forme pour les rendre plus commodes.

en appelant a le rayon terrestre, majoré, s'il y a lieu, pour tenir compte de la réfraction, comme indiqué au paragraphe 7-52.

Ces deux paramètres se déduisent immédiatement des données h_1 , h_2 , d et a .

On en tire un troisième, S , racine de l'équation :

$$S^3 - \frac{3}{2} S^2 - \frac{S}{2} \left(\frac{1+u}{v^2} - 1 \right) + \frac{1}{2v^2} = 0 \quad (28)$$

traduite par le graphique (fig. 7-42-9).

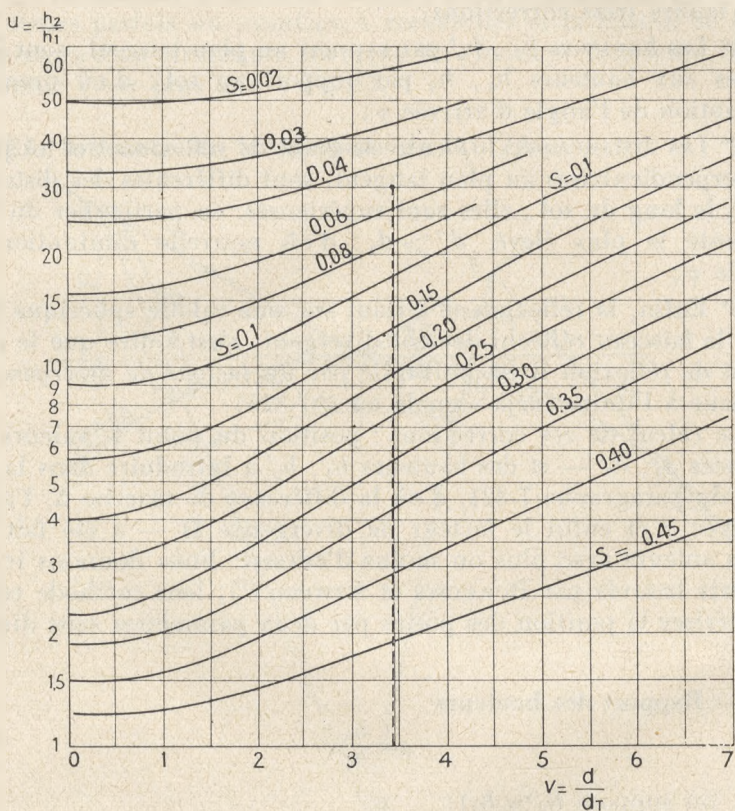


FIG. 7-42-9. — Corrections de la courbure terrestre dans la zone d'interférence. Paramètre S en fonction de $u = \frac{h_2}{h_1}$ et de $v = \frac{d}{d_T}$.

(¹) On retrouve les formules du sol plan en faisant tendre a vers l'infini. Alors v tend vers zéro et s vers $\frac{1}{1+u}$; donc φ tend vers :

RÔLE DU SOL

Connaissant ces trois paramètres, on en déduit (1) :

— Le coefficient de divergence D par la relation :

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + 4 \frac{(Sv)^2(1-S)}{1-(Sv)^2}}} \quad (29)$$

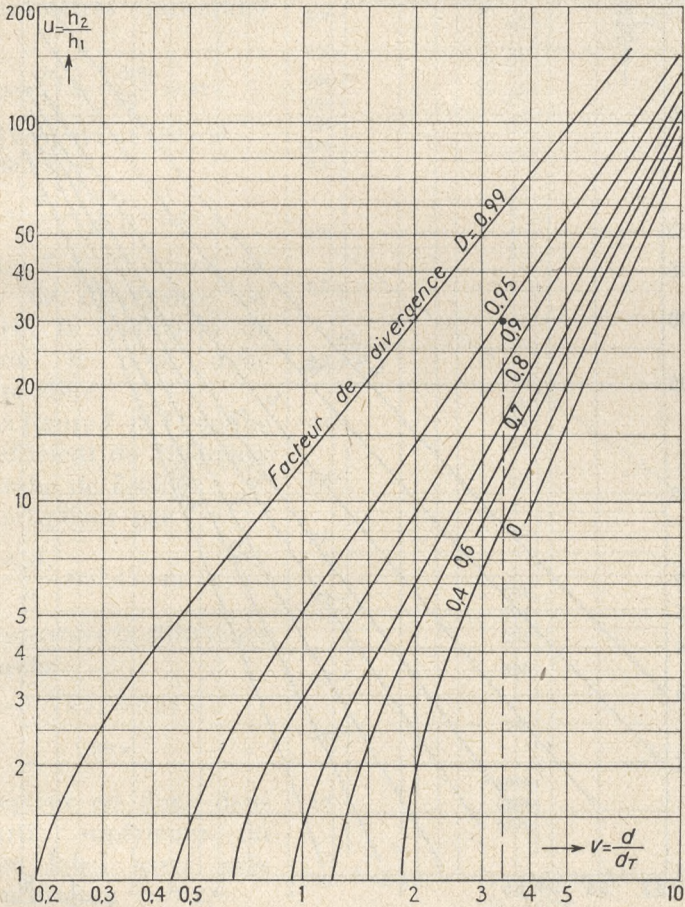


FIG. 7-42-10. — Corrections de la courbure de la Terre. Facteur de divergence D.

(Suite renvoi page précédente.)

$$\text{arc tg} \sqrt{\frac{h_1}{2a}} \times \frac{1}{Sv} = \text{arc tg} \sqrt{\frac{h_1}{2a}} \times (1+u) \times \frac{\sqrt{2ah_1}}{d} = \text{arc tg} \frac{h_1(1+u)}{d} = \text{arc tg} \frac{h_1}{d_1} ;$$

$$\text{et} \quad \Delta = \frac{h_1 \sqrt{2ah_1}}{a} \left(1 - \frac{1}{1+u}\right) \times \frac{h+u}{2} \times \sqrt{2ah_1} = 2h_1^2 \cdot \frac{u}{d} = \frac{2h_1h_2}{d} .$$

— La *différence de marche* Δ , par la relation :

$$\Delta = \frac{h_1 \times d_T}{a} \times \left[(1-S) \frac{(1-S^2 v^2)^2}{Sv} \right] = \frac{h_1 \times d_T}{a} \times \delta \quad (30)$$

(la fig. 7-42-11 donne δ en fonction de u, v);

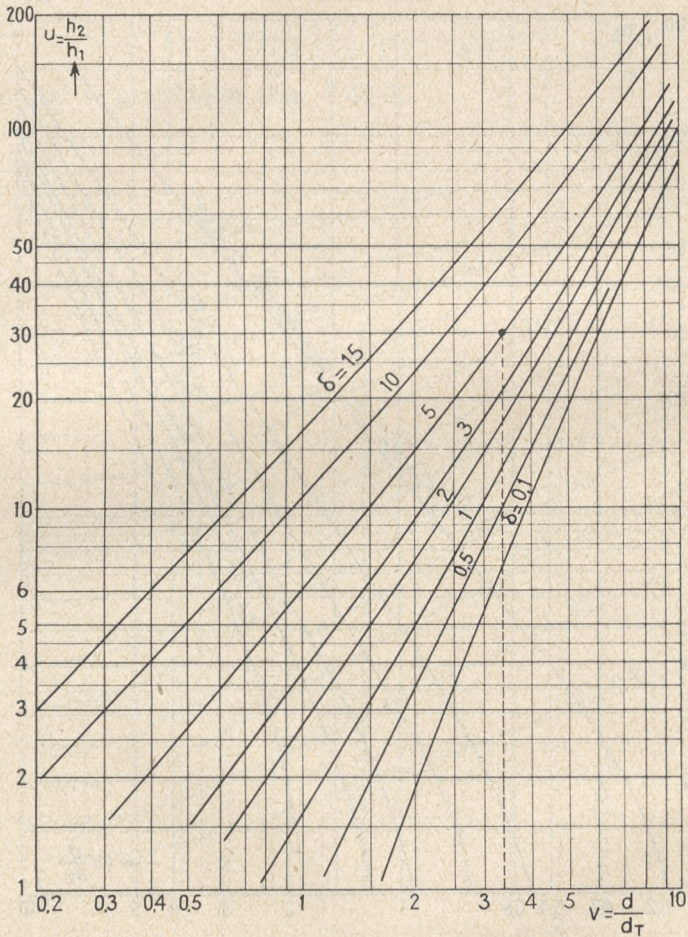


FIG. 7-42-11. — Correction de courbure de la Terre. Paramètre δ à multiplier par $\frac{h_1 d_T}{a}$ pour avoir la différence de marche Δ .

— L'*angle d'arrivée* φ , par la relation :

$$\varphi = \text{arc tg} \sqrt{\frac{h_1}{2a} \left(\frac{1}{Sv} - Sv \right)} \quad (31)$$

(fig. 7-42-12, donnant φ en fonction de Sv).

A titre d'exemple, re-
prenons le cas de :

$$h_1=50 \text{ m} \quad h_2=1\,500 \text{ m}$$

$$d=100 \text{ km} \quad \lambda=1 \text{ m}$$

les paramètres introduits
sont :

$$u = \frac{h_2}{h_1} = \frac{1\,500}{50} = 30$$

$$d_T = \sqrt{2ah_1} = \sqrt{2 \times 8\,500 \times 50}$$

$$= 29\,100 \text{ m}$$

$$v = \frac{d}{d_T} = \frac{100}{29,1} = 3,43$$

la figure 7-42-10 donne un
facteur de divergence de
 $D=0,94$; le coefficient de
réflexion R n'est donc
guère modifié.

La figure 7-42-11 donne
un coefficient de différence
de marche de $\delta=5,5$.

Multipliant par

$$\frac{h_1 d_T}{a} = 0,17 \text{ m.}$$

nous trouvons la différence
de marche

$$\Delta = 0,17 \times 5,5 = 0,94 \text{ m}$$

$$\text{soit } 1,88 \times \frac{\lambda}{2} ;$$

le récepteur est donc dans
la partie supérieure du
premier lobe, assez près
d'un minimum ($n=2$).

La figure 7-42-9 donne
enfin $S=0,05$, d'où
 $Sv=0,17$, d'où d'après la
figure 7-42-12, l'angle
 $\varphi=0,58^\circ$.

Les formules simples sur sol plan sans correction, auraient donné

$$\Delta' = \frac{2 h_1 h_2}{d} = \frac{2 \times 50 \times 1\,500}{100\,000} = 1,5 \text{ m} \text{ soit } 3 \frac{\lambda}{2} .$$

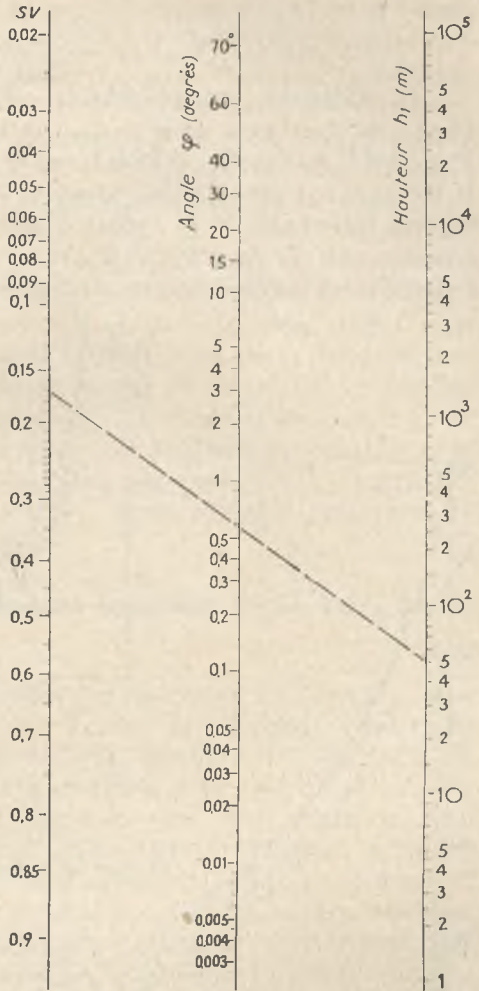


FIG. 7-42-12. — Correction de courbure de la Terre.

Angle d'arrivée φ en fonction de la hauteur h_1 (m) et du facteur Sv :

$$\left[\varphi = \arctg \frac{\sqrt{h_1}}{4.120} \left(Sv - \frac{1}{Sv} \right) \right]$$

donc un *maximum* de champ au lieu du voisinage d'un *minimum*, et

$$\varphi' = \arctg \frac{h_1}{d_1} = \arctg \frac{h_1(1+a)}{d} = \arctg \frac{50 \times 31}{100\,000} = 0,9^\circ$$

La différence est appréciable, et ces formules corrigées semblent donc bien plus précises que les formules simples sur sol plan. Toutefois il faut noter, d'abord que la différence est moindre quand la distance est plus faible; ensuite, que cette précision apparente dépend fortement de la valeur *a* adoptée pour le rayon terrestre, compte tenu de la réfraction. Nous avons pris $a=8\,500$ km correspondant à la réfraction en atmosphère « normale »; mais, comme

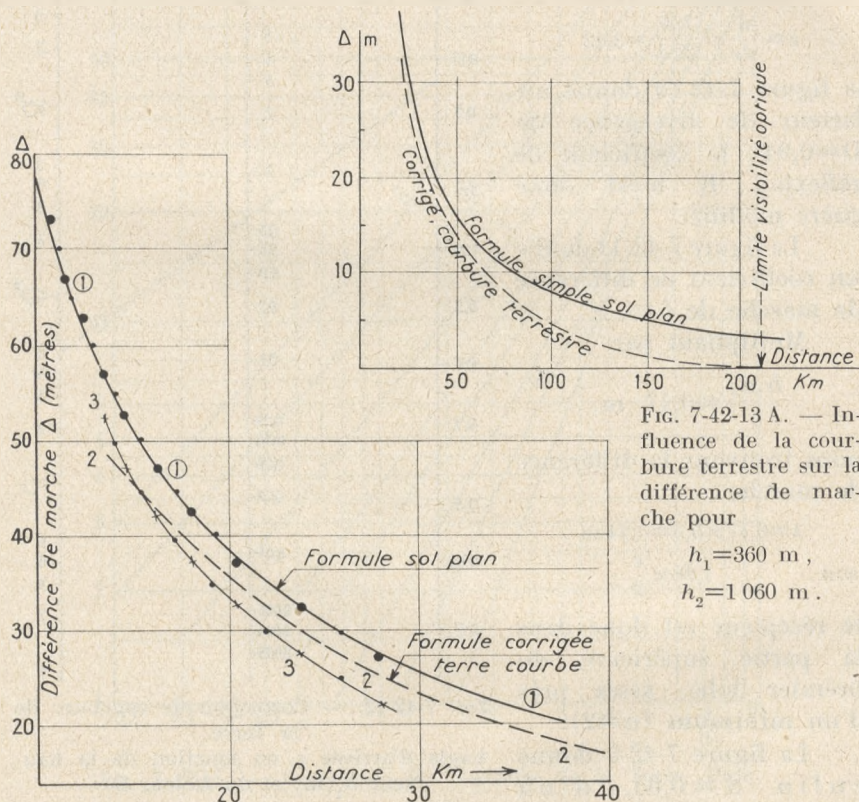


FIG. 7-42-13 A. — Influence de la courbure terrestre sur la différence de marche pour

$h_1=360$ m ,
 $h_2=1\,060$ m .

FIG. 7-42-13 B. — Comparaison des différences de marche (MAX et min du champ) calculées et observées pour

$h_1=360$ m , $h_2=1\,060$ m . $\lambda=5$ m .

———— calculé, formule simple, sol plan.

- - - - - calculé, formule corrigée, Terre courbe, $a=8\,500$ km.

● ● ● ● ● MAX et Min trouvés (en admettant que le MAX à 27,5 km et le 6°).

× × × × × MAX et min trouvés (en admettant que le MAX à 27,5 km est le 5°).

nous le verrons au chapitre *Troposphère*, l'atmosphère est rarement « normale », et par suite la correction peut être illusoire. C'est ainsi que la figure 7-42-13 représente les différences de marche calculées suivant les deux méthodes, pour l'exemple mentionné figure 7-42-5 ($h_1=360$ m, $h_2=1\,060$ m, $\lambda=5$ m, distance variable). On voit (fig. 7-42-13 A) que la différence est surtout appréciable quand on approche de la limite de visibilité optique (ici 210 km); les formules corrigées donnent en effet $\Delta=0$ pour $d=210$ km, alors que la formule simple donnerait encore $\Delta=3,5$ m, ce qui est absurde. Mais si l'on reporte sur la portion utile de ces courbes (fig. 7-42-13 B) les positions des maximums et minimums effectivement relevés (fig. 7-42-4) on voit qu'ils coïncident mieux avec les résultats de la formule simple qu'avec ceux de la formule perfectionnée (les points marqués de croix, et décalés d'un numéro pour le cas où le maximum supposé n° 6 n'aurait été que le n° 5, ne sont pas plus satisfaisants). Donc, ce jour-là (janvier 1940), la réfraction dans l'atmosphère était plus marquée que la « normale » et telle que le rayon de courbure terrestre était pratiquement infini.

7-424. Modification de la courbure apparente de la Terre par le relief du sol

Il peut arriver qu'au voisinage des antennes, ou dans la « zone de réflexion » de Fresnel (§ 7-42, fig. 7), le sol présente un relief tel que sa forme générale possède une courbure très différente de celle du globe terrestre : rayon plus faible pour une colline, rayon changé de signe pour une cuvette. On peut alors reprendre une partie du calcul précédent en généralisant le « coefficient de divergence D » au cas d'un ou de deux rayons de courbure différents, éventuellement négatifs (auquel cas il y a effet de convergence avec $D > 1$). NORTON⁽¹⁾ affirme avoir ainsi beaucoup amélioré la concordance entre les valeurs calculées et mesurées. En tout cas, on peut ainsi expliquer des renforcements de champ, assez fréquemment observés, dans certaines zones de terrain inclinées avec concavité vers l'émetteur.

REMARQUE. — Pour tous les problèmes de visibilité, hauteurs par rapport à l'horizon, rôle du relief des obstacles, etc., il est généralement commode de tracer des graphiques avec « échelle des hau-

⁽¹⁾ NORTON, *Transactions of IRE Professional Group on Antennas and Propagation*, PGAP. 3, août 1952, p. 152 (166) et C. C. I. R., Londres, 1953, doc. 11.

teurs » dilatée et calques représentant la courbure apparente de la Terre (réfraction comprise) à cette échelle.

7-43. Zone « de diffraction » (ou « d'ombre »)

7-431.

Lorsque les hauteurs des postes diminuent, ceux-ci arrivent au voisinage du plan tangent (§ 7-42, fig. 1, E_3R_3), puis passent en dessous (E_1R_1). Alors les formules précédentes, dérivées de l'optique géométrique et qui indiqueraient un champ nul, cessent d'être valables. Les ondes peuvent en effet, jusqu'à un certain point, contourner la Terre par un phénomène de *diffraction*. Mais c'est alors un problème d'optique physique extrêmement difficile, exigeant la reprise complète du calcul à partir des équations de MAXWELL en coordonnées sphériques, avec la « condition aux limites » que les propriétés du milieu changent sur la surface de séparation air-sol. Les équations différentielles ainsi obtenues peuvent être intégrées par développements en séries ; mais le grand intervalle de variation des paramètres (notamment f et σ) et la lenteur de la convergence de ces séries rendent les solutions extrêmement pénibles.

Les travaux de nombreux mathématiciens éminents SOMMERFELD, H. POINCARÉ, WATSON, LAPORTE, ECKERSLEY, VAN DER POL et BREMMER, BURROWS, NORTON, etc.) et d'innombrables commissions internationales n'ont pas réussi à élaborer de formule générale utilisable par les ingénieurs. On est donc obligé de subdiviser le problème en différents cas, d'utiliser pour chacun des graphiques préparés d'avance, et d'interpoler, parfois assez arbitrairement, quand on se trouve dans un cas intermédiaire.

On commence par simplifier en admettant que les hauteurs h_1 , h_2 des postes ont une valeur déterminée choisie d'avance pour faciliter la solution ; presque toujours, cette valeur est zéro, c'est-à-dire que l'on suppose les postes au ras du sol. Exceptionnellement, on peut aussi prendre pour cette valeur une certaine « unité naturelle » fonction de la longueur d'onde (¹).

Cette partie du problème une fois résolue, on étudie ensuite l'effet des hauteurs. Tant qu'elles sont assez faibles (inférieures à une certaine valeur « critique »), on constate que cet effet est purement « local » et peut être assimilé soit à une réduction de la portée, soit à un gain supplémentaire multipliant le champ au sol. Des graphiques spéciaux permettent alors d'en tenir compte.

(¹) KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, méthode Fishback, chap. 2.

Enfin, si les hauteurs sont notablement supérieures à la valeur « critique », et même arrivent à celles qui assureraient la visibilité directe, le problème atteint son maximum de complexité. Seuls quelques cas particuliers ont été traités (p. ex. celui d'un seul poste très haut, l'autre restant près du sol); et dans cette zone, dite « *intermédiaire* », on est souvent réduit à interpoler à vue entre les valeurs de la « *zone d'interférence* » et celles de la « *zone d'ombre* ».

7-432. Postes au ras du sol

Par « au ras du sol » il faut entendre « à une hauteur inférieure à la longueur d'onde ». C'est le cas général en ondes longues et moyennes, exceptionnel en ondes ultra-courtes.

Nous rappelons d'abord que le voisinage du sol modifie considérablement les propriétés de l'antenne : le diagramme de rayonnement vertical et la hauteur effective, la résistance de rayonnement, etc.

En particulier, pour un doublet vertical placé sur sol plan infiniment conducteur, il se forme une « image » dans le sol ; le champ et la résistance de rayonnement sont doublés, et l'équation (4) du paragraphe 7-41 est à remplacer par :

$$E_0 \left(\frac{mv}{m} \right) = \frac{300 \sqrt{W_t(\text{kW})}}{d(\text{km})} \quad (1)$$

En fait, le sol n'est jamais infiniment conducteur, et la terre n'est pas plane. Le champ ci-dessus se trouve alors multiplié par un coefficient d'affaiblissement Λ supplémentaire, et il décroît, quand la distance augmente, plus vite que $\frac{1}{d}$, suivant une loi complexe où deux effets se superposent :

1. Aux *faibles distances* où la courbure terrestre n'intervient pas, l'affaiblissement résulte d'une *absorption* d'énergie par le sol. Le calcul montre que les constantes du sol : constante diélectrique relative ϵ_r , conductibilité σ (en mho/m), se combinent avec la longueur d'onde λ (m) et la distance d (km) pour constituer un paramètre global (complexe) auquel on conserve généralement le nom de « *distance numérique* » donné par SOMMERFELD ⁽¹⁾ :

$$p = \frac{\pi C}{\lambda} \cdot d = \frac{\pi C d}{\lambda} e^{-j \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)} \quad (2)$$

⁽¹⁾ Certains auteurs (p. ex. BURROWS) prennent toutefois pour p le double de cette valeur.

Il est bon de mentionner que le calcul initial de SOMMERFELD contenait

\mathcal{C} étant la constante complexe définie au paragraphe 7-323 (coefficient de réflexion) fonction de la polarisation, mais prise ici en y faisant $\varphi = 0$, c'est-à-dire $\cos^2 \varphi = 1$:

$$\mathcal{C}_r = \frac{\eta - 1}{\eta + 1} \quad \mathcal{C}_n = \eta - 1.$$

L'affaiblissement supplémentaire A_1 qui multiplie le champ E_0 est une certaine fonction de ce paramètre p :

$$A_1 = f(p) \tag{3}$$

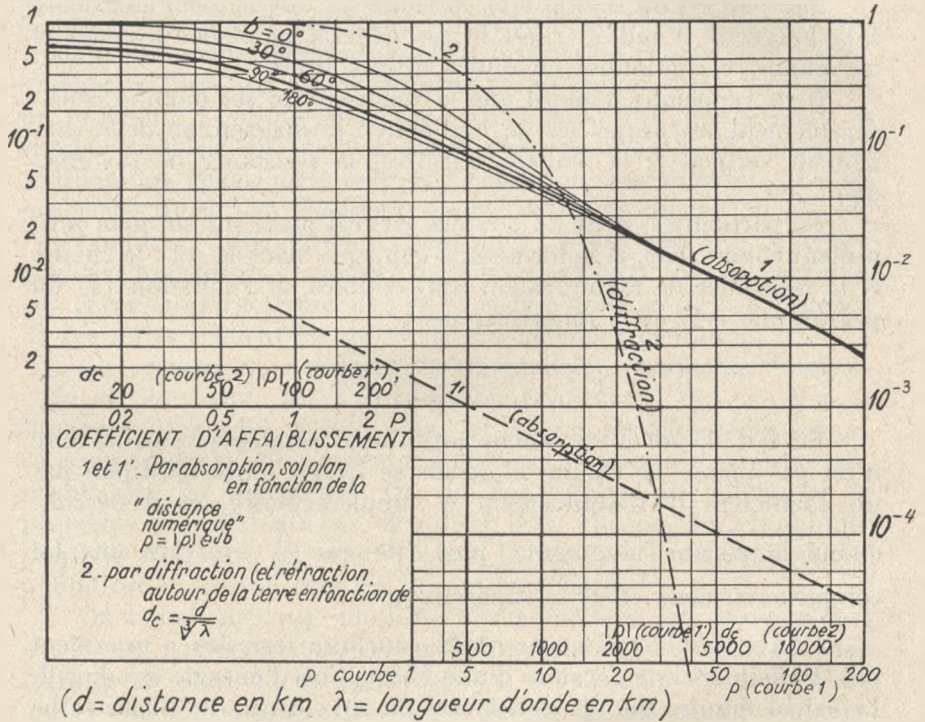


FIG. 7-432-1bis. — Formules théoriques de l'absorption et de la diffraction par la terre.

plusieurs erreurs, qui ont été signalées notamment par NORTON (*P. I. R. E.*, septembre 1937), ECKARDT et KAHAN (*J. de Phys.*, mai 1948) et POINCELOT (*Annales Télécom.*, juin 1953, pp. 206-211); en particulier il obtenait un terme en $\frac{1}{\sqrt{d}}$ (qu'il appelait « onde de surface ») et qui a été reconnu inexistant (voir p. ex. BURROWS, *P. I. R. E.*, février 1947, pp. 219-229). Mais son travail, repris et corrigé, demeure la base de tous les travaux ultérieurs. C'est pourquoi nous lui gardons ici la place qu'il mérite.

RÔLE DU SOL

dont l'expression générale est assez compliquée et s'écrit sous diverses formes; par exemple celle de SOMMERFELD, NORTON, est :

$$A = f(p, b) e^{j\psi} = 1 + j\sqrt{p} \cdot e^{-1/p} \times 2 \int_{-j\sqrt{p}}^{\infty} e^{-u^2} du \quad (3bis)$$

[l'intégrale est la « fonction d'erreur » de la variable $(-j\sqrt{p})$].

Une expression approchée par VAN DER POL est :

$$A = \frac{E}{E_0} = \frac{2+0,3 p}{2+p+0,6 p^2} \quad \text{lorsque } \varepsilon_r \ll x. \quad (3ter)$$

(ondes longues, sol conducteur)

Un graphique classique, reproduit ici figure 7-432-1bis, courbe 1, donne la valeur de cet affaiblissement ⁽¹⁾.

On voit qu'il tend vers $\frac{1}{d}$; c'est-à-dire que l'affaiblissement total du champ tend vers $\frac{1}{d^2}$; on voit aussi que sur sol bon conducteur, et en ondes longues, $60 \sigma \lambda \gg \varepsilon_r$; donc $C_H \gg C_V$; la « distance numérique » p est donc beaucoup plus grande en polarisation horizontale, c'est-à-dire que le champ s'affaiblit beaucoup plus vite.

2. Aux « grandes distances », la courbure de la Terre joue le rôle principal; elle peut être contournée par *diffraction* jusqu'à un certain point, mais ensuite l'affaiblissement devient extrêmement rapide, en fonction du paramètre essentiel :

$$\eta = \beta_0 \frac{d}{a^3 \lambda^3} = \frac{\beta_0}{2} \times d_c. \quad (4)$$

Le facteur β_0 dépend de la nature du sol et de la polarisation [c'est-à-dire encore du coefficient \mathcal{C} de l'équation (2)], mais assez peu; il diminue environ de moitié en passant d'une onde très courte sur mauvais sol, à une onde longue sur sol bon conducteur; quant au rayon terrestre a , il est d'environ 6 700 km, mais on est amené à le majorer d'environ $\frac{4}{3}$ pour tenir compte de la réfraction atmosphérique (voir plus loin § 7-52); alors l'affaiblissement supplémentaire est donné par une série d'exponentielles (courbe 2, fig. 7-432-1bis) en fonction de l'abscisse :

$$d_c = \frac{d(\text{km})}{\sqrt{\lambda(\text{km})}} \quad (\text{Distance « réduite » ou « critique ») \quad (5)$$

⁽¹⁾ On le trouvera avec plus de précision dans divers ouvrages, NORTON, *Proc. IRE*, décembre 1941, pp. 623-629, ou BURROWS, ATWOOD, *Propagation of Radio Waves*, p. 426, fig. 56 (avec abscisse double, $2p$).

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

On voit qu'il commence à être appréciable à partir de $d_c > 100$ environ, et devient extrêmement rapide quand les postes s'enfoncent dans la « zone d'ombre » créée par la courbure terrestre, c'est-à-dire à partir de $d_c > 1000$ environ, soit (tableau p. 63) :

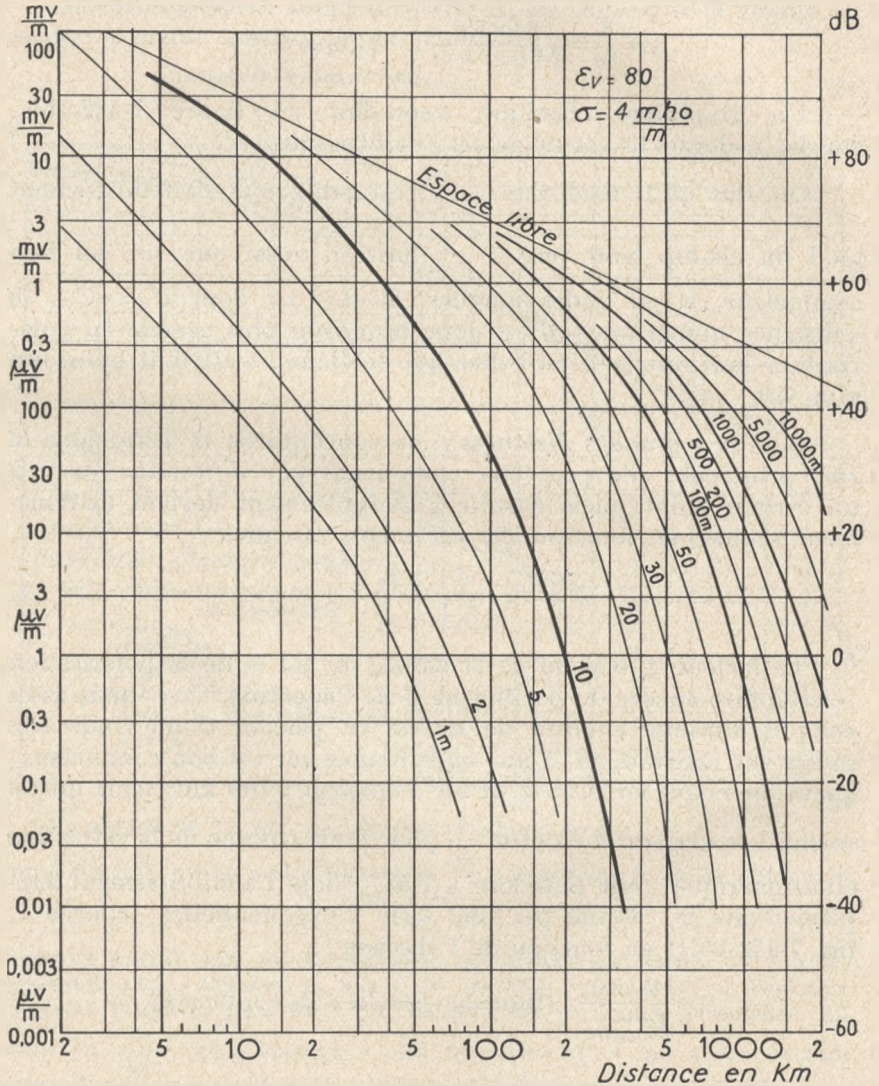


Fig. 7-432-1. — Champ pour 1 kW rayonné. — Postes au sol.
MER. — Polarisation verticale.

RÔLE DU SOL

Valeurs de d pour $d_c = 1\ 000$					
Pour λ (km)	10	1	0,1	0,01	0,001
d (km)	2 150	1 000	470	215	100

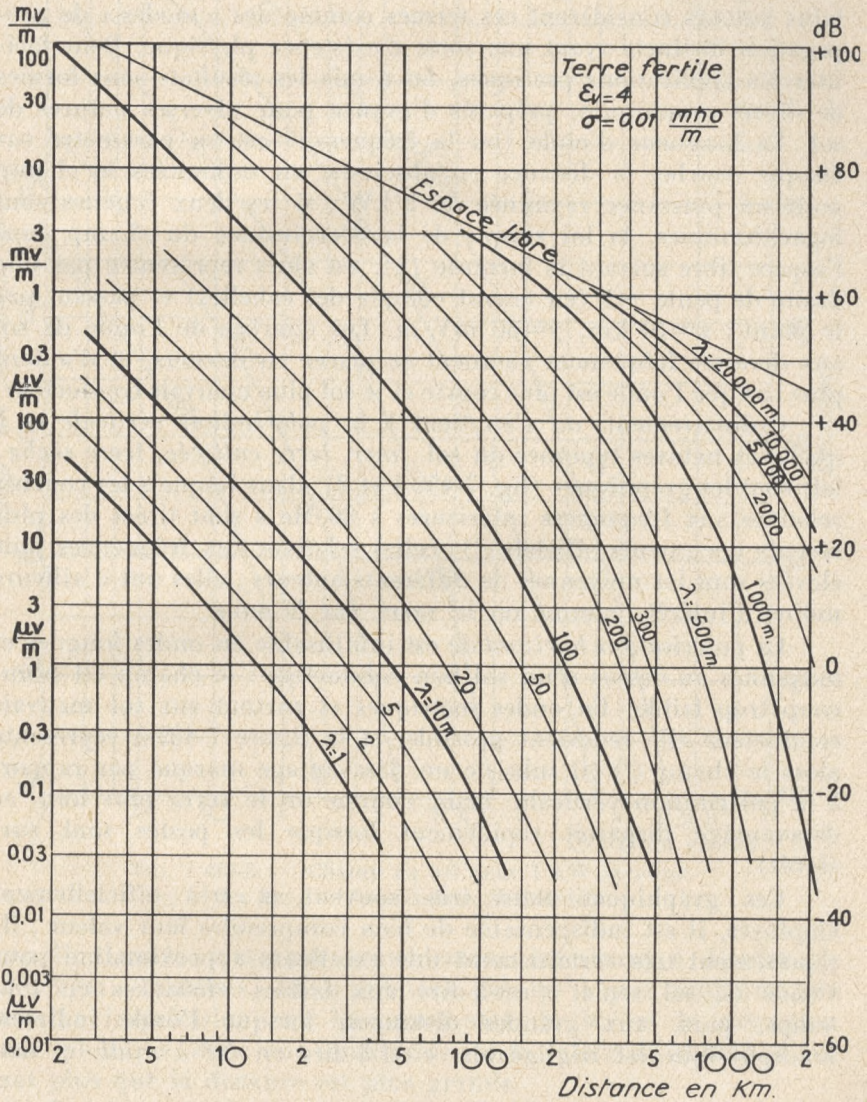


FIG. 7-432-2. — Champ pour 1 kW rayonné. — Postes au sol.
 TERRE. — Polarisation verticale.

3. En fait, ces deux affaiblissements par *absorption* et *diffraction* se combinent d'une façon complexe, et l'affaiblissement total résultant s'obtient par un développement en série dont les termes sont longs à calculer et convergent lentement ; sur la figure 3 du paragraphe 7-42, les nombres inscrits sur la courbe sont les nombres de termes nécessaires pour avoir une erreur inférieure à 1 % ; certains auteurs considèrent ces termes comme des « modes » de propagation distincts ayant une sorte d'existence physique. Pour faciliter les applications pratiques, on a mis les résultats sous formes de divers graphiques, préparés d'avance pour diverses natures de sol. La longueur d'onde (ou la fréquence) est en paramètre sur chaque courbe, la distance en abscisses, en ordonnées le champ pour une puissance rayonnée de 1 kW ; si les deux échelles sont logarithmiques, la loi simple de la décroissance du champ dans l'espace libre suivant la formule (1), est alors représentée par une droite de pente -1 (en tenant compte des échelles) et passant par le point : $x=10$ km, $y=30$ mV/m. Les courbes de l'onde de sol aux diverses fréquences viennent se placer en dessous, et d'autant plus bas que l'onde est plus courte et le sol plus mauvais conducteur.

Ordinairement, on s'en tient à la *polarisation verticale* et à quelques natures typiques du sol : *mer*, *terre cultivée*, *terre sèche* ; tels sont les graphiques (fig. 7-432-1 et 2), dans lesquels les courbes relatives aux fréquences inférieures à 30 Mc/s sont tirées des plus récents documents officiels ⁽¹⁾ ; celles relatives aux fréquences plus élevées sont les moyennes de différents auteurs ; elles ont d'ailleurs moins d'intérêt, comme on le verra par la suite.

La *polarisation horizontale* est inutilisable en ondes longues et moyennes au-dessus d'un sol bon conducteur : le champ est beaucoup trop faible. En ondes métriques et surtout sur sol mauvais conducteur elle redevient possible, et la figure 7-432-3 représente alors le champ ⁽²⁾ (il subsiste un désavantage marqué par rapport à la polarisation verticale, mais, comme on le verra plus loin, ce désavantage disparaît rapidement lorsque les postes sont sur-élevés).

Ces graphiques étant très souvent et très officiellement employés, il est indispensable de bien comprendre leur valeur : ils représentent très certainement une excellente approximation pour l'onde de sol seule, c'est-à-dire aux faibles distances en tout temps, puis, aux grandes distances, lorsque l'onde indirecte ionosphérique est négligeable, c'est-à-dire *en été à midi*, et tant

⁽¹⁾ C. C. I. R., Genève, 1951 ; Londres, 1953.

⁽²⁾ D'après BURROWS, *loc. cit.*, p. 428.

RÔLE DU SOL

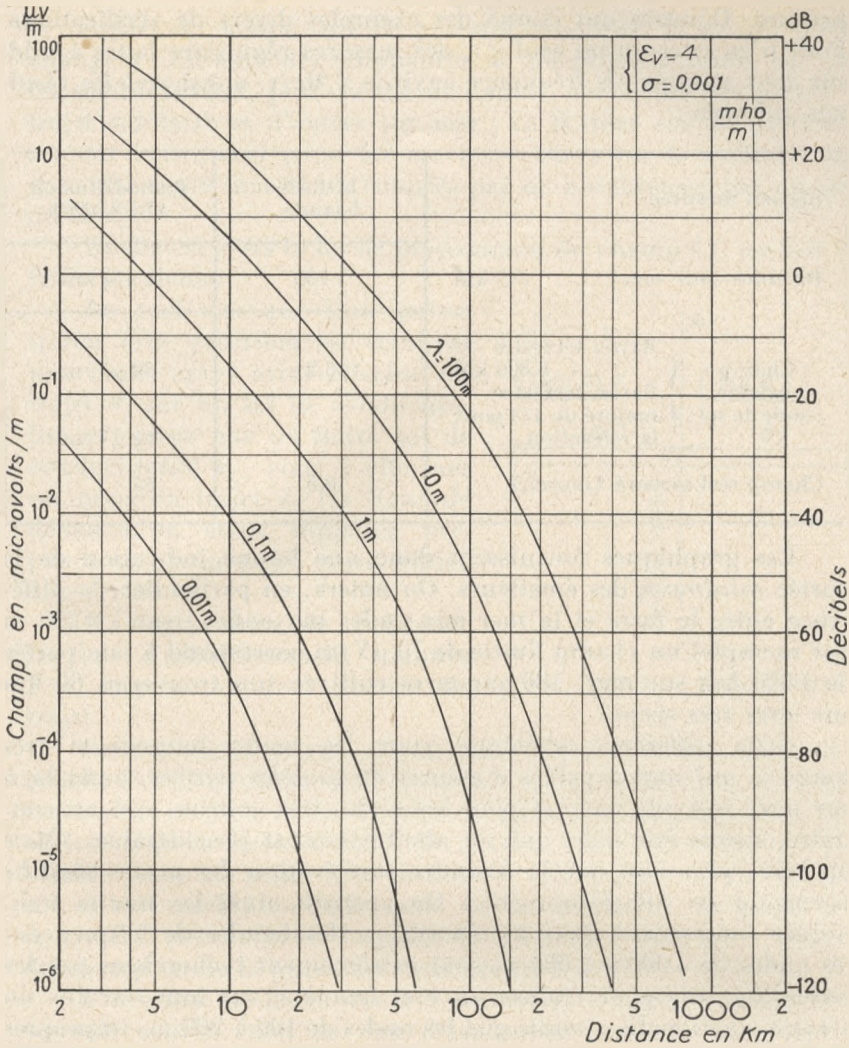


FIG. 7-432-3. — Champ au sol pour 1 kW rayonné.
SOL SEC. — Polarisation horizontale.

que l'ordonnée n'est pas sensiblement inférieure à l'ordre de $10 \mu\text{V}/\text{m}$. Toutefois, on n'oubliera pas qu'il y a toujours une certaine imprécision sur les constantes du sol et la réfraction atmosphérique, donc une incertitude sur la valeur du champ, d'autant plus que la distance est plus grande.

Certaines conférences internationales ont précisé que les valeurs réelles étaient comprises entre le tiers et le triple des valeurs ainsi

prévues. D'autres ont donné des exemples divers de vérifications. Pour n'en citer qu'un seul ⁽¹⁾, des mesures régulières faites à midi sur deux stations, de fréquence environ 2 Mc/s, ont donné les résultats suivants :

Station mesurée	LORAN Islande	Radiodiffusion ABERDEEN
Distance (sur mer) km	1 130	1 474 km
Champ calculé (onde de sol) Rayon terrestre 6.500 km Rayon terrestre majoré de 4/3 pour la réfraction .	5,2	39 $\mu\text{V/m}$
	17	62 $\mu\text{V/m}$
Champ réel mesuré (moyen) .	5,5	53

Ces graphiques fournissent donc une bonne indication de la portée *minimum* des émetteurs. On notera, en particulier, la différence entre la *terre* et la *mer* aux ondes moyennes : sur $\lambda=200$ m par exemple, un champ limite de 10 $\mu\text{V/m}$ correspond à une portée de 1 000 km sur mer, 180 sur terre cultivée (on trouverait 60 km sur terre très sèche).

Cette différence s'atténue pour les ondes longues et très longues, qui sont capables d'assurer de grandes portées, aussi bien sur terre que sur mer, et pour les ondes très courtes, qui au contraire, même sur mer, ont un affaiblissement considérable. (Mais on verra plus loin que la moindre surélévation des postes modifie beaucoup cet affaiblissement.) On aperçoit ainsi les motifs techniques intervenant dans la répartition des bandes de fréquences ; les ondes de 1 000 à 2 000 m sont extrêmement recherchées par les radiodiffuseurs pour réaliser en tout temps et sur tous terrains un service « national » ; tandis que les ondes de 100 à 200 m, impropres à un tel service, sont encore très utilisables pour les services maritimes ou côtiers. bateaux de pêche, etc. (voir § 7-82).

7-433. Propagation sur trajets mixtes (terre - mer)

On a supposé, dans ce qui précède, que la nature du sol était la même tout le long du trajet.

En fait, il est évident que c'est une simplification assez rare ;

(¹) C. C. I. R., Londres, 1953, doc. 97.

la plupart du temps, sur de grandes distances, la nature du sol changera ; on aura des alternances de sol plus ou moins sec, plus ou moins cultivé, plus ou moins ondulé, ou même des parties de trajet sur terre et d'autres sur mer ; ce dernier cas est particulièrement intéressant pour les services côtiers ou la radiodiffusion dans des zones maritimes coupées par de nombreuses îles ou presqu'îles.

Quelle est alors la loi de propagation du champ ? C'est fort difficile à calculer.

Le seul cas que l'on puisse traiter avec précision est celui où une onde, après avoir effectué un trajet d_1 sur un sol de conductibilité σ_1 , passe sur un autre sol de conductibilité σ_2 , pour y effectuer un nouveau trajet d_2 (la ligne de démarcation étant supposée perpendiculaire au trajet et indéfinie) (fig. 7-433-1).

Il s'agit alors de combiner les lois d'affaiblissement connues $E(d, \sigma)$ pour les deux parties du trajet.

On a d'abord essayé (ECKERSLEY, 1930) d'utiliser d'abord la courbe $E(d_1, \sigma_1)$ puis celle de $E(d_2, \sigma_2)$ en déplaçant la seconde *verticalement* pour la raccorder à la première au point $d=d_1$. On obtient ainsi la figure 7-433-2 : la courbe A_1B_1 relative au sol σ_1 est valable jusqu'au point A_1 d'abscisse d_1 ; la courbe A_2B_2 relative au sol σ_2 est valable au-delà, mais en la remontant de la quantité $A_2A_1=B_2C$ pour obtenir le point C, d'abscisse (d_1+d_2) . (Méthode du champ ou de la puissance équivalents à la démarcation.)

Une autre méthode, due à SOMERVILLE, consiste à raccorder la seconde courbe, non par un déplacement vertical, mais par un déplacement horizontal : sur la figure 7-433-2, translation $a_2A_1=d_2D$ (1), le point d'abscisse (d_1+d_2) est alors D (très différent de C précédent si les courbes 1 et 2 sont très différentes). (Méthode de la distance équivalente à la démarcation.)

Ces méthodes ne donnant pas entière satisfaction, une troi-

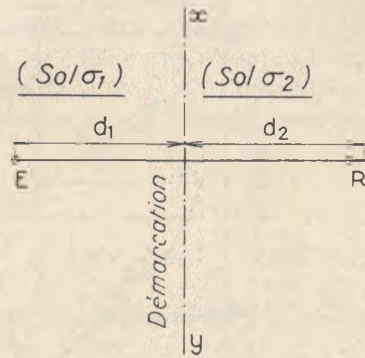


FIG. 7-433-1. — Trajet mixte.

(1) C'est pour employer la méthode de SOMERVILLE que la distance est portée à échelle arithmétique sur la figure 7-433-2. En échelle logarithmique le résultat serait différent, la translation horizontale changeant le rapport des distances et non leur somme.

sième a été proposée par MILLINGTON ⁽¹⁾ : elle consiste à appliquer la méthode de ECKERSLEY deux fois, c'est-à-dire une fois dans le sens de la transmission effective, E vers R, et une fois en sens inverse de R vers E, et à prendre la moyenne géométrique des résultats obtenus. On satisfait ainsi au principe de réciprocité, ce que ne faisaient pas les deux premières méthodes. Sur la figure 7-433-2, la méthode s'emploie en prenant le point A_2' correspondant à d_2 sur terre, puis $A_2'C'$ par translation de $A_1'B_1'$, d'où le point C' corres-

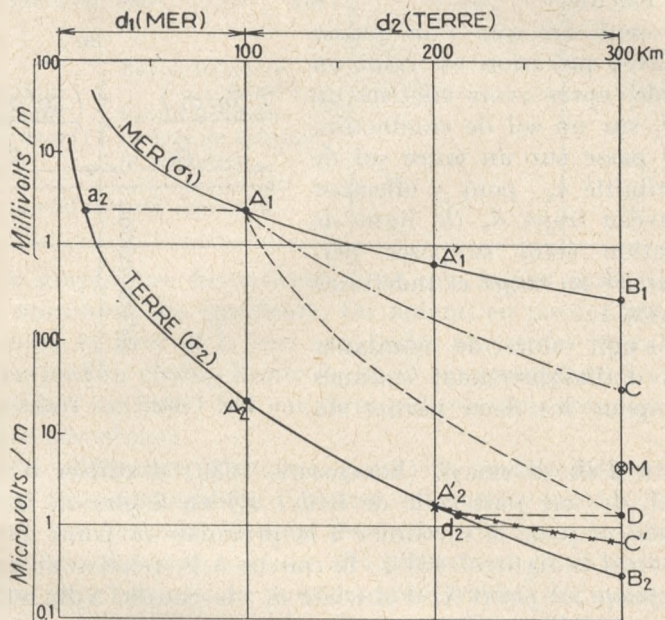


FIG. 7-433-2. — Propagation d'une onde $\lambda=100$ m sur trajet mixte : mer $d_1=100$ km ; terre $d_2=200$ km.

- A_1C d'après ECKERSLEY (translation verticale de A_2B_2);
- A_1D d'après SOMERVILLE (translation horizontale de a_2d_2);
- $A_2'C'$ trajet inverse (200 km terre + 100 km mer), d'après ECKERSLEY (translation verticale de $A_1'B_1'$);
- M moyenne géométrique de CC' , d'après MILLINGTON.

pondant au trajet inverse ; puis en prenant le point M milieu (géométrique) de CC' .

Cette méthode conduit à deux conclusions assez étonnantes au premier abord :

La première est que le champ, après le parcours total de d_1 sur

⁽¹⁾ MILLINGTON, *Proc. Inst. El. Eng.*, part III, janvier 1949 et juillet 1950.

RÔLE DU SOL

mer, plus d_2 sur terre, peut être plus fort qu'il n'aurait été après le parcours d_2 seul, l'émetteur étant situé sur terre; c'est le cas de la figure 7-433-2 où le point M est au-dessus du point Λ_2' . D'après cela il peut donc être avantageux, pour desservir une zone côtière, d'installer un émetteur dans une île au large.

La seconde est qu'en passant de la terre à la mer, le champ peut augmenter avec la distance sur un certain parcours avec une variation rapide d'amplitude et de phase (cela n'est pas visible sur la figure 7-433-2, mais pourrait facilement être déduit d'une construction appropriée).

Ces conclusions ont piqué la curiosité des expérimentateurs, qui ont plusieurs fois tenté de les vérifier: ils y ont réussi. La première est confirmée par des résultats de la B. B. C. ⁽¹⁾, d'après lesquels deux émetteurs assurent des champs à peu près équivalents.

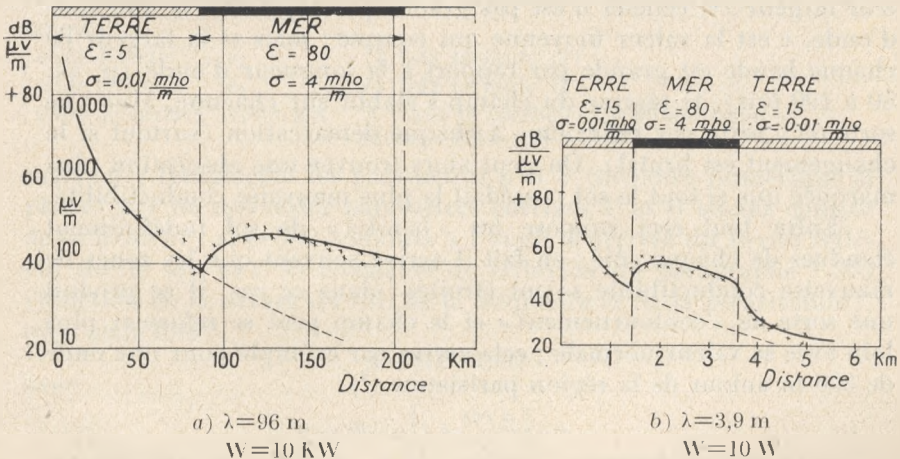


FIG. 7-433-3. — Propagation sur trajets mixtes terre-mer.
Courbes calculées. — Points mesurés.

(MILLINGTON, P. I. E. E., part III, juillet 1950, pp. 213-215.)

alors que l'un d'eux est placé sur terre, et l'autre, plus éloigné de 80 km, mais placé sur mer. Quant au renforcement en passant de la terre à la mer, il a été mesuré avec soin par MILLINGTON lui-même sur 3,13 Mc/s et sur 75 Mc/s en bateau dans le Pas-de-Calais, et par ELSON sur 1,1 Mc/s en avion ⁽²⁾ (fig. 7-433-3).

A la Conférence du Comité consultatif international des Radio-

⁽¹⁾ KIRKE, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1949, pp. 489-496.

⁽²⁾ *Nature*, 22 janvier 1949 et 16 juillet 1949.

communications, Londres, 1953, de nombreuses autres vérifications ont été apportées et des variantes de méthodes proposées, par la Grande-Bretagne (doc. 261), les Pays-Bas (doc. 243ⁿ et 348), le Japon (doc. 140, 141, 232) et la Yougoslavie (doc. 246) (1). Il a été finalement conclu que la méthode de MILLINGTON et celle des Pays-Bas donnaient toutes deux des résultats « concordant bien avec la réalité ».

Le calcul ainsi fait pour un changement dans la nature du sol, peut naturellement se généraliser à deux ou plusieurs changements successifs ; par exemple pour le passage sur un « filot » ou une « bande » de sol mauvais conducteur intercalé sur un trajet bon conducteur ; on constate alors que l'effet nuisible de cet filot est moindre à grande distance qu'il n'aurait été si l'émetteur avait été situé sur lui. S'il y a un grand nombre de bandes successives, alternativement bonnes et mauvaises conductrices, leur effet dépend de leur largeur : si celle-ci n'est pas grande par rapport à la longueur d'onde, c'est la valeur moyenne qui compte ; mais si la largeur de chaque bande est grande par rapport à la longueur d'onde (p. ex. 50 à 100 fois), le régime du champ s'établit sur chacune, avec une sorte de « perte par réflexion » à chaque démarcation (surtout si le changement est brutal). On peut alors trouver une absorption plus marquée que si tout le sol possédait la plus mauvaise conductibilité.

Enfin tout ceci suppose les « bandes » de sol indéfiniment étendues de chaque côté ; en fait il arrive souvent que les zones de mauvaise conductibilité soient étroites ; dans ce cas, il se produit une sorte de « contournement » et le champ peut se reformer plus loin avec sa valeur normale ; cela arrive par exemple pour une onde de 300 m autour de la région parisienne (2).

(1) La méthode japonaise (SUEDA, *C. C. I. R.*, Londres, doc. 140) consiste simplement à prendre la courbe correspondant à la distance exacte et à une conductibilité moyenne, c'est-à-dire $d_1\sigma_1, d_2\sigma_2, \dots, d_n\sigma_n$ la longueur et la conductibilité des diverses parties du trajet.

$$\sigma_n = \frac{d_1 + d_2 \dots + d_n}{\frac{d_1}{\sigma_1} + \frac{d_2}{\sigma_2} \dots + \frac{d_n}{\sigma_n}}$$

On peut aussi prendre une solution intermédiaire entre la précédente et celle de Millington.

La solution yougoslave (*C. C. I. R.*, Londres, doc. 246) est de calculer séparément les « distances numériques » de Sommerfeld pour les diverses parties (éq. 2. § 7-432) et d'en faire la somme pour avoir la « distance numérique » totale (voir également ANKROVIC, *Annales Télécom.*, juin 1953, pp. 212-224).

(2) P. DAVID, *Revue générale d'Electricité*, 13 mai 1933, pp. 623-630, fig. 5, carte du champ du Poste Parisien.

7-44. Postes à des hauteurs quelconques

Après avoir supposé d'abord les postes suffisamment surélevés pour pouvoir appliquer les formules de l'optique (§ 7-42) puis au ras du sol (§ 7-43), revenons maintenant au cas où ils sont à des hauteurs *quelconques* : c'est évidemment le plus difficile.

7-441. Faibles distances — Terre quasi plane

Aux faibles distances où la courbure terrestre n'intervient pas, on peut s'attendre à un passage progressif des formules du paragraphe 7-42 (onde directe plus onde réfléchi) à celles du paragraphe 7-432 (onde « de surface »). Ce passage n'est pas facile à exprimer. La méthode la plus suggestive semble être celle de NORTON ⁽¹⁾, il conserve, dans l'expression du champ, les trois termes :

$$\left\{ \begin{array}{lll} \text{onde directe} & e_1 & (\text{\S 7-42 formule 17}) \\ \text{onde réfléchi} & e_2 & (\text{\S 7-42 formule 18}) \\ \text{onde de surface} & e_3 = e_1 \times A & A \text{ étant le coefficient d'affaiblissement,} \\ & & \text{formule (3bis) du \S 7-432,} \end{array} \right.$$

mais en y remplaçant les paramètres p et b (distance numérique et phase) par de nouveaux paramètres corrigés P et B tenant compte de la hauteur ; appelant toujours φ l'angle d'arrivée du rayon réfléchi sur le sol, et \mathcal{C} la constante de réflexion du paragraphe 7-323 (fonction de la nature du sol, de la fréquence et de la polarisation), on a cette fois :

$$A' = f(P, B) e^{j\psi}$$

avec

$$P \cdot e^{jB} = p \left[1 + \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\mathcal{C}}} \right] e^{jb} \quad (1)$$

A partir de cette transformation, et en reprenant les valeurs de la fonction $f(P, B)$ comme au paragraphe 7-432, on peut évidemment déterminer de la façon la plus correcte le champ résultant de la somme des trois ondes, dans la zone où elles sont, toutes les trois, appréciables ⁽²⁾. La rapide variation de phase de l'onde réflé-

⁽¹⁾ *Proceedings Institute Radio Engineers*, octobre 1936, 1367-1387; septembre 1937, 1192-1236; décembre 1941, pp. 623-639.

⁽²⁾ Certaines approximations sont d'ailleurs possibles, par exemple la suivante, sur laquelle BULLINGTON base toute une série de graphiques (*Proc. Inst. Rad. Eng.*, octobre 1947, pp. 1121-1136) :

$$A' = \frac{-1}{1 + j \frac{2\pi d}{\lambda} (\sin \varphi + \sqrt{\mathcal{C}})^2}$$

chie et celle d'amplitude de l'onde de surface donnent alors une variation parfois très singulière du champ résultant ; on en trouve un exemple à la figure 7-44-1.

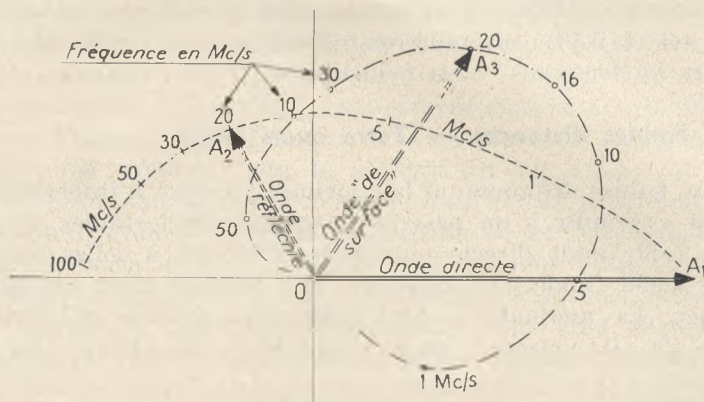


FIG. 7-44-1. — Variations de l'onde réfléchie OA_2 et de l'onde « de surface » OA_3 par rapport à l'onde directe OA_1 . Polarisation verticale sur mer :

$$d=5 \text{ km}, \quad h_1=10 \text{ m}, \quad h_2=50 \text{ m}.$$

Fréquence variable indiquée sur les courbes en (Mc/s).

Mais on constate que cette zone est relativement étroite. Aux distances plus faibles, ou hauteurs plus grandes, l'onde « de surface » devient négligeable (parce que $P > p$), et l'on se retrouve seulement en présence de l'onde directe et de l'onde réfléchie dans la zone d'interférence, comme au paragraphe 7-42. Au contraire, pour les distances plus grandes ou pour des hauteurs plus faibles, le coefficient de réflexion tendant vers (-1) , les deux premiers termes sont sensiblement opposés et se détruisent, et l'onde de surface reste seule ; comme d'ailleurs φ tend vers zéro, P tend vers p et la formule (1) ne suffit plus à tenir compte de la surélévation des postes. A plus forte raison dans la « zone de diffraction ».

7-442. Distances élevées — Rôle de la courbure terrestre

Aux distances élevées, le calcul montre que le champ se trouve multiplié par une certaine fonction de paramètres q et K dans lesquels les hauteurs se combinent avec les constantes du sol et le rayon terrestre, à peu près comme s'y combinait la distance seule quand les postes étaient au ras du sol ; c'est-à-dire par l'intermé-

diaire du coefficient de polarisation \mathcal{C}_τ ou \mathcal{C}_π de l'équation (2), paragraphe 7-423 ;

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{hauteurs « numériques »} \\ \text{et} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} q = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mathcal{C}} \times h \\ K = \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^{1/3} \frac{1}{\sqrt{\mathcal{C}}} \quad (a = \text{rayon terrestre}) \end{array} \quad (2)$$

Alors le facteur $\Lambda_3(q_1, q_2, K)$ qui multiplie le champ de l'onde de surface devient sensiblement le même pour les différents termes de la série, symétrique en q_1, q_2 , et indépendant de d . Autrement dit, l'effet de la surélévation de chacune des extrémités peut se calculer *séparément* ; ce qu'on interprète en observant que cette surélévation se manifeste d'abord par un changement des constantes de l'antenne (résistance de rayonnement, pertes dans le sol, diagramme directif), puis par une diminution de l'influence du sol dans la partie du trajet située entre le poste et son horizon optique, où la propagation se fait « dans l'espace » (1).

Toutefois le coefficient correctif $\Lambda_3(q)$ ou « gain de hauteur » relatif à chaque poste est encore compliqué à calculer. On doit distinguer trois zones, suivant les valeurs de q , c'est-à-dire de h .

7-443. Zone « de proximité immédiate »

Dans une première zone que l'on peut appeler « de proximité immédiate » la surélévation se manifeste surtout par le changement des constantes de l'antenne (résistance de rayonnement et diagramme directif), plutôt que par une véritable modification de la propagation ; le facteur de multiplication du champ est simplement :

$$\Lambda_3(q) = |1 + jq| \quad (3)$$

généralement > 1 , mais qui peut être inférieur à l'unité lorsque q comporte une partie imaginaire positive (c'est-à-dire en polarisation verticale sur sol bon conducteur, où τ se réduit à $-j\sigma\lambda$ et donc :

$$\mathcal{C}_\tau = \tau = \frac{-j\sigma\lambda}{-\sigma^2\lambda^2} = \frac{j}{\sigma\lambda} \quad (2)$$

c'est ce qui exprime la disparition du facteur 2 représentant l'effet de l'« image » dans le sol (§ 7-432).

(1) CHIREIX, *Bull. Société française des Electriciens*, 1946.

(2) Cette diminution du champ pour une faible élévation de l'aérien a pu être vérifiée expérimentalement ; voir, par exemple, ECKERSLEY, MILLINGTON, *Proc. Phys. Soc.*, 1^{er} septembre 1939, pp. 805-809.

Cette zone a pour limite $q=1$, c'est-à-dire la hauteur :

$$(H_v)_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_v}} \quad \text{et} \quad (H_h)_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_h}} \quad (4)$$

donnée par la figure 7-443-1. On voit que cette valeur est toujours inférieure à λ , sauf en ondes longues sur mer ; autrement dit, et surtout en polarisation horizontale, la moindre surélévation suffit pour que l'antenne ne puisse plus être regardée comme « au sol » et que la correction « de hauteur » devienne importante.

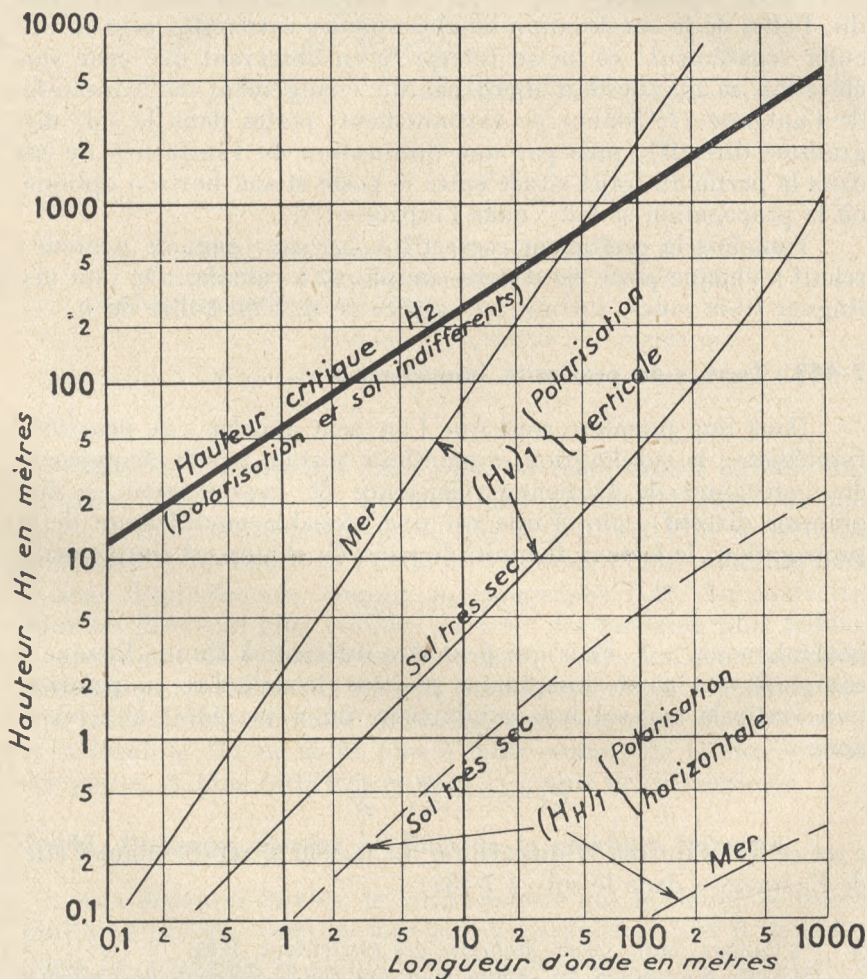


Fig. 7-443-1. — Hauteur H_1 de la zone de « proximité immédiate » et hauteur « critique » H_2 .

7-444. Seconde zone — Hauteur « critique » ou « naturelle »

Dans une seconde zone, l'augmentation de hauteur diminue les pertes dans le sol sur une distance croissante, ce qui entraîne une augmentation à peu près proportionnelle du champ, la formule précédente se réduisant à :

$$A_3(q) = jq. \quad (5)$$

Cette zone est limitée par une certaine valeur H_2 de h , appelée « critique » ou « unité naturelle de hauteur », indépendante de la polarisation et du sol :

$$H_2 = (30 \text{ à } 50) \lambda^{2/3} (\text{mètres}). \quad (6)$$

Elle est également indiquée sur la figure 7-443-1. On voit qu'en polarisation verticale et ondes longues sur mer, cette seconde zone

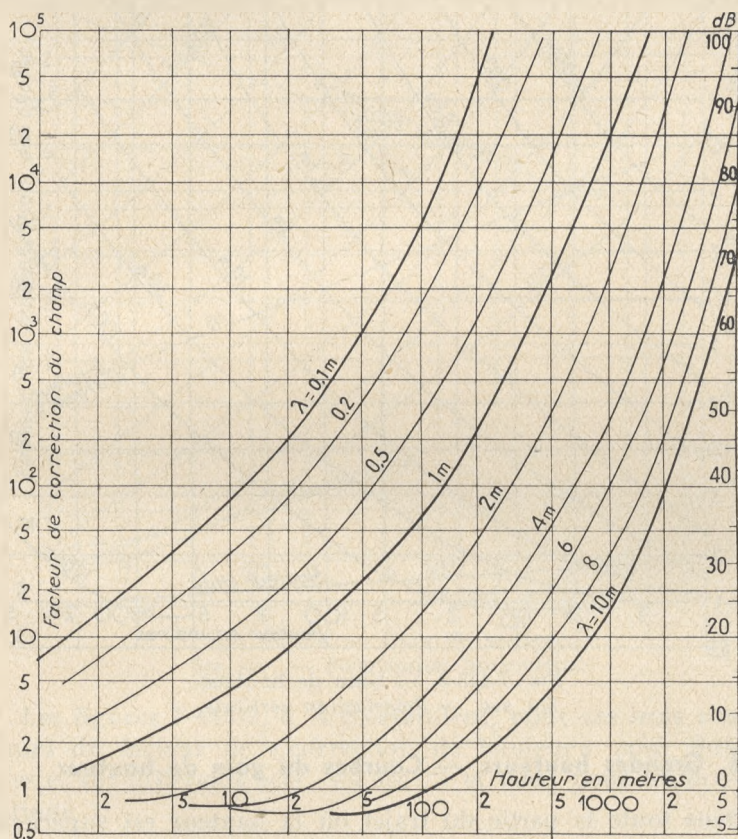


FIG. 7-445-2. — Gain de hauteur.
MER. — Polarisation verticale.

vient se confondre avec la première pour des hauteurs de l'ordre de 1000 m et plus, ce qui n'a guère d'intérêt pratique. Dans tous les autres cas, la distinction est très nette ; il y a donc une zone appréciable, très fréquemment utilisée dans la pratique (p. ex. entre $h=1$ m et $h=100$ m pour ondes métriques) où le champ croît proportionnellement à la hauteur de l'aérien : résultat analogue à celui trouvé au paragraphe 7-42 [formule (23)] pour le cas du sol plan, dans le « lobe inférieur » du diagramme vertical.

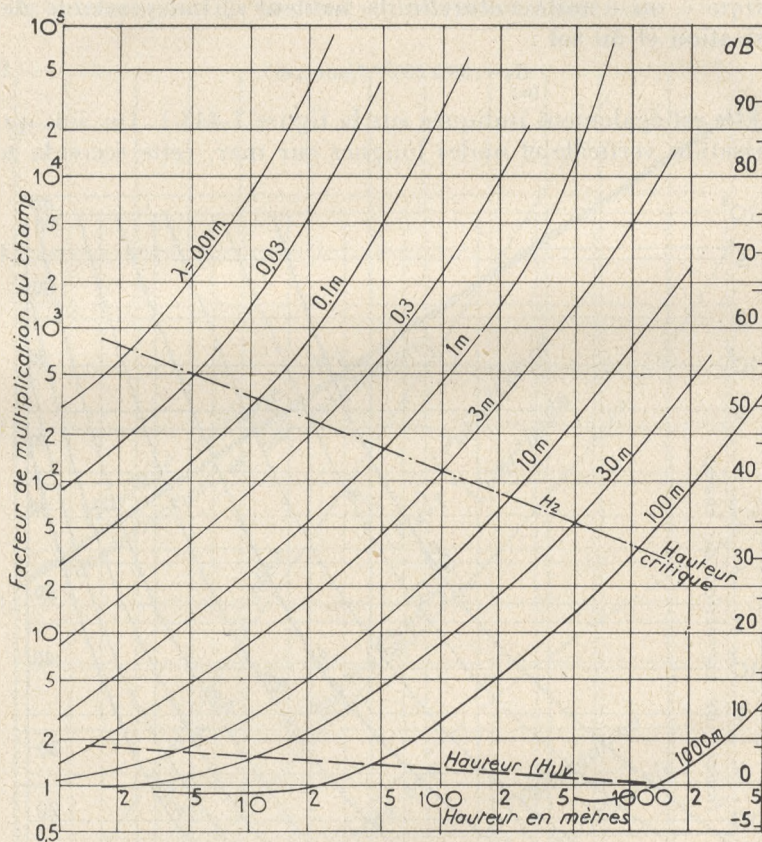


FIG. 7-445-3. — Gain de hauteur.
 SOL SEC. — Polarisation verticale.

7-445. Grandes hauteurs — Courbes du gain de hauteur

Dans toute la partie du trajet où la hauteur est supérieure à cette valeur critique H_2 , la présence et la nature du sol n'interviennent plus du tout ; l'onde se propage donc comme dans l'espace

RÔLE DU SOL

libre. Le renforcement du champ est donc à peu près le même que si l'on diminuait d'autant la distance dans la formule de l'affaiblissement A du paragraphe 7-432 ; l'expression de A_3 en fonction de h et de K [formule (2) ci-dessus] est assez pénible à calculer (fonctions de HANKEL) mais elle indique une variation à peu près exponentielle. Dans cette troisième zone, le champ augmente donc *plus vite* que la hauteur.

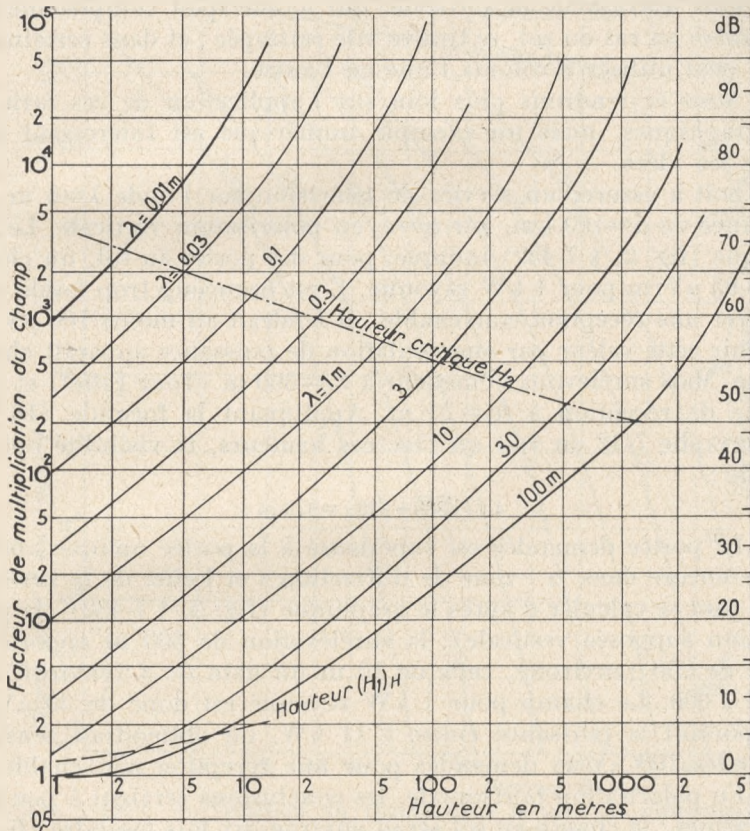


FIG. 7-445-4. — Gain de hauteur.
 SOL SEC. — Polarisation horizontale.

Les figures 7-445-2, 3, 4 récapitulent, pour ces trois zones, les valeurs du facteur de « correction de hauteur » pour différentes ondes et sur différents sols [sol sec ⁽¹⁾ et mer] pour les deux polarisations.

⁽¹⁾ Comme il a été vu au § 7-12, une zone urbaine est pratiquement équivalente à un « sol sec ».

On voit immédiatement qu'en polarisation verticale et ondes métriques (et parfois décamétriques) ce facteur est très appréciable dans la plupart des cas pratiques, où les hauteurs des aériens sont facilement de quelques mètres ou dizaines de mètres ; à plus forte raison en avion. En polarisation horizontale, sur sol sec, l'effet est encore un peu plus grand ; sur sol conducteur (mer) il le serait encore bien davantage ; de sorte que la différence entre les polarisations horizontale et verticale, qui handicapait complètement la première au ras du sol, se trouve vite rattrapée ; et dans certains cas l'on peut utiliser à volonté l'une ou l'autre.

Nous reviendrons plus loin sur l'application de ces formules et graphiques, mais un exemple numérique est intéressant pour fixer les idées.

Soit à assurer un service de télévision sur l'onde $\lambda=6$ m à la distance de $d=100$ km, sur terre, en polarisation verticale. Le graphique (fig. 2, § 7-432) indique, pour des postes au sol, un champ de $0,03 \mu\text{V/m}$ pour 1 kW rayonné. C'est beaucoup trop faible pour assurer une réception convenable ; il faudrait au moins $100 \mu\text{V/m}$; obtenir cette valeur par augmentation de puissance apparaît chimérique. Mais surélevons l'émetteur à $h_1=300$ m (Tour Eiffel) et l'antenne de réception à $h_2=10$ m. Appliquant la formule (16) du paragraphe 7-42 on voit qu'avec ces hauteurs, la visibilité optique est de :

$$4,1(\sqrt{300}+\sqrt{10})=83 \text{ km.}$$

La portée demandée est supérieure à la portée optique ; on est donc encore dans la « zone de diffraction » et l'effet de la surélévation peut se calculer d'après le graphique (fig. 3, § 7-432) (la polarisation supposée verticale) : la surélévation de 300 m apporte un gain de 250 (environ), celle de 10 m un gain de 4 (environ) ; au total 1 000. Le champ pour 1 kW rayonné est donc de $30 \mu\text{V/m}$. En portant la puissance émise à 11 kW, on obtiendrait sensiblement les $100 \mu\text{V/m}$ demandés pour une réception convenable.

En polarisation horizontale, les conclusions seraient à peu près les mêmes : le champ au sol serait environ dix fois moindre (fig. 3, § 7-432), mais les gains de hauteur seraient de l'ordre de 1 000 et 20, d'où finalement $30 \mu\text{V/m}$.

7-446. Méthode de Fishback — Postes à la hauteur critique

La méthode précédente n'est pas la seule possible ; on peut, par exemple, faire le calcul de champ en supposant les deux postes à une hauteur donnée différente de zéro — par exemple, la « hauteur critique H_2 » — et appliquer ensuite une correction pour les

RÔLE DU SOL

hauteurs différentes. La méthode est évidemment avantageuse si, en fait, les hauteurs sont de l'ordre de H_2 ; on évite alors de calculer d'abord un « champ au sol » beaucoup trop faible et de le multiplier ensuite par un facteur de correction énorme.

Les résultats trouvés ainsi par KERR et FISHBACK ⁽¹⁾ sont les suivants :

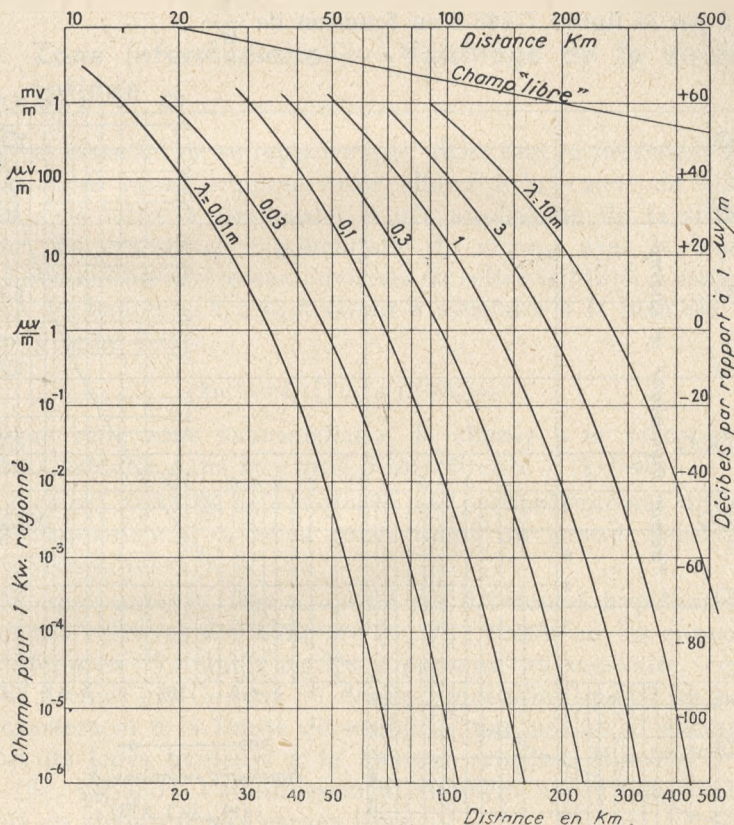


FIG. 7-446-5. — Variation du champ dans la zone de diffraction entre postes à la « hauteur critique » H_2 (FISHBACK).

(1) KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, § 2-14. L'« unité naturelle de distance » est $L(\text{km}) = 29 \sqrt{\lambda(\text{m})}$ et l'affaiblissement donné par la figure 7-446-5 correspond à la formule

$$\Lambda = 2 \sqrt{\pi \frac{d}{L}} \times e^{-2,02 \frac{d}{L}}$$

On notera que (comme l'indique la fig. 7-446-6) le facteur de hauteur n'est pas tout à fait égal à 1 pour $h=H_2$.

On commence par évaluer le champ en fonction de la distance pour des postes situés à la hauteur critique H_2 ; FISHBACK utilise une seule courbe en prenant comme abscisse une « unité naturelle de distance » fonction de la longueur d'onde. Nous l'avons remise sous la forme habituelle (fig. 7-446-5).

On multiplie ensuite le champ par le « facteur de hauteur » donné par la figure 7-446-6 en fonction de $\frac{h}{H_2}$.

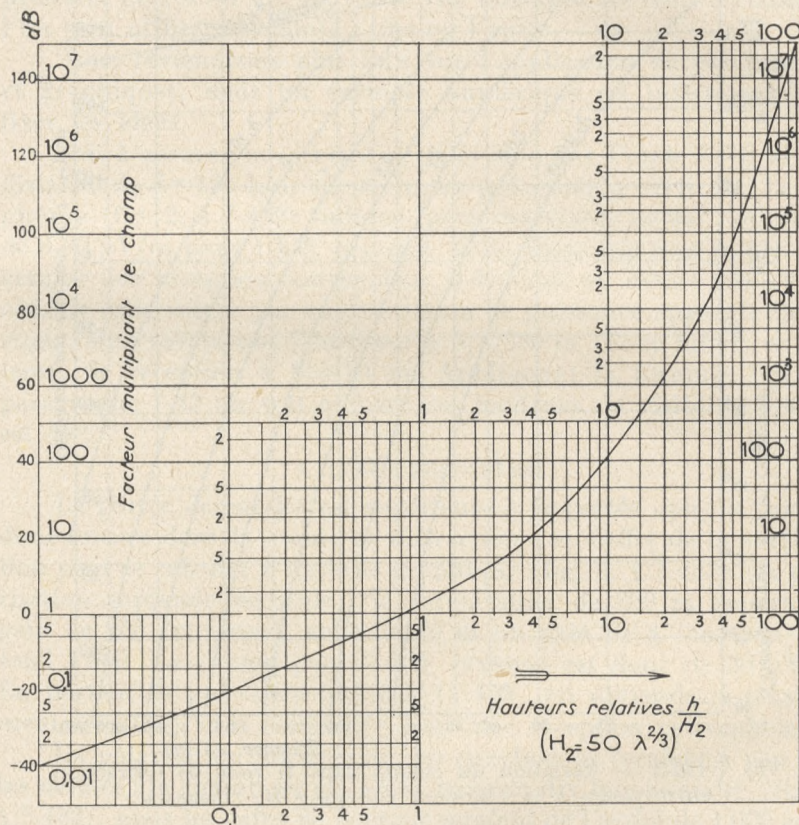


FIG. 7-446-6. — Gain de hauteur (d'après FISHBACK).
SOL SEC. — Polarisation quelconque.

En principe, ces courbes sont valables sur sol sec avec n'importe quelle polarisation.

A titre d'exemple reprenons le problème précédent : $\lambda=6$ m à 100 km ; la figure 7-446-5 donne un champ de 300 $\mu\text{V}/\text{m}$ environ « à hauteur critique » ; celle-ci est $H_2=170$ m environ ; l'émetteur

est donc à $h_1=300\text{ m}=1,77 H_2$, le récepteur à $h_2=10\text{ m}=0,059 H_2$; d'après la figure 7-446-6 les corrections correspondantes sont +8 et -25 dB soit au total -17 dB, donnant un champ de $43\ \mu\text{V/m}$, au lieu de 30 ci-dessus; étant donné les approximations théoriques et graphiques dans les deux cas, on peut admettre que l'ordre de grandeur est suffisamment concordant.

7-45. Zone intermédiaire — Voisinage de la visibilité optique

Il est essentiel de se rappeler que, dans tout le précédent paragraphe, nous avons supposé avoir affaire à la « zone de diffraction », c'est-à-dire à des postes situés au-dessous de la visibilité optique. La croissance exponentielle du champ avec la hauteur cesse lorsque l'on arrive aux environs de cette visibilité, c'est-à-dire lorsque les hauteurs h_1 , h_2 arrivent à satisfaire à la formule (16) du paragraphe 7-42 :

$$(\text{km})d=4,1\left[\sqrt{h_1(\text{m})}+\sqrt{h_2(\text{m})}\right].$$

Dans cette zone intermédiaire, le champ « se raccorde » à la valeur calculée dans la « zone d'interférence » (§ 7-42).

Le calcul exact de ce « raccord » est particulièrement difficile; les développements en série contiennent un grand nombre de termes compliqués.

Quelques auteurs l'ont simplifié par différentes hypothèses sur les valeurs relatives des hauteurs h_1 , h_2 ; tantôt en les supposant très différentes ⁽¹⁾, tantôt en les supposant, au contraire, égales; dans ce dernier cas CHIREIX ⁽²⁾ donne l'indication que si les postes sont exactement à la limite de visibilité optique, on a, suivant le rapport de leurs hauteurs à la hauteur critique, $H_2=50\lambda^{2/3}$ [formule (6), § 7-433], l'affaiblissement supplémentaire que voici par rapport au champ dans l'espace libre :

⁽¹⁾ BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 419, formule (190), supposent $h_1 < H_2$ et $h_2 > 40 H_2$; il faut sept abaques ou graphiques spéciaux, impossibles à reproduire ici.

⁽²⁾ CHIREIX, *Bull. Société française des Electriciens*, 1946.

Affaiblissement (par rapport à l'espace libre) à la limite de visibilité optique

Pour $\frac{h_1}{H_1} = \frac{h_2}{H_2} =$		$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1	2	4
Affaiblissement supplémentaire	rapport	$\frac{1}{31}$	$\frac{1}{22}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{11}$	$\frac{1}{8}$
	dB	-30	-27	-25	-21	-18

Mais en fait, il semble bien que la seule manière d'obtenir les valeurs du champ dans cette zone soit d'interpoler graphiquement d'une manière ou de l'autre, entre les valeurs calculées : au-dessus, dans la « zone d'interférence », en appliquant la méthode du paragraphe 7-42 ; au-dessous, en partant du champ au sol et en appliquant les corrections de hauteur, comme indiqué ci-dessus.

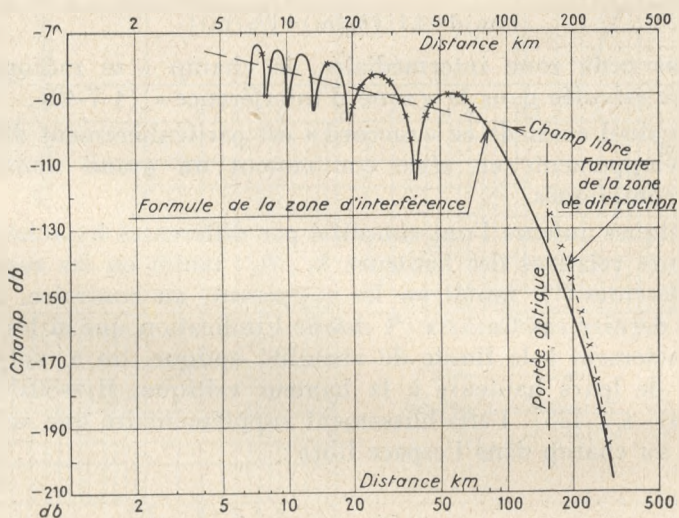


FIG. 7-45-1. — Calcul du champ pour :
 $h_1=30$ m, $h_2=1000$, $\lambda=1,5$ m.
 Comparaison des valeurs fournies par deux formules.

La figure 7-45-1, empruntée à BURROWS, montre que cette façon de faire est assez défendable, la zone en question étant étroite et les courbes à raccorder n'étant pas très éloignées l'une de l'autre.

La figure 7-45-2 donne, sous une forme différente, une autre

récapitulation des considérations précédentes : il s'agit, pour une distance fixe (80 km sur mer, en polarisation horizontale) et une hauteur donnée de l'émetteur (9 m), de la variation du champ (en abscisses) en fonction de la hauteur du récepteur (en ordonnées).

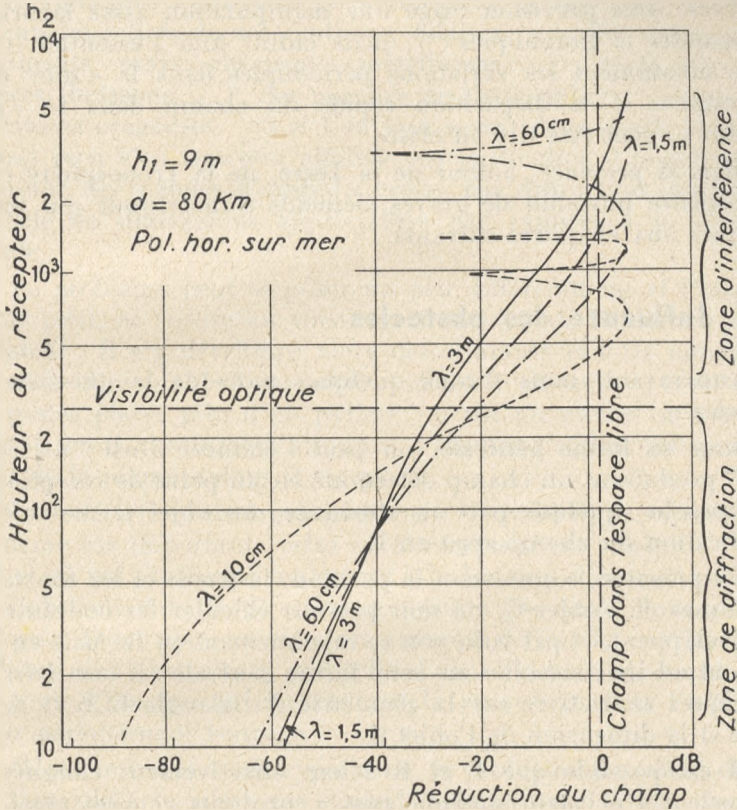


FIG. 7-45-2. — Variations du champ avec la hauteur du récepteur à $d=80\text{ km}$.

(Émetteur à $h_1=9\text{ m}$ sur mer. Polar. hor.) (D'après BURROWS.)

Quatre courbes sont valables pour $\lambda=0,1 - 0,6 - 1,5$ et 3 m ; les feuilles inférieures du diagramme sont seules dessinées, puis on voit la décroissance régulière dans la zone de diffraction, au-delà de l'horizon optique.

7-46. Conclusions sur l'onde de sol

La conclusion des paragraphes 7-41 à 7-45 est que, grâce à d'importants travaux théoriques et à de longues recherches expé-

riméntales, les ingénieurs de radiocommunications sont actuellement en mesure de prévoir, avec une approximation honorable, les portées de leurs liaisons utilisant l'onde *de sol* (c'est-à-dire diffractée autour de la Terre). Il est vrai que, dans le cas des postes surélevés, cette prévision exige une manipulation assez laborieuse de formules et graphiques ⁽¹⁾; mais enfin, tout l'essentiel, c'est-à-dire notamment les variations périodiques dans la « zone d'interférence », et la disparition rapide du champ dans la « zone d'ombre », peut être tiré au clair.

Mais la présence, autour de la Terre, de la Troposphère et de l'Ionosphère introduit de graves éléments d'incertitude qui seront examinés aux chapitres suivants.

7-47. Influence des obstacles

Auparavant, nous dirons quelques mots de la question des *obstacles*.

Sous sa forme générale, on peut l'énoncer ainsi : un émetteur E produisant un champ déterminé en un point de réception R, on approche, quelque part au voisinage, un objet C : calculer la modification du champ reçu en R.

En principe, connaissant la position, la forme et les constantes électriques de l'objet C, on doit pouvoir calculer les courants qui s'y développent, et par suite son re-rayonnement en R. Mais en fait, le calcul est inextricable sous cette forme générale : il faut faire des hypothèses restrictives sur la géométrie du triangle ECR et sur la forme et la dimension de l'objet C.

Il est possible que E et R soient effectivement éloignés, et l'obstacle perturbateur quelque part « entre eux » : c'est ainsi que nous avons déjà considéré le cas où l'objet est une surface de séparation plane parfaitement polie, produisant une « réflexion » quasi optique (§§ 7-3, 7-421, ...); nous avons ensuite fait allusion au cas où cette surface était irrégulière (§ 7-422) et où la réflexion quasi optique se mélangeait d'une « diffusion » dans toutes les directions; puis au cas où cette surface était sphérique (§ 7-423) et faisait intervenir un coefficient de divergence; enfin, nous avons également vu la diffraction autour de la sphère terrestre imparfaitement con-

⁽¹⁾ On pourra trouver différentes méthodes pour abrégé ces manipulations, dans : BURROWS, Atwood, *Radio Wave Propagation*, pp. 55-63; 99-110, 433-453; KERR, *Propagation of Short Radio Waves*, § 2-16; BULLINGTON, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, octobre 1947, pp. 1121-1136.

ductrice, lorsque E et R se trouvaient au voisinage de sa surface (§§ 7-43, 7-44).

Mais on peut imaginer, en dehors de ces « obstacles » classiques, qu'entre l'émetteur et le récepteur se trouvent accidentellement des reliefs du sol (collines, falaises, ...), des constructions (bâtimens, murs, charpentes métalliques, ...), de la végétation (arbres, buissons, ...) des opacités de l'atmosphère (nuages, précipitations orageuses, ...) et l'on veut savoir dans quelle mesure le champ reçu s'en trouvera affaibli ; en particulier, l'importance et l'étendue des « zones d'ombre » créées par diffraction derrière un obstacle de dimensions appréciables par rapport à la longueur d'onde.

Le problème peut se poser un peu différemment si l'obstacle, même petit, se trouve au voisinage immédiat de l'émetteur ou du récepteur ; il s'y développe alors des courants induits notables et des effets directifs de l'ensemble « aérien + obstacle » ; c'est le cas des postes placés près d'un pylône, ou sur un navire ou avion, et dont il serait absolument illusoire d'étudier l'aérien indépendamment de la manière dont il est placé.

La « détection électromagnétique » (« radar ») a introduit un troisième cas important : celui où le récepteur est voisin de l'émetteur et où on s'intéresse seulement à la fraction d'énergie renvoyée par l'obstacle dans la direction commune des deux. Pour calculer la portée d'un radar, on est alors amené à définir la « surface équivalente » de l'obstacle, σ , par celle d'un réflecteur idéal qui capterait toute l'énergie qui l'atteint, et la renverrait dans l'espace de façon parfaitement isotrope.

Même restreint à ces hypothèses, le problème du calcul de l'effet d'un obstacle n'est en général possible que si l'on suppose l'obstacle de forme géométrique simple : conducteur mince (fil), sphère, cylindre, demi-plan, etc.

Pour les formes plus ou moins tourmentées de la plupart des obstacles réels, on se bornera donc à des évaluations approchées ou purement expérimentales.

Nous allons passer en revue les principaux résultats.

7-471. Obstacles filiformes

L'obstacle peut être un conducteur métallique développé dans une seule dimension (c'est-à-dire, dans les autres, très petit par rapport à la longueur d'onde) : poteau ou pylône métallique, hauban, ligne de téléphone ou de transmission d'énergie, bandelette

mince tombant lentement dans l'air ⁽¹⁾, ou ensemble de plusieurs structures analogues formant une boucle, un cadre, une grille, etc.

On calculera le courant induit dans un tel conducteur par le champ primaire venu de l'émetteur, en employant les formules du paragraphe 7-412 ci-dessus, ou celles relatives aux « aériens récepteurs ». On en déduira ensuite le champ secondaire re-rayonné.

En un point quelconque aux environs, l'addition de ce champ secondaire et du champ primaire se fera vectoriellement, c'est-à-dire que le champ résultant dépendra de leur phase relative, et celle-ci de la différence des distances du point considéré à l'émetteur et à l'obstacle ; d'où apparition de zones hyperboliques d'affaiblissement et de renforcement successifs alternés (avec perturbation de la phase) (voir hors-texte pl. I).

L'effet perturbateur de l'obstacle sera naturellement maximum lors de ses résonances, c'est-à-dire notamment, lorsque sa longueur sera voisine d'une demi-onde (s'il est isolé dans l'espace) ou d'un quart d'onde (s'il est mis à la terre). En ondes longues, on aura rarement des obstacles de cette taille ; par contre, en ondes intermédiaires ou courtes, cela arrivera fréquemment pour des mâts ou pylônes de dimensions courantes : c'est ce qui rend la goniométrie très délicate à bord des navires. En ondes métriques, les moindres poteaux, réverbères, arbres, et le corps même des opérateurs, peuvent se trouver en résonance et donner un re-rayonnement appréciable à des distances insoupçonnées.

C'est ce qu'on utilise avec tant de succès dans le radar. Si l'on calcule la « surface équivalente » réfléchissante d'un dipôle, suivant la définition du paragraphe précédent, on la trouve légèrement supérieure à la « surface de captation » définie au paragraphe 7-41 [formule (9)], parce que la « surface équivalente » est celle d'un obstacle à rayonnement isotrope, tandis que le dipôle re-rayonne au maximum dans son plan diamétral, d'où un gain (mentionné au § 7-413) de 3/2 ; pour le compenser il faut accroître la surface équivalente (du radiateur isotrope) de 3/2, ce qui donne :

$$\sigma = 0,72 \lambda^2 \text{ (2).}$$

S'il y a plusieurs obstacles conducteurs dans le champ, on fera

(1) Artifice employé pendant la guerre 1939-1944 pour dérouter les radars ennemis en créant des « faux échos ». Mille bandelettes simulaient à peu près un gros avion de bombardement ; mais leur poids individuel étant seulement de 50 milligrammes, chaque avion pouvait emporter de quoi semer sur son passage des centaines de « faux avions ».

(2) Valeur d'accord avec celle de Burrows et Atwood, p. 45 ; mais KARR donne, p. 465, la valeur légèrement différente 0,88 λ^2 .

la somme de leurs re-rayonnements ; on arrive ainsi à traiter le cas de grilles, de nuages de bandelettes, etc. (1).

7-472. Obstacles sphériques

Le cas d'une sphère est également possible à traiter en toute rigueur : c'est d'ailleurs ce qui a été fait, à une échelle différente, pour la diffraction autour de la Terre.

Supposons les postes situés sur les deux flancs opposés d'une colline de forme sphérique de rayon a ; on peut appliquer les formules limites de la « zone d'ombre » due à la courbure terrestre, et en particulier celle (4) du paragraphe 7-432 ; on trouve alors un affaiblissement supplémentaire de :

$$\Lambda = \frac{260}{a(\text{km})^{\frac{2}{3}} \cdot \lambda(\text{m})^{\frac{4}{3}}} \quad \text{décibels par km.}$$

Par exemple, si $a=8$ km, on a sur l'onde $\lambda=1\,000$ m une perte de 6,5 dB/km ; sur l'onde $\lambda=1$ m, une perte de 65 dB/km, affaiblissement énorme et rapidement prohibitif. dû à ce que l'onde rase le sol sur tout son parcours (on verra plus loin qu'un masque de même hauteur — ici 250 m — placé au milieu du trajet, est beaucoup moins gênant).

Cette formule a été vérifiée par MCPETRIE, etc. pour des collines de forme approximativement cylindrique et des longueurs d'onde de 3 cm à 11 m (2).

Si la sphère sert de « but radar », on peut évaluer sa « surface équivalente » σ définie au paragraphe 7-47 (surface d'un objet qui donnerait le même champ réfléchi en re-rayonnant uniformément dans toutes les directions) ; il est commode de comparer cette surface à celle apparente de la sphère ($\pi \cdot a^2$) en prenant comme variable le rapport $\frac{a}{\lambda}$ du rayon à la longueur d'onde.

On trouve alors (3) la courbe de la figure 7-472-1, sur laquelle on voit que le re-rayonnement est très faible tant que le rayon de la sphère est petit par rapport à la longueur d'onde ; il augmente

(1) Le cas des bandelettes tombant en désordre a pu être traité par le calcul ; voir VAN VLECK, *J. of Applied Physics*, mars 1947, 18, p. 274.

Pour le cas des grilles, voir par exemple ESAU, etc., *Hfr. Techn. El. Ak.*, avril 1939, 53, 4, 113-115 ; WESSEL, *ibid.*, août 1939, 54, 2, 62-69 ; MOULLEN, *J. Inst. El. Eng.*, mars 1944, pp. 14-22.

(2) *Pr. Inst. El. Eng.*, III A, 1946, 93, n° 3, pp. 527-530.

(3) Voir, par exemple, MIE, *Ann. Phys.*, 1908, p. 377 ; STRATTON, *Electromagnetic Theory*, 1941, p. 563.

rapidement quand a approche de $0,1 \cdot \lambda$; la surface équivalente passe par un maximum (égal à 3,8 fois la surface apparente) lorsque $a=0,17\lambda$, qui est la résonance de la sphère. Ensuite, après diverses oscillations, la surface équivalente tend à devenir égale à la surface apparente lorsque le rayon de la sphère devient supérieur à la longueur d'onde ⁽¹⁾.

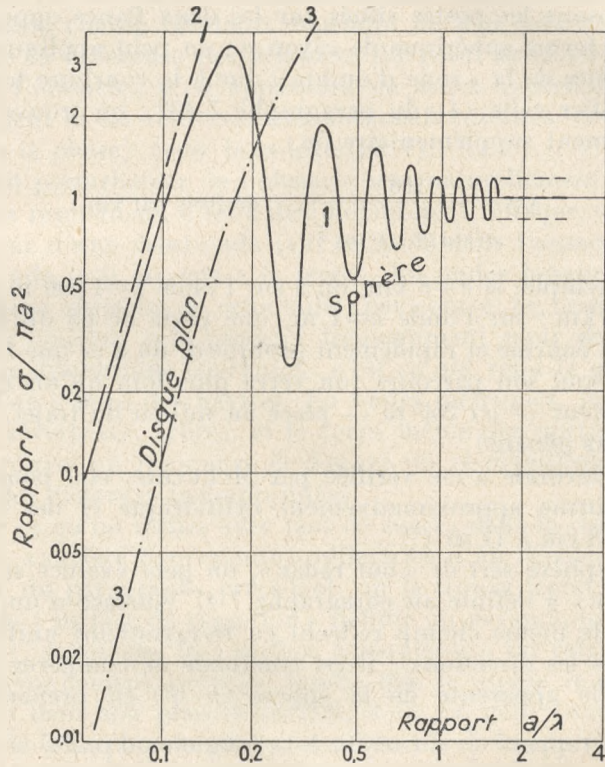


FIG. 7-472-1. — « Surface équivalente » σ :
 d'une sphère de rayon a (courbe 1)
 d'un disque plan de rayon a (courbe 3)
 (normal à la direction de propagation) et loi de
 Rayleigh (courbe 2).

⁽¹⁾ On pourrait être tenté d'appliquer cette formule au calcul des « échos radar sur la Lune » ; mais pour les ondes employées, la Lune n'est pas infiniment conductrice, et sa surface présente des irrégularités appréciables. D'où incertitude sur la valeur du résultat.

RÔLE DU SOL

Une formule approchée, donnant cette variation pour $x \ll \lambda$ est celle « de RAYLEIGH » :

$$\frac{\sigma}{\pi a^2} = 1,4 \cdot 10^4 \times \left(\frac{a}{\lambda}\right)^4 ;$$

elle est indiquée en pointillé sur la figure 7-472-1 (courbe 2).

(Cette diminution de l'écho renvoyé lorsque l'obstacle devient petit par rapport à la longueur d'onde, n'est d'ailleurs pas spéciale à la sphère : on la retrouve pour tous les cas.)

On a également traité le problème pour une sphère à conductibilité finie ou simplement diélectrique (« douce »), ce qui a de l'intérêt pour la « diffusion » ou l'absorption par l'atmosphère ⁽¹⁾.

7-473. Portions de plans

L'effet d'écran d'une portion de plan conducteur, limitée par un contour de forme géométrique simple, peut se calculer en supposant que cet écran supprime la fraction de surface d'onde qui l'atteint ; le champ au-delà résulte alors de la diffraction par la surface d'onde restant autour de ce trou ; il est donné par des intégrales de FRESNEL et la « spirale de CORNU ».

En particulier si entre un émetteur E et un récepteur R, on interpose un demi-plan conducteur, limité par une arête rectiligne xy (fig. 7-473-1), soit h la hauteur de la perpendiculaire commune PII et d_1, d_2 les distances de E et de R à son pied H, donc α_1 et α_2 les angles PEH, PRH ; l'affaiblissement apporté au champ par la présence de cet écran est donné par ⁽²⁾

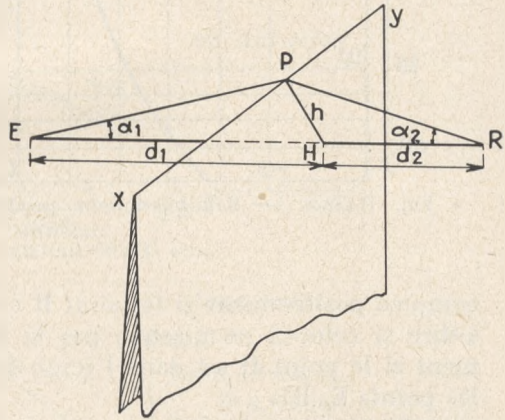


FIG. 7-473-1. — Obstacle en demi-plan.

⁽¹⁾ Voir, par exemple, HART, MONTROLL, *J. of Appl. Physics*, avril 1951, pp. 376-386.

⁽²⁾ BURROWS et ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 464, fig. 4 ; Variant., pp. 6, 68-69.

la courbe (fig. 7-473-2) en fonction de la variable auxiliaire :

$$v = \pm h \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)} = \pm \sqrt{\frac{2h}{\lambda}} (a_1 + a_2) \quad (1)$$

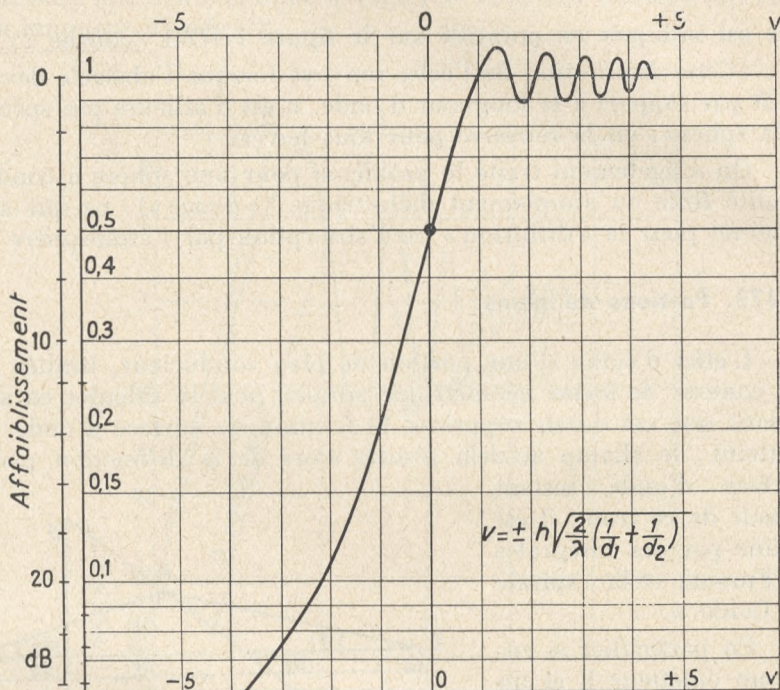


FIG. 7-473-2. — Affaiblissement produit par un écran demi-plan indéfini.

comptée positivement si le point H est en dehors de l'écran (c'est-à-dire si celui-ci ne masque pas la ligne de visée ER), négativement si le point H est dans l'écran (c'est-à-dire si l'écran masque les points E, R).

On voit que dans le premier cas, la présence de l'écran peut produire un renforcement atteignant 1,18 (par suppression de la seconde zone de FRESNEL); dans le second, il y a toujours affaiblissement, qui tend vers :

$$\Lambda = \frac{0,225}{v} ;$$

dans le cas intermédiaire $h=0$, on trouve un affaiblissement de 0,5, ce qui est naturel puisque l'écran masque alors exactement la moitié de l'espace.

RÔLE DU SOL

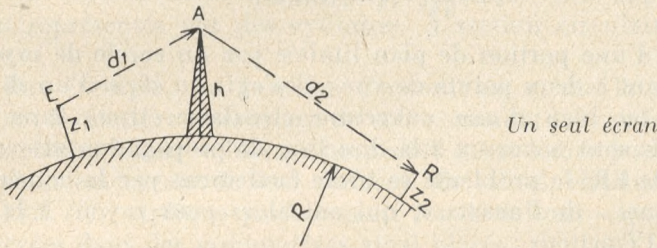
A titre d'exemple, reprenons (voir § 7-472) un émetteur et un récepteur distants de 4 km et séparés par une colline de hauteur 250 m, mais supposons que cet obstacle (situé au milieu) soit relativement mince et puisse être représenté par un « mur » plutôt que par une sphère.

La formule actuelle donnera alors, pour l'onde $\lambda=1000$ m, $v=-0,36$, d'où un affaiblissement de 9 dB; pour l'onde de 1 m, de 34 dB. (Ces affaiblissements sont bien inférieurs à ceux trouvés au § 7-472 avec un obstacle sphérique longé par les ondes; on reviendra sur ce point au § 7-853.)

Pour les ondes courtes, on peut aussi employer une formule empirique donnée par BULLINGTON (1); on trace la ligne de visée joignant l'émetteur au sommet de l'obstacle, et on mesure la déniyellation H du récepteur en dessous; l'affaiblissement est alors:

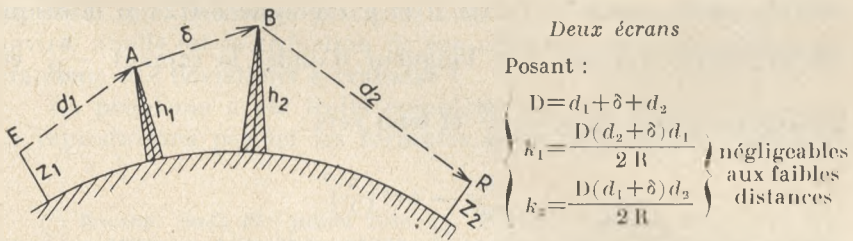
$$A(\text{dB})=1,23 \sqrt{\frac{H}{\lambda}} \quad (2)$$

H et λ étant en mêmes unités.



$$v = -\sqrt{\frac{2}{\lambda}} \left[\frac{(d_1+d_2)h - d_2 z_1 - d_1 z_2}{\sqrt{(d_1+d_2)d_1 d_2}} + \frac{1}{2R} \sqrt{(d_1+d_2)d_1 d_2} \right]$$

(R = rayon terrestre apparent = 8 500 km).



Posant :

$$\left. \begin{aligned} D &= d_1 + \delta + d_2 \\ k_1 &= \frac{D(d_2 + \delta)d_1}{2R} \\ k_2 &= \frac{D(d_1 + \delta)d_2}{2R} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{négligeables} \\ \text{aux faibles} \\ \text{distances} \end{array}$$

$$v = -\sqrt{\frac{2}{\lambda}} \sqrt{\frac{[Dh_1 - (d_2 + \delta)z_1 - d_1 z_2 + k_1][Dh_2 - d_2 z_1 - (d_1 + \delta)z_2 + k_2]}{Dd_1 d_2}}$$

FIG. 7-473-3. — Formules de SACCO pour l'effet des écrans (propositions au C. C. I. R., Stockholm 1948, p. 287).

(1) BULLINGTON, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, 38, janvier 1950.

Ici on aurait $H=500$ m, d'où, pour $\lambda=1$ m, $A=28$ dB, ce qui peut être considéré comme en concordance acceptable avec la formule précédente.

SACCO a généralisé la formule (1) au cas où les postes sont à une certaine altitude au-dessus de la Terre, en tenant compte de sa courbure ; et au cas où deux écrans successifs, de hauteurs h_1 et h_2 , sont interposés sur le trajet. La figure 7-473-3 donne ses formules pour le paramètre v de la figure 7-473-2 ; on vérifiera aisément qu'elles se ramènent à la précédente dans le cas d'un seul écran entre deux postes sur sol plan.

On a aussi traité les cas de deux demi-plans parallèles ⁽¹⁾, d'une bande plane limitée par deux arêtes parallèles ⁽²⁾, d'un trièdre trirectangle ; ce dernier est intéressant parce que c'est la forme préférée des « réflecteurs » d'essais ou de balises radar ; appelant L la longueur commune des arêtes du trièdre, θ l'angle de son axe de symétrie avec la direction d'arrivée des ondes, la « surface équivalente » serait ⁽³⁾ :

$$\sigma = \frac{4\pi L^4}{3\lambda^2} (1 - 0,0076 \theta^2).$$

Le cas d'une portion de plan limitée par un cercle de rayon a est intéressant à deux points de vue : il s'agit ou bien d'un disque circulaire, ou bien d'une ouverture circulaire (trou) dans une plaque. S'ils sont normaux à la direction de propagation et centrés sur la droite ER, le problème se traite facilement par la considération des zones « de FRESNEL », qui ont alors pour rayon, à la distance d de l'émetteur :

$$r_n = \sqrt{n\lambda d}.$$

La « surface équivalente » du disque réflecteur est alors donnée ⁽⁴⁾ par la courbe 3, figure 1 du paragraphe 7-472 : si le disque est grand par rapport à la longueur d'onde, le rapport $\frac{\sigma}{\pi a^2}$ est

proportionnel au carré de $\frac{a}{\lambda}$ et tend vers :

$$\frac{\sigma}{\pi a^2} \rightarrow 4\pi^2 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2$$

(il s'agit alors d'une véritable réflexion type « miroir ») ; au con-

⁽¹⁾ CHENEY, WATSON, *J. Appl. Phys.*, mai 1951, pp. 675-679.

⁽²⁾ MEGAW, *J. I. E. E.*, III A, 1946, 93, 1, p. 97 ; BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 88.

⁽³⁾ BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 45.

⁽⁴⁾ NORTON, OMBERG, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, janvier 1947, 35, p. 4.

traire si le disque est petit par rapport à la longueur d'onde, $\frac{\sigma}{\pi a^2}$ diminue comme la quatrième puissance de $\frac{a}{\lambda}$: on retrouve la loi « de RAYLEIGH ».

Si, au lieu d'être normal à la direction de propagation, le disque est oblique, il fonctionne également comme cadre (dipôle magnétique) et son re-rayonnement peut être légèrement augmenté.

Le cas d'un trou circulaire dans une plaque plane se traite pareillement ⁽¹⁾ ; on constate que l'énergie passe assez bien à travers cette ouverture tant que la longueur d'onde est inférieure à (πa) , mais les ondes plus longues sont très rapidement arrêtées. Ceci se généralise aux fentes de forme quelconque et aux réseaux de trous ou de fentes, qui constituent des antennes bien connues en hyperfréquences ⁽²⁾.

7-474. Cylindres, paraboloides, ellipsoïdes, etc.

Un certain nombre d'obstacles peuvent être approximativement représentés par des cylindres, à section circulaire ou elliptique.

Par exemple, un fuselage d'avion, ou même la coque d'un navire ; il est alors intéressant de voir comment leur présence modifie le champ à leur voisinage immédiat (c'est-à-dire pour un aérien récepteur émergeant de leur surface). Ce calcul, effectué par MESNY dès 1921 ⁽³⁾, explique parfaitement les déviations « quadrantales » observées dans des goniomètres ainsi placés.

C'est aussi la généralisation du « conducteur filiforme » envisagé au paragraphe 7-471 : mât ou pylône épais ; par exemple, quand un aérien de radar est masqué dans certaines directions par un mât, une cheminée ou une tourelle de télépointage sur un navire, quelle est la réduction de son efficacité, quel est l'ordre de grandeur des déviations à craindre ?

Ce problème a été traité complètement par MEGAW ⁽⁴⁾ ; nous ne reproduisons pas ici les formules, trop compliquées ; mais sa

⁽¹⁾ ROCARD, *Onde EL.*, juillet 1946, pp. 288-298 ; VASSEUR, *Onde EL.*, janvier-mars, 1952, pp. 1-10, 55-71, 97-111 ; LEVINE, etc., *Phys. Rev.*, octobre 1948, pp. 958-974.

⁽²⁾ Par exemple, SIMON, *Annales Radio-EL.*, juillet 1951, pp. 205-243.

⁽³⁾ MESNY, *Radio-Review*, 1921 ; SINCLAIR, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, juin 1951, pp. 660-665.

⁽⁴⁾ MEGAW, *J. Inst. EL. Eng.*, IIIA, mars 1948, 95, pp. 97-105 (formules reproduites par VOGÉ, *Annales Télécom.*, 1948, n° 7).

conclusion, bien confirmée par l'expérience, est que l'effet perturbateur du mât décroît très vite quand la longueur d'onde et l'« angle de masque » diminuent ; de sorte qu'il est généralement possible d'écarter les aériens suffisamment pour que la perturbation en hyperfréquences soit négligeable.

Si le cylindre est considéré comme un « but radar », sa « surface équivalente » a pu être calculée pour le cas où son diamètre D et sa longueur L sont grands vis-à-vis de la longueur d'onde, et où son axe est parallèle au champ électrique à incidence normale ; on trouve alors ⁽¹⁾ :

$$\sigma = \pi \frac{DL^2}{\lambda}$$

D'après cette formule, une fusée cylindrique de longueur $L=3$ m et de diamètre $D=0,5$ m, prise par le travers avec l'orientation favorable par un radar $\lambda=10$ cm, aurait une surface équivalente d'environ 135 m² ; mais en général elle sera détectée de biais dans des conditions bien moins avantageuses.

On a aussi calculé la surface équivalente de réflexion d'un paraboloïde de révolution ⁽²⁾, qui est meilleure que celle de la sphère de même courbure au sommet, et celle d'un ellipsoïde ; pour une surface ayant les rayons de courbure r_1 , r_2 , la surface est à peu près la même que pour une sphère de rayon $a = \sqrt{r_1 r_2}$. Un ellipsoïde long et mince finit par se comporter comme un dipôle, ce qui est connu depuis les débuts de la radio-électricité.

7-475. Obstacles divers. Buts radar

En dehors de ces formes géométriques, les obstacles habituels sont ordinairement de formes très bizarres ; en outre, leur conductibilité est finie, parfois faible. Leur « transparence » ou leur « surface réfléchissante équivalente » ne peuvent donc être déterminées que par l'expérience.

Voici quelques indications sur les cas pratiques les plus intéressants :

L'effet des murs, maisons, bâtiments est faible en ondes longues, à moins qu'ils comprennent une charpente métallique comme du béton armé ; dans ce cas le champ à l'intérieur d'un immeuble peut être réduit à l'ordre du dixième de sa valeur à l'extérieur (-20 dB).

Quant la longueur d'onde diminue, l'absorption par les murs

⁽¹⁾ BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 45.

⁽²⁾ HORTON, KARAL, *J. Appl. Phys.*, mai 1951, pp. 575-581.

augmente, mais le rôle des ouvertures devient plus important ; en ondes intermédiaires et courtes, le champ est toujours plus faible à l'intérieur des maisons, surtout aux étages inférieurs (effet aggravé par l'augmentation des parasites artificiels) ; dans une grande ville, l'affaiblissement est beaucoup plus rapide en fonction de la distance (c'est ce qui a été mentionné au § 7-12 en attribuant aux zones urbaines une « conductibilité » très faible) ; des effets de masque importants sont observés derrière les grands monuments et les « gratte-ciel ».

En arrivant aux ondes métriques de télévision, différents recensements ⁽¹⁾ ont montré que le champ pouvait être réduit de quelques décibels par des arbres ou maisons isolées ; de 10 à 20 dB dans les rues d'une ville moyenne ; de 25 à 35 dB dans les rues de New-York. Il est encore moindre dans les maisons, surtout aux étages inférieurs et peut être influencé par des réflexions parasites sur des objets métalliqués voisins (stores, meubles, ...).

En ondes décimétriques et centimétriques, seuls peuvent être regardés comme « transparents » de minces rideaux d'arbres sans feuilles, des fenêtres à cadre de bois, de minces cloisons en bois ; mais des murs ordinaires en maçonnerie, des rideaux d'arbres avec feuilles sont pratiquement opaques ⁽²⁾. (On reviendra plus loin sur la transparence de l'atmosphère elle-même.)

Les collines ou montages produisent des réflexions ou des « ombres » dont les formules des paragraphes 7-472 et 7-476 permettent parfois d'évaluer grossièrement l'importance. Par contre les vallées orientées dans le sens de la propagation peuvent servir de « guides » et le champ peut y être renforcé.

En matière de « réflexion radar », les obstacles intéressants sont les véritables buts, c'est-à-dire les avions et les navires, et leur comparaison avec des obstacles fixes ou gênants : montagnes, falaises, bâtiments, vagues de la mer.

De nombreuses mesures faites par les belligérants de 1940-1944 ont donné les ordres de grandeur suivants ⁽³⁾.

« Surface équivalente » des petits avions : $\sigma = 4 \text{ à } 10 \text{ m}^2$ ⁽⁴⁾ ;

« Surface équivalente » des gros bombardiers : $\sigma = 40 \text{ à } 80 \text{ m}^2$.

⁽¹⁾ Voir par exemple DUFOUR, mesures en Suisse, *Techn. Mitt.*, déc. 1948, pp. 241-248 ; BULLINGTON, mesures en U. S. A., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, 38, janvier 1950 ; CLIFFORD, *Radio-Electronics*, mai 1950, pp. 30-31.

⁽²⁾ Voir par exemple Mc PETRIE, FORD, III A, 93, 3, pp. 531-538.

⁽³⁾ BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 47 ; KERN, *Propagation of Short Radio Waves*, §§ 6-4 et 6-5.

⁽⁴⁾ Probablement moins sur les avions transsoniques modernes à réaction, plus effilés et dépourvus d'hélices.

Il s'agit d'une valeur « moyenne » correspondant à une probabilité sérieuse de détection ; mais naturellement, cette surface est très fluctuante, dépendant beaucoup de l'angle sous lequel est vu l'avion et de ses mouvements ; par instants il peut y avoir réflexion « type miroir » sur une portion presque plane du fuselage ou des ailes, et un renvoi d'énergie beaucoup plus intense (comme celui d'un objet qui « miroite » au soleil).

S'il y a un groupe de N avions, la surface équivalente augmente lentement avec N .

Ces chiffres semblent valables pour toutes ondes plus courtes que la résonance d'une partie notable de l'avion ; quand on arrive à cette résonance, c'est-à-dire vers $\lambda=10$ à 50 m par exemple, la partie vibrant ainsi peut jouer le rôle de dipôle et la formule du paragraphe 7-471 montre que la surface équivalente peut être encore plus grande. Effectivement les premiers radars fonctionnaient vers $\lambda=10$ à 15 m. Mais des raisons de propagation et de précision de pointage font préférer les ondes plus courtes.

Pour les navires, l'expérience du Naval Research Laboratory américain est résumée dans la formule :

$$\sigma = (0,01 \text{ à } 0,1) \frac{(\text{largeur})^2 (\text{hauteur})}{\text{longueur d'onde}}$$

Il s'agit de la largeur apparente dans la position *actuelle* du navire ; le coefficient empirique part de 0,01 pour un sous-marin et atteint 0,1 pour un croiseur ou navire de ligne. La surface équivalente varie ainsi de 40 m^2 pour un sous-marin (en surface), à plusieurs milliers de mètres carrés pour un navire de fort tonnage ; encore le même effet de « miroitement » signalé pour les avions, peut-il (d'après BURROWS) porter par instants la surface équivalente à plus de dix millions de mètres carrés pour un navire détecté exactement par le travers. (On n'oubliera pas, en interprétant ces chiffres, qu'ils représentent la surface équivalente d'un réflecteur à re-rayonnement *isotrope* ; or, précisément, dans ces cas, le but réfléchit presque uniquement dans la direction du radar ; sa surface « équivalente » peut donc dépasser de beaucoup sa surface réelle.)

Dans certaines zones, la portée des radars, calculée d'après ces valeurs, se trouve en fait notablement diminuée par la présence d'échos parasites soit sensiblement *fixes* ⁽¹⁾ : collines, falaises,

⁽¹⁾ Quoique en réalité légèrement fluctuants, par suite des variations de vitesse sur le trajet aller et retour, ou de petits mouvements de certaines parties des obstacles : feuilles d'arbres, etc.

rochers, ..., bâtiments, etc. des environs, soit nettement *variables* de façon désordonnée : vagues de la mer.

Il est difficile d'évaluer l'intensité de ces échos ; cependant, en raison de la gêne qu'ils apportent, des efforts ont été faits pour les analyser ; à titre d'indication, mentionnons que d'après certains documents allemands, la « surface équivalente » d'un hectare de terre cultivée, serait, sur ondes de 10 cm, d'environ 0,5 m² ; pour un hectare de forêt de pins, environ 0,6 m² ; cela paraît faible, mais il faut songer qu'il peut y avoir beaucoup d'hectares de sol dans le champ d'un radar. Quant aux vagues de la mer, leur apparence régulière a fait espérer que l'on pourrait calculer leur effet diffusant en les assimilant à des rides sinusoïdales, à des rideaux de gouttes d'eau, etc. ; mais de nombreux travaux dans ce sens n'ont pas abouti à légitimer la variation trouvée en fonction de la longueur d'onde et de l'état de la mer ⁽¹⁾ ; l'ordre de grandeur du coefficient de réflexion est de -30 à -70 dB pour une onde de 10 cm, c'est-à-dire que pour un hectare de surface frappée par le faisceau, la « surface équivalente » serait de $\sigma=10$ à 0,001 m² ; ici encore, le nombre d'hectares contenu dans le faisceau est largement suffisant pour expliquer que l'écho des vagues (« clutter ») masque des objectifs de petite dimension.

La pluie, les orages ⁽²⁾, les météorites, les oiseaux, constituent dans certains cas des obstacles détectés par les radars ; on observe même parfois des échos d'origine mystérieuse (appelés en France « éclairs » dès 1940, et en Amérique « anges »), que l'on peut attribuer soit à des insectes, soit à des discontinuités dans l'atmosphère.

7-476. Vitesse et phase en cours de propagation

Certains systèmes de guidage utilisent des mesures très précises de temps de parcours des ondes (ou, ce qui revient au même, de phase) entre des postes fixes et le poste mobile. Leur précision est alors subordonnée à la constante de la vitesse de propagation, par laquelle on multiplie le temps pour calculer la distance. D'après les mesures récentes les plus soignées ⁽³⁾, cette vitesse serait, en principe, de $299\,792 \pm 1$ km/sec ; mais certains auteurs maintien-

⁽¹⁾ Voir surtout KERR, *Prop. of Short Radio Waves*, §§ 6-6 à 6-12 et 6-21 ; également BLAKE, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mars 1950, pp. 301-304.

⁽²⁾ Doc. 94 à la Conférence du C. C. I. R., Londres, 1953, pour la détection des pluies et orages, on trouvera un bon résumé dans VOGÉ, *Onde électrique*, mars 1953, pp. 145-148.

⁽³⁾ ESSEN, doc. A. G. 1950 à Union Radio-Scientifique, Zurich, 1950.

ment ⁽¹⁾ que, le long du sol ou dans l'atmosphère, la vitesse pratique serait un peu plus faible : 292 713 à 292 750 km/sec ; il semble en tout cas qu'en prenant comme valeur moyenne 292 740 ou 292 750, on ait une quasi-certitude que l'erreur n'est pas supérieure au dix-millième.

Cependant il ne faut pas oublier que ceci s'applique à une propagation directe et régulière loin de tout obstacle ; tout changement dans la nature du sol, toute influence d'obstacles voisins, se traduit localement par un déphasage, c'est-à-dire une erreur sur le temps de parcours, qui peut être considérable (parfois fonction du chemin suivi) ⁽²⁾.

À plus forte raison, bien entendu, s'il s'agit d'une onde « d'espace » réfléchie sur l'ionosphère : il peut en résulter un allongement de trajet de plusieurs dizaines de kilomètres (à grande distance) ; c'est une des limites d'emploi du système de guidage « LORAN » ; on peut tenter de corriger cette différence, mais une certaine erreur peut cependant subsister.

⁽¹⁾ SMITH, *ROS.*, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, janvier 1950, 38, 1, pp. 16-20.

⁽²⁾ Voir par exemple SCHNEIDER, *J. of the British Inst. Rad. Eng.*, mars 1952, p. 181 ; SANDERSON, *J. of the British Inst. Rad. Eng.*, mars 1952, p. 195 ; HUFFORD, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, juin 1950, pp. 614-618.

CHAPITRE V

RÔLE DE LA TROPOSPHÈRE

Dans ce qui précède, nous avons supposé l'atmosphère parfaitement transparente, comme un diélectrique parfait et homogène ; dans ces conditions, elle ne joue aucun rôle, ni dans les liaisons en visibilité directe, ni dans le contournement de la courbure terrestre.

En fait, dès les débuts de la T. S. F., la réussite des radiocommunications transatlantiques prouva que cette hypothèse simplificatrice était fautive, et qu'il fallait tenir compte de l'ionisation de la haute atmosphère : couches raréfiées à des hauteurs de 100 à 600 km, appelées, pour cette raison, l'*ionosphère*. Son rôle sera étudié plus loin.

Mais les couches inférieures, la troposphère, la stratosphère, non ionisées, continuèrent à être tenues pour inintéressantes. On se contentait de maudire les charges électriques qu'elles transportaient, dans des nuages ou des masses d'air à températures différentes, et qui se recombinaient de temps en temps par étincelles, en produisant des « parasites atmosphériques » très gênants pour les radiocommunications. Nous y reviendrons également plus loin.

C'est seulement vers 1930, que, pour expliquer des portées anormales sur ondes métriques, JOUAUST et quelques autres invoquèrent la troposphère ; en effet, par suite des gaz et de la vapeur d'eau qu'elle contient, des variations de pression et de température avec l'altitude, cette couche présente une constante diélectrique et par suite un indice de réfraction (§ 7-32) légèrement supérieurs à l'unité, près du sol, et qui vont en diminuant et en tendant vers l'unité au fur et à mesure que l'altitude augmente. Un « rayon électromagnétique » parti obliquement se trouve donc soumis à une réfraction progressive et incurvé vers le bas ; donc, une certaine partie de l'énergie rayonnée se trouve ramenée vers la Terre et peut la contourner plus aisément. C'est ce qu'on observe en optique, par un accroissement bien connu de la portée géographique des phares,

et le phénomène exceptionnel du « mirage ». On vérifiera d'ailleurs facilement que la méthode employée par les opticiens pour en tenir compte : *majoration du rayon terrestre* dans un rapport d'environ $\frac{4}{3}$, paraissait également correcte pour les ondes électromagnétiques, et cette majoration fut incluse dans les formules de l'onde de sol, comme il a été indiqué aux paragraphes 7-42, 7-432, etc. On admit, en outre, que les portées ainsi calculées pouvaient être augmentées — peut-être de 20 ou 30 % — par des réfractions plus intenses, surtout en été ; cela arrivait assez souvent pour les liaisons avion-sol.

Les choses restèrent en cet état jusque vers 1941-1942. A ce moment, les opérateurs utilisant régulièrement les radars à ondes métriques, notèrent que les portées « anormales » dépassaient, dans certains cas, toute vraisemblance, et parfois pendant une telle fraction du temps qu'elles en devenaient tout à fait « normales ». C'est ainsi que les radars de la côte anglaise de la Manche détectaient la côte française au-dessous de l'horizon ; les radars de la côte tunisienne suivaient les navires de débarquement jusqu'en Sicile ; et au-dessus des mers chaudes (cuirassé *Richelieu* à Dakar en 1941, golfe Persique, océan Indien) on observait quasi régulièrement des portées stupéfiantes. Le record est détenu par le radar de Bombay sur $\lambda=1,5$ m qui a parfois détecté des navires à 700 milles nautiques (presque la distance Paris-Alger) et les côtes d'Arabie à 1 500 m.n.

On attribua ces propagations à une « *super-réfraction* » causée par la très rapide variation de la température et de l'humidité de l'air au voisinage immédiat de la surface de la mer (quelques dizaines de mètres) ; on admettait que la variation correspondante de l'indice de réfraction créait un « conduit » (anglais « duct ») dans lequel les ondes étaient emprisonnées (« trapped ») comme dans un guide ; explication qui laisse subsister une part de mystère, car même dans un guide, un affaiblissement aussi faible en fonction de la distance a quelque chose de miraculeux.

Le développement des postes émetteurs puissants sur ondes métriques, pour la modulation de fréquence et la télévision, amena une nouvelle surprise. On s'aperçut que le champ au-delà de l'horizon cessait de décroître, à partir d'une certaine distance, suivant une loi exponentielle ; bien que très en dessous de sa valeur « dans l'espace libre », il reprenait la même loi de diminution à peu près en $\frac{1}{d}$. Jamais à court d'imagination, les théoriciens de la propagation attribuèrent aussitôt ce phénomène imprévu à une « diffu-

sion » par la troposphère, en raison de sa « turbulence » ou de son manque d'homogénéité.

Le niveau ainsi obtenu est trop faible pour être utilisable en radar, et peut-être même, souvent, en transmission d'images ; mais il peut suffire à provoquer des brouillages inattendus à des distances de l'ordre de 500 à 1 000 km.

Ces deux types de propagation imprévue suscitent naturellement beaucoup d'intérêt de la part des radio-électriciens ; désireux de les comprendre et de les prévoir ils mettent en cause la structure fine de l'atmosphère — on dit parfois la « microstructure », avec un peu d'exagération — qui n'est pas toujours connue avec assez de précision par les météorologistes.

Par contre, les « radaristes » ayant également découvert, dans l'intervalle, que les nuages, les chutes de pluie ou de neige sont des obstacles détectables pour leurs ondes, se trouvent en mesure de fournir aux météorologistes un nouveau moyen d'analyse et d'étude de la troposphère.

Ainsi a-t-on constitué une branche nouvelle de la science, la « Radio-Météorologie », dans laquelle, en s'aidant mutuellement, les spécialistes de la propagation tâchent de déduire leurs prévisions de ce qu'ils savent sur l'atmosphère, tandis que les spécialistes de l'ionosphère complètent leurs informations en se servant des phénomènes de propagation. Le champ d'études ainsi ouvert semble devoir les occuper longtemps.

Dans ce qui va suivre, nous résumerons très brièvement les différents aspects de ce rôle de la troposphère.

7-51. Rappel de notions météorologiques

On appelle « troposphère » la couche inférieure de l'atmosphère, dans laquelle se trouvent les nuages. Sa limite supérieure (« tropopause ») est à environ 6 km de hauteur aux pôles, 18 km, à l'équateur.

En moyenne, dans cette couche, la pression p , la température T et l'humidité e (pression partielle de la vapeur d'eau, quelques centièmes de p)⁽¹⁾ décroissent régulièrement quand l'altitude augmente :

— Pression p d'environ 1 mm (1,3 millibars) par 11 m ;

(1) On peut aussi l'évaluer par le « point de rosée », c'est-à-dire la température T_s à laquelle la saturation se produirait si l'on refroidissait à pression constante. Plus l'air est humide, plus T_s est voisin de T .

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

- Température d'environ 1 degré par 200 m ;
- Humidité d'environ 1 mb par 300 m.

(Fig. 7-51-1, courbes 1, 2 — vers midi par beau temps.)

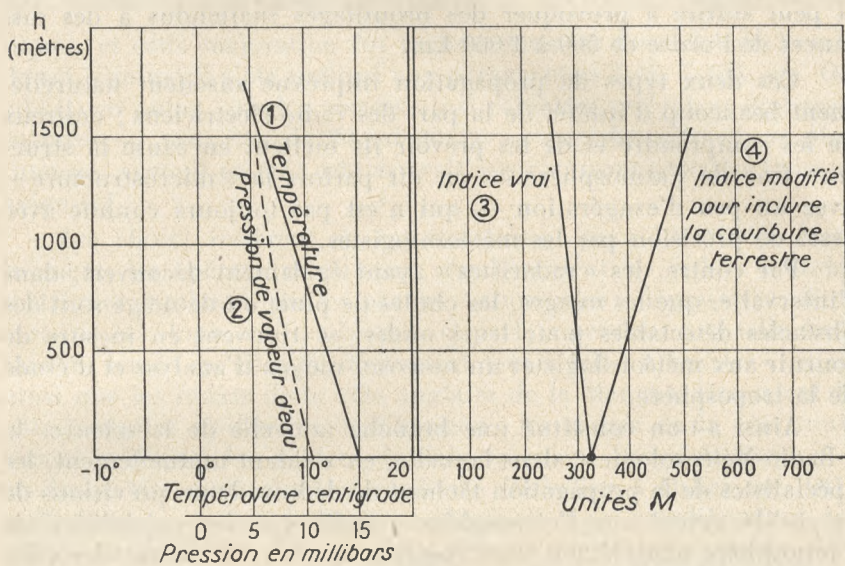


FIG. 7-51-1. — Constantes de l'atmosphère « standard ».

Cette variation régulière caractérise l'atmosphère dite « standard » ou « normale ».

Mais elle est tout à fait exceptionnelle, surtout aux faibles altitudes, en dessous de 1500 m par exemple. En fait, il existe dans l'atmosphère des mouvements de convection, dus notamment aux variations de température et d'humidité du sol (terre-mer), qui entraînent des échanges entre l'air et le sol, et finalement déterminent la température de l'air.

Ces échanges sont favorisés par la *turbulence* de l'air ; et ils engendrent des mouvements verticaux accompagnés de compressions et de détentes plus ou moins adiabatiques ; ces mouvements sont compliqués par des mouvements horizontaux (passage de la mer à la côte, par exemple) qui peuvent faire « affaisser » une masse d'air chaud (« tropical ») au-dessous d'une masse d'air froid (« polaire ») ; ces « *subsidences* » peuvent encore être aggravées par la présence de couches très humides (au contact de la surface de la mer, ou formées de nuages, brouillards, etc.) de telle sorte que, finalement, on peut avoir des couches très brassées dans lesquelles

RÔLE DE LA TROPOSPHÈRE

la température et l'humidité sont à peu près constantes, et même des « couches d'inversion » dans lesquelles la variation est en sens inverse de la normale (fig. 7-51-2).

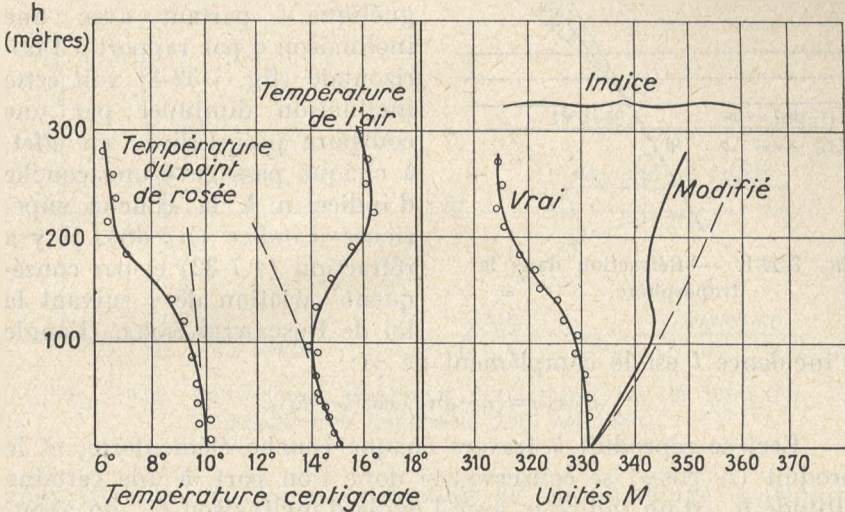


FIG. 7-51-2. Atmosphère non standard (air froid passant sur une mer chaude). (D'après KEMM, *Prop. of Short Radio Waves*, fig. 3-10.)

Toutes sortes de méthodes de sondages permettent de suivre, avec plus ou moins d'exactitude, ces évolutions, parfois assez rapides, en fonction du temps.

7-52. Variations de l'indice de réfraction atmosphérique — Super-réfractions

Ces variations influent sur la propagation des ondes par l'intermédiaire de l'indice de réfraction, n . Celui-ci est, en effet, donné par la formule :

$$(n-1) \cdot 10^6 = \frac{79}{T} \left(p - e + \frac{4.800 e}{T} \right) = M \quad (1)$$

où p est la pression en millibars ;

e est la pression partielle de vapeur d'eau ;

T est la température absolue en degrés centigrades.

En pratique, le second terme est beaucoup plus petit que les autres et peut être négligé ; dans l'atmosphère « standard », c'est la diminution de p qui est prépondérante, de sorte que l'indice dimi-

nue légèrement quand l'altitude augmente : par exemple de 1,000320 au sol, à 1,000280 à $h=1\ 000$ m (§ 7-51, fig. 1, courbe 3).

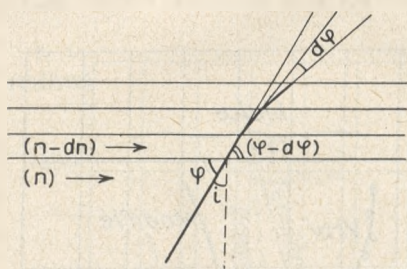


FIG. 7-52-1. — Réfraction dans la troposphère.

Cette diminution a pour effet qu'un « rayon électromagnétique » partant avec une inclinaison φ par rapport à l'horizontale (fig. 7-52-1) voit cette inclinaison diminuer par une courbure progressive ; en effet, à chaque passage d'une couche d'indice n à la couche supérieure d'indice $(n-dn)$, il y a réfraction (§ 7-32) et par conséquent variation de φ suivant la loi de DESCARTES-SNELL (l'angle

d'incidence i est le complément de φ):

$$n \cos \varphi = (n-dn) \cdot \cos(\varphi-d\varphi).$$

Ceci se reproduit à travers chaque couche élémentaire, et le produit $(n \cdot \cos \varphi)$ se conserve ; si donc l'on part, à une certaine altitude h_0 , d'un indice n_0 avec l'angle d'inclinaison φ_0 , on aboutira, pour l'altitude h_1 d'indice n_1 , à l'angle d'inclinaison φ_1 donné par :

$$n_1 \cos \varphi_1 = n_0 \cos \varphi_0. \quad (2)$$

Les indices n_0, n_1 étant très voisins de l'unité, ainsi que les $\cos \varphi$, pour des angles d'inclinaisons faibles, on peut mettre cette formule sous la forme :

$$\begin{aligned} n_1 \sin \varphi_1 &= \sqrt{n_1^2 - (n_0 \cos \varphi_0)^2} = \sqrt{(n_1 + n_0 \cos \varphi_0)(n_1 - n_0 \cos \varphi_0)} \\ &\approx \sqrt{2} \cdot \sqrt{n_1 - n_0 \cos \varphi_0} \approx \sqrt{2} \cdot \sqrt{n_1 - n_0 + \frac{\varphi_0^2}{2}}. \end{aligned} \quad (2bis)$$

D'où l'on voit que si l'indice n_1 diminue suffisamment pour que la quantité $\left(n_1 + \frac{\varphi_0^2}{2}\right)$ devienne égale à n_0 , le radical s'annule, donc aussi φ_1 ; donc, à l'altitude correspondante h_1 , le rayon devient horizontal (fig. 7-52-2).

La diminution de n étant limitée, cette éventualité ne se présentera en général que pour des angles φ_0 assez petits ; seuls les rayons correspondants seront donc rabattus horizontalement ; ceux partant plus obliquement subiront seulement une diminution de leur inclinaison initiale φ_0 , c'est-à-dire s'éloigneront moins vite de la surface.

Ceci supposait le sol plan.

En réalité, la Terre est sphérique, et nous avons vu comment tenir compte de sa courbure (§§ 7-42, 7-432, ...).

Le fait que les rayons sont réfractés vers le bas, c'est-à-dire s'éloignent moins vite de sa surface, équivaut, en première

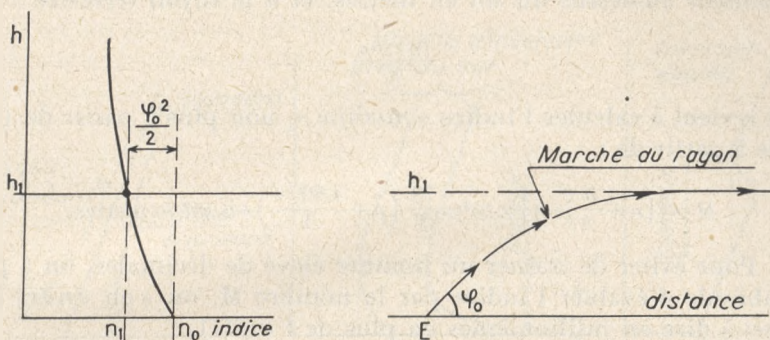


FIG. 7-52-2. Rabattement horizontal d'un rayon par la réfraction troposphérique (au-dessus d'un sol plan).

approximation, à une augmentation de son rayon de courbure : on peut en tenir compte en majorant celui-ci dans les formules de la diffraction, comme nous l'avons fait. Pour l'atmosphère standard, on montre que cette majoration doit être de $\frac{4}{3}$.

Mais pour une atmosphère non standard, où l'on se propose de tenir compte à la fois de la courbure terrestre (régulière) et des variations irrégulières de n , cette méthode n'est pas pratique, parce qu'on ne peut pas faire varier irrégulièrement le rayon terrestre ; il peut alors devenir avantageux d'opérer en sens inverse et d'incorporer l'effet de la courbure, sous forme d'une correction de l'indice, afin de n'avoir plus à s'occuper que des variations de celui-ci et d'opérer ensuite comme sur un sol plan, en utilisant toujours la formule (2bis).

Ceci est facile ; on démontre en effet que si la réfraction se produit entre deux couches sphériques, concentriques, de rayons r_1 et r_0 , et d'indices n_1 et n_0 , la loi de DESCARTES et la formule (2) doivent être remplacées par :

$$n_1 \cdot r_1 \cdot \cos \varphi_1 = n_0 \cdot r_0 \cdot \cos \varphi_0 \quad (3)$$

comme si l'indice croissait proportionnellement au rayon.

Reprenant alors le calcul qui a conduit à la formule (2bis), on trouve que :

$$n_1 r_1 \cos \varphi_1 = \sqrt{(n_1 r_1)^2 - (n_0 r_0 \cos \varphi_0)^2}$$

la somme $(n_1 r_1 + n_0 r_0 \cos \varphi_0)$ est sensiblement égale à $2 r_0$ et par suite on retrouve sensiblement la formule (2bis), à condition d'ajouter à la différence $(n_1 - n_0)$ le terme $\frac{r_1 - r_0}{r}$, c'est-à-dire, en appelant h la hauteur au-dessus du sol en mètres, et a le rayon terrestre

$$\frac{h_1 - h_0}{r}$$

cela revient à calculer l'indice « modifié », non plus à partir de (1), mais à partir de :

$$M = \left[\left(n + \frac{h}{a} \right) - 1 \right] \times 10^6 = \frac{79}{T} \left(p + \frac{4,800 e}{T} \right) + 0,157 h \text{ (mètres)} \quad (4)$$

Pour éviter de traîner un nombre élevé de décimales, on a pris l'habitude d'évaluer l'indice par le nombre M , ou « en unités M » (c'est-à-dire en millièmes en plus de l'unité).

Le résultat de cette modification d'indice est de changer le sens de variation de M en atmosphère standard : la variation du terme en h l'emporte sur les autres ; par exemple M part de 325 au ras du sol et atteint 440 à $h=1\,000$ m (§ 7-51, fig. 1, courbe 4). Le sens de la réfraction est donc aussi modifié, les rayons s'incurvent vers le haut (fig. 7-52-3); cela signifie simplement, avec la convention

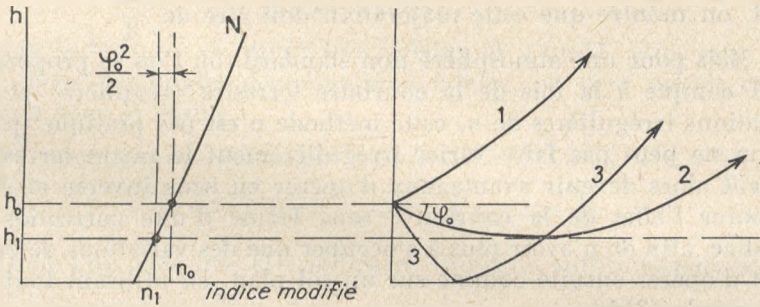


FIG. 7-52-3. — Marche des rayons en atmosphère standard, mais avec l'indice modifié tenant compte de la courbure terrestre.

faite de tout ramener au cas du sol plan, que l'effet de la réfraction standard est moins marqué que celui de la courbure terrestre et que le rayon va en s'éloignant de la surface.

Toutefois, en atmosphère *non standard*, les irrégularités de l'indice vrai entraînent celles de l'indice modifié, qui peut devenir *sous-standard*, *super-standard*, ou même présenter des *inversions*. Des milliers de sondages effectués dans toutes les parties du monde

ont montré que ces inversions étaient fréquentes au-dessus d'une mer chaude, en raison de l'énorme gradient d'humidité qui s'y produit ; leur épaisseur est de l'ordre de quelques dizaines de mètres. Quelques spécimens en sont reproduits à la figure 7-52-4.

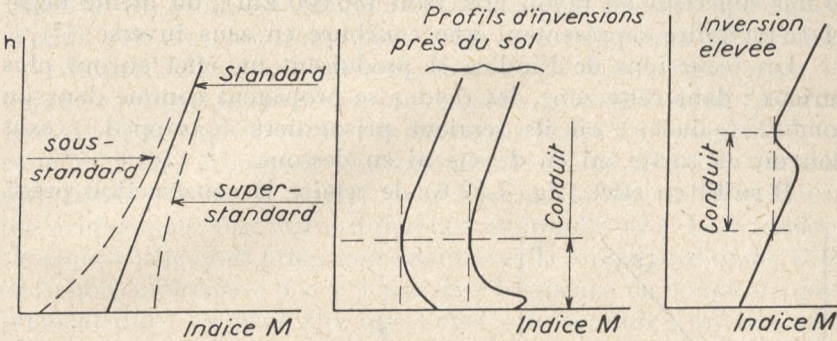


FIG. 7-52-4. — Profils de l'indice M en atmosphère non standard.

Naturellement, ces changements influent beaucoup sur la propagation des ondes.

En atmosphère sous-standard, la réfraction vraie est moins marquée, la courbure apparente de la Terre l'est davantage, le champ ou la portée diminuent.

En atmosphère super-standard, c'est le contraire.

De sorte que toute variation expérimentale de la portée peut s'expliquer en admettant (si M n'est pas connu) que la réfraction est plus ou moins intense, ou, si l'on veut, que la valeur du rayon de courbure terrestre a , de la formule (2), doit être diminuée ou augmentée. A titre d'exemple, la figure 7-52-5 montre la relation entre a et la valeur du champ (en dB par rapport à $1 \mu\text{V}/\text{m}$) calculée pour un émetteur de 91,4 Mc/s, puissance équivalente (gain d'antenne compris) 22 dB au-dessus d'un kilowatt,

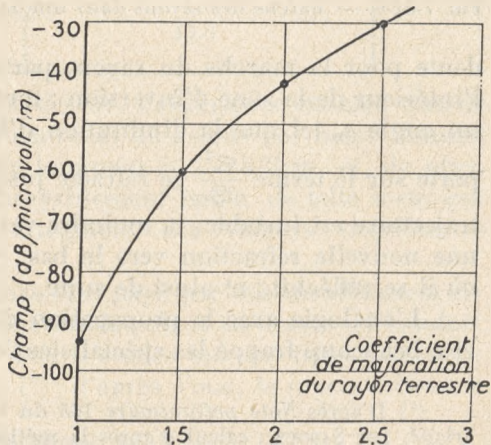


FIG. 7-52-5. — Variation du champ reçu (calculé) avec le rayon terrestre apparent.

altitude 122 m au-dessus du terrain, reçue à 315 km sur une antenne à 10 m au-dessus des obstacles environnants ⁽¹⁾; on voit qu'une variation de 50 à 60 dB s'explique facilement par une dilatation du rayon apparent terrestre dans le rapport de 1 à 3. Dans d'autres cas, on va jusqu'à déduire des observations un rayon terrestre apparent 30 fois supérieur au rayon vrai (soit 180 000 km), ou même négatif (c'est-à-dire représentant une courbure en sens inverse) ⁽²⁾.

Les *inversions* de l'indice *M* produisent un effet encore plus curieux : dans cette zone, les rayons se propagent comme dans un *conduit* (« duct ») où ils seraient prisonniers (« trapped ») sans pouvoir en sortir, ni en dessous.

Il suffit en effet (fig. 7-52-6) de refaire la construction précé-

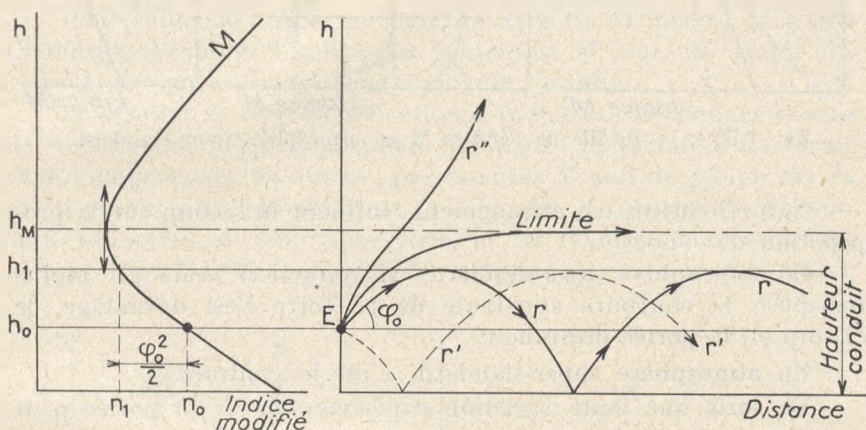


FIG. 7-52-6. — Marche des rayons dans une zone d'inversion de *M* (« conduit »).

dente pour la marche du rayon, partant d'un point quelconque à l'intérieur de la zone d'inversion : tout rayon, r , r' , ... partant avec un angle φ_0 tel que la diminution d'indice modifié ($n_1 - n_0$) l'emporte sur le terme $\frac{\varphi_0^2}{2}$ se réfracte jusqu'à devenir horizontal ; là sa trajectoire est instable, la moindre variation en sens inverse amorce une nouvelle réfraction vers le bas, qui se continue jusqu'au sol, où il se réfléchit ; et ainsi de suite.

L'analogie avec la propagation dans les « guides » est évidente et a beaucoup frappé les spécialistes des hyperfréquences ; il ne faut

⁽¹⁾ D'après *Note préliminaire 165* du Laboratoire National de Radio-Electricité, par SABOUN ; calcul d'après la méthode de DOMB et PRICE pour la liaison Wrotham-Bagneux.

⁽²⁾ Voir Doc. 195 (Italie) à l'Assemblée du C. C. I. R. de Genève, 1953.

RÔLE DE LA TROPOSPHÈRE

pas oublier, cependant, une différence essentielle : dans le guide, la réflexion est brusque sur les deux parois, d'où possibilité de transmettre des ondes dont la longueur approche de deux fois la hauteur ; au contraire, dans le « conduit troposphérique », la paroi supérieure n'existe pas ; il n'y a pas réflexion, mais réfraction progressive, exigeant une hauteur beaucoup plus grande ; la longueur d'onde doit être beaucoup plus faible que l'épaisseur du conduit.

Naturellement, ce raisonnement n'est valable que pour les rayons r , r' partant avec des inclinaisons φ_0 assez faibles ; pour les autres, r'' , la trajectoire ne s'incurve pas jusqu'à la tangente horizontale, et ils s'échappent du conduit ; de même certains, venus de plus haut, peuvent y entrer. Cette « perméabilité » relative constitue évidemment une autre différence essentielle avec les « guides » classiques ; elle croît progressivement avec la longueur d'onde. D'où troisième différence : il n'y a pas de « fréquence de coupure » proprement dite ; on peut dire que l'effet « de conduit » est très marqué sur les ondes de longueur inférieure à une certaine valeur ; mais pour les autres, il ne s'atténue que progressivement, et il peut encore modifier notablement la propagation pour des ondes plusieurs fois plus longues ; l'ordre de grandeur de cette limite est le suivant (1) :

Hauteur du « conduit » (mètres) (h_M)	Longueur d'onde maximum « guidée » (mètres)
7	0,01
23	0,1
130	1,0
700	10,0

Comme il a été indiqué ci-dessus, l'expérience montre que de tels « conduits » existent fréquemment au-dessus des mers chaudes et peuvent guider les ondes de longueur $< 1,5$ à 2 m, et, de plus, que l'affaiblissement y est incroyablement faible, de telle sorte que les portées des « radars » atteignent des valeurs stupéfiantes (§ 7-50).

Cet avantage peut d'ailleurs être payé par des insuffisances de détection sur les avions à haute altitude volant au-dessus du conduit ou de la couche d'inversion. Peu d'études ont été faites sur cette question, pourtant importante (2) ; d'après VOGÉ, le rayon « direct »

(1) KERR, *Prop. of Short Radio Waves*, § 1-5.

(2) PRICE, *Proc. Phys. Soc.*, 61, 1^{er} juillet 1948, pp. 59-78 ; VOGÉ, *Note préliminaire* n° 167 du Laboratoire National de Radio-Électricité, 1953.

est plus facilement arrêté que le rayon « réfléchi par le sol » ; de sorte que s'il est seul, le champ peut se trouver réduit de 20, 25 dB, et même davantage, jusqu'à la disparition totale, pendant des intervalles de quelques minutes à plusieurs heures ⁽¹⁾ ; par contre s'il existe un « rayon réfléchi » notable, ce qui est le cas ordinaire au-dessus de la mer, l'affaiblissement du rayon direct peut d'abord l'amener sensiblement à la même amplitude que ce rayon réfléchi, d'où possibilité de variations très rapides (« fadings ») par battements entre les deux.

L'observation systématique des variations du champ peut renseigner sur leur origine possible : c'est un des sujets d'études actuellement à la mode.

Une autre « radio-météorologie » est l'étude météorologique des couches d'inversion et la possibilité de les prévoir, ce qui permettrait par contrecoup, de prévoir également les propagations anormales. L'importance de ce point de vue est évidente pour les applications militaires du radar. Aussi, vers la fin de la deuxième guerre mondiale, a-t-on commencé à distribuer aux officiers détecteurs et météorologistes des *manuels d'instructions* dans ce but. La figure 7-52-7 donne quelques exemples des « diagrammes de couverture » ainsi obtenus ⁽²⁾ ; la répartition du champ y est présentée en fonction de la distance, en tenant compte de la courbure terrestre, l'échelle des hauteurs étant exagérée dans le rapport 40/1.

Le diagramme *a* est relatif à une atmosphère standard (croissance linéaire de *M* avec la hauteur), pour un radar sur l'onde $\lambda=1,5$ m, situé à une hauteur de 30 m au-dessus de la mer ; les « lobes », calculés comme au paragraphe 7-46, indiquent des faibles probabilités de détection dans les zones hachurées, notamment celle inférieure.

Le diagramme *b* caractérise une « inversion » de *M* au voisinage immédiat du sol, et par suite la formation d'un véritable « conduit » s'étendant à plus de 50 milles nautiques ; la limite supérieure de la zone aveugle est également déplacée, à partir de son ancienne position (trait mixte), dans un sens qui réduit cette zone.

Le diagramme *c* représente la situation pour une couche d'inversion plus épaisse : les « rayons » guidés par le conduit ne retombant alors qu'à une certaine distance, il y a une « zone de silence ».

La transition est évidente avec le diagramme *d* représentant le

(1) BARSIS, etc., *N. B. S. Report 2494*, 1^{er} mai 1953.

(2) Joint Communication Board, *Report JANP 102*, Washington, 1944 ; *Tropospheric Propagation of Radio Meteorology*, Central Rad. Prop. Lab. Nat. Bureau of Standards, Washington, 1946.

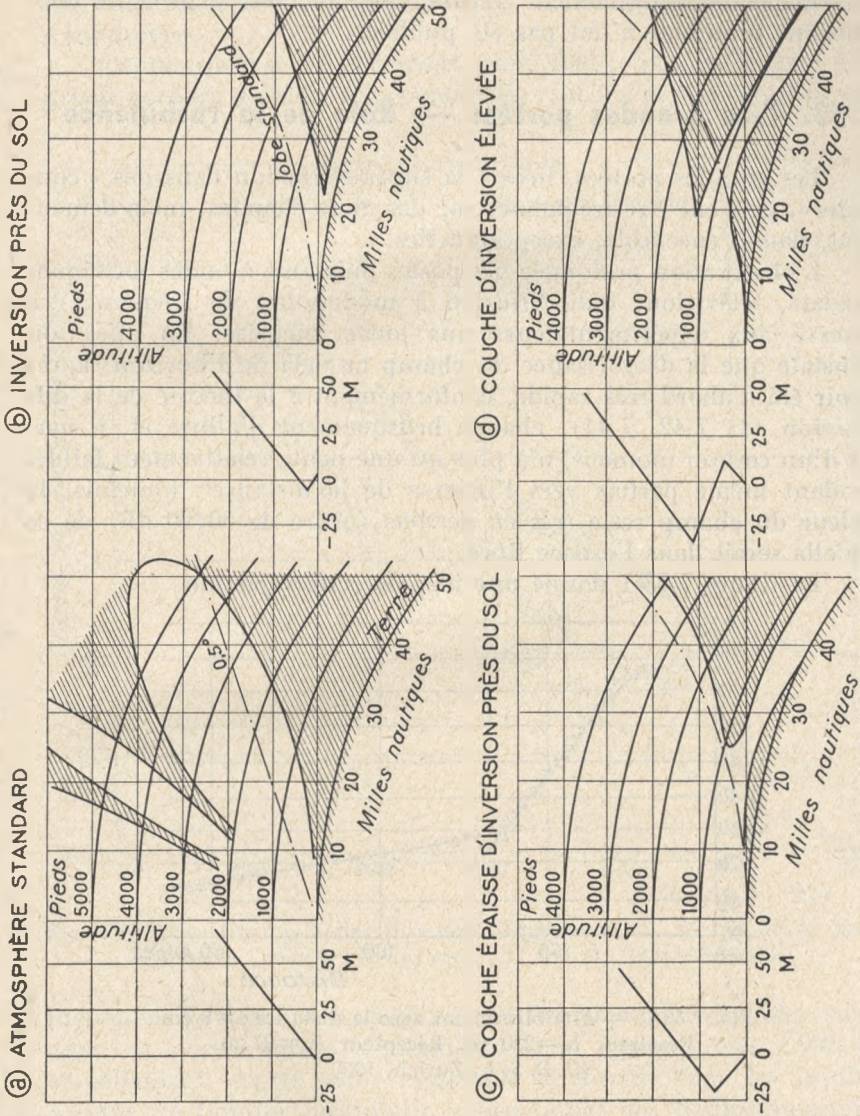


Fig. 7-52-7. — Diagrammes de couverture de couverture d'un radar suivant l'état météorologique.

cas d'une couche d'inversion élevée : la « zone de silence » au ras du sol s'est étendue jusqu'à ne laisser qu'un « conduit » surélevé.

Les recherches relatives à la prévision de ces propagations anormales ont certainement continué depuis 1944, mais leurs conclusions pratiques n'ont pas été publiées.

7-53. Très grandes portées — Rôle de la turbulence

Les grandes portées, liées à la super-réfraction dans des « conduits », peuvent être fréquentes sur des mers chaudes, mais demeurent, dans l'ensemble, exceptionnelles.

L'observation prolongée des postes puissants à ondes métriques (radars, télévision, radiodiffusion à modulation de fréquence) a réservé aux expérimentateurs une autre surprise. En effet, on constate que la décroissance du champ au-delà de l'horizon, après avoir été d'abord très rapide, conformément à la théorie de la diffraction (§§ 7-42, 7-44), change brusquement d'allure et, à partir d'un certain moment, n'a plus qu'une pente relativement faible, tendant même parfois vers l'inverse de la distance : toutefois, la valeur du champ reste *très en dessous* (ordre de 50/90 dB) de ce qu'elle serait dans l'espace libre.

La figure 7-53-1 donne une idée de cette variation.

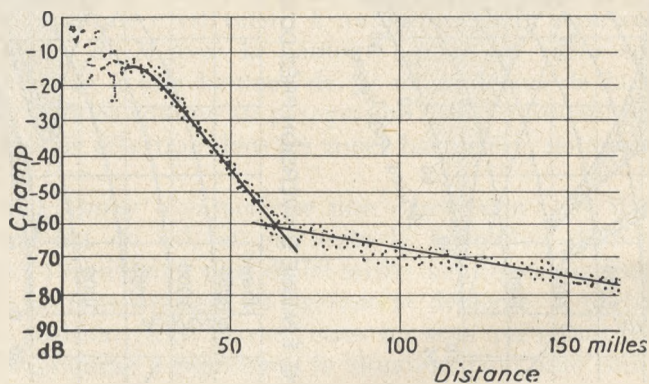


FIG. 7-53-1. — Affaiblissement avec la distance $\lambda=9$ cm.
Émetteur $h_1=230$ m. Récepteur $h_2=10$ m.
(U. R. S. I., Zurich, 1950.)

Bien que ce phénomène puisse parfois se combiner avec la super-réfraction, il en est essentiellement distinct : par sa loi de décroissance (à « double coude ») ; par sa permanence (il se produit au-dessus de tous les sols, et il est pratiquement indépendant

RÔLE DE LA TROPOSPHÈRE

de l'altitude des stations); enfin, parce qu'il est accompagné d'une variation d'amplitude (« évanouissement », « fading ») assez profonde et rapide (une vingtaine de décibels, en quelques secondes) qui n'existe absolument pas dans le cas de propagation dans les « conduits ».

Depuis qu'il a été découvert (vers 1946), il a été l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales ; au fur et à mesure qu'aug-

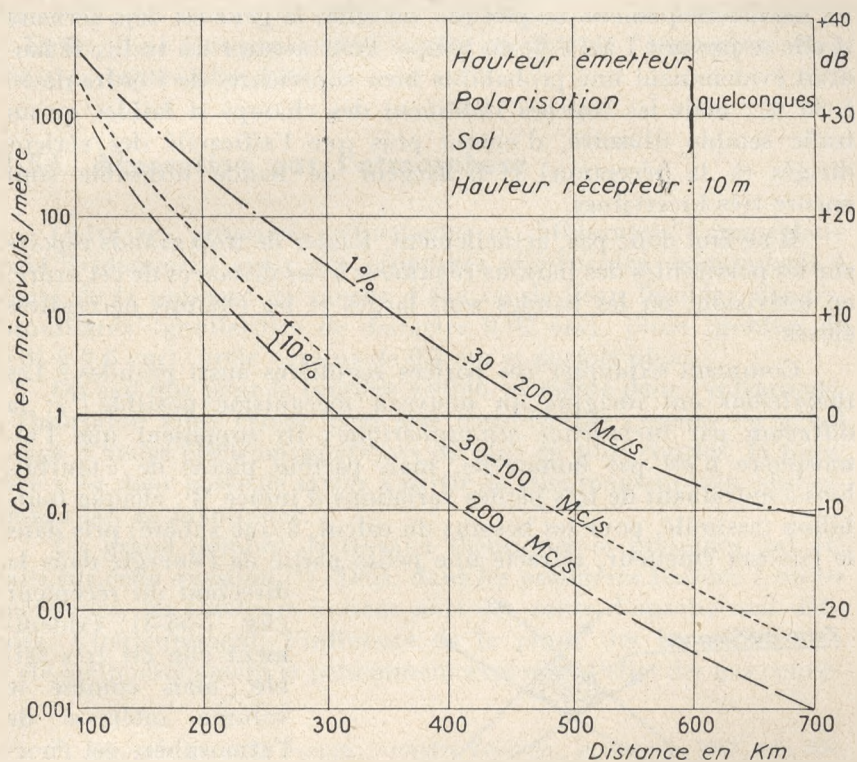


Fig. 7-53-2. — Champ à des distances supérieures au double de la portée optique (pour 1 kW rayonné). C. C. I. R., Londres, 1953.

mentaient le nombre et la puissance des émetteurs à ondes métriques, sa portée limite a augmenté aussi, jusque vers 1 000 km actuellement. Après avoir rassemblé et discuté tous les résultats connus, le Comité consultatif international des Radiocommunications a publié quelques courbes les résumant ; la dernière édition (Londres, 1953) est reproduite figure 7-53-2 : en abscisses, les distances ; en ordonnées, les valeurs de champ observées à 10 m

au-dessus du sol, pour un émetteur de 1 kW rayonné par une antenne demi-onde (hauteur et polarisation indifférentes). La courbe supérieure, valable pour toutes les fréquences de 30 à 200 Mc/s, indique les valeurs atteintes pendant 1 % du temps ; les courbes inférieures, celles atteintes pendant 10 % du temps, respectivement pour la bande 30-100 Mc/s ou pour la fréquence 200 Mc/s.

Ces probabilités faibles signifient que ces courbes sont destinées à l'étude des brouillages mutuels entre stations travaillant sur les mêmes fréquences, auquel cas, en effet, la gêne est déjà sérieuse si elle se produit 1 à 10 % du temps. Pour assurer un trafic, il faudrait évidemment une probabilité bien supérieure, de l'ordre de 90 à 95 % ; mais les courbes indiquent des champs si faibles qu'un trafic semble illusoire, d'autant plus que l'efficacité des aériens dirigés (à la réception) et la largeur de bande utilisable sont encore très incertaines.

Il ne faut donc pas, actuellement, fonder de trop grands espoirs sur les possibilités des liaisons régulières à des distances de cet ordre, en télévision, où les bandes sont larges et les champs nécessaires élevés.

Comment expliquer ces portées régulières aussi grandes ? Les théoriciens ont imaginé un nouveau mécanisme possible⁽¹⁾ : la diffusion par *turbulence atmosphérique* ; ils supposent que l'atmosphère n'est pas homogène, mais partout pleine de « tourbillons » entraînant de très petites variations d'indice M ; chaque tourbillon (assimilé, pour les besoins du calcul, à une sphère) pris dans le faisceau émetteur, réfracte une petite partie de l'énergie dans la

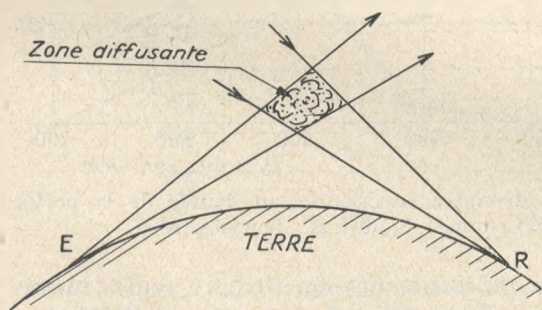


Fig. 7-53-3. — Zone de diffusion par turbulence troposphérique.

direction du récepteur (fig. 7-53-3) ; évidemment elle est très faible, mais comme le volume intéressé de l'atmosphère est énorme, le résultat peut n'être pas négligeable.

Cette théorie conduit, pour la variation du champ avec la distance, le temps et la

(¹) MEGAW, *Documents U. R. S. I.*, Zurich, 1950, 11, pp. 134-146, doc. 268 et BOOKER, GORDON, *ibid.*, pp. 154-161, doc. 17 ; RICE, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, février 1953, pp. 274-281.

fréquence, à des ordres de grandeur qui semblent assez bien vérifiés par l'expérience (à condition d'introduire une valeur empirique convenable pour l'échelle de turbulence qui est inconnue *a priori*). L'arrivée des ondes sous un « site » relativement élevé est également un argument favorable ⁽¹⁾.

Cependant d'autres auteurs préfèrent invoquer simplement des « inversions » de gradient dans les couches supérieures de la troposphère ⁽²⁾ ou la diffusion par les irrégularités de la surface terrestre ⁽³⁾, ou encore la réflexion accompagnant la réfraction ⁽⁴⁾.

Enfin, il ne faut pas oublier le rôle possible de l'ionosphère dont nous parlerons plus loin ⁽⁵⁾.

7-54. Absorption par l'atmosphère

Outre ses propriétés réfractantes et diffusantes, l'atmosphère peut évidemment avoir des propriétés *absorbantes*; notamment à cause de la présence de vapeur d'eau ou de l'eau liquide : nuages, brouillards (gouttelettes de diamètre 0,02 cm), pluie (gouttes de 0,01 à 0,6 cm), grêle (grains de 0,4 cm et parfois plus).

On sait que pour la lumière visible, et même pour l'infrarouge, l'absorption ainsi causée peut être considérable; quand on a fait usage d'ondes électromagnétiques de plus en plus courtes, la question s'est donc posée de savoir à partir de quel moment cette absorption allait se manifester.

Un grand nombre de travaux théoriques et pratiques ont été faits sur cette question ⁽⁶⁾. Déjà, dans les premières liaisons à ondes métriques, les aviateurs avaient noté des zones d'opacité mal définies. Ultérieurement, l'influence de la pluie, des brouillards, ... a été méthodiquement et patiemment explorée; l'effet des gaz consti-

⁽¹⁾ Voir par exemple SADOUX, *Annales Télécom.*, août-sept. 1953, pp. 299-308; STRAITON, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, juin 1951, pp. 643-648; doc. 105 et 159 au C. C. I. R., Londres, 1953.

⁽²⁾ SAXTON, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, sept. 1951, pp. 360-382.

⁽³⁾ BILLINGTON, voir par exemple document 197 (U. S. A.) au C. C. I. R. de Genève, 1951.

⁽⁴⁾ EINSTEIN, *National Bureau of Standard, Report 1812*, 22 juillet 1952.

⁽⁵⁾ MORGAN, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1953, pp. 582-587.

⁽⁶⁾ Voir, par exemple : FRANZ, *Hfr. Techn. El. Ak.*, mai 1940, pp. 141-143; QUARLES, *El. Eng.*, avril 1946, pp. 209-215; RYDE, *J. Inst. El. Eng.*, III A, 1946, pp. 101-103 (Radio-Location Convention); LAMONT, *Pr. Phys. Soc.*, 1^{er} décembre 1948, pp. 562-569; BURROWS, ATWOOD, *Radio Wave Propagation*, p. 50, etc.; KERR, *Prop. of Short Radio Waves*, chap. 1 et 8; SAXTON, etc., *Pr. Inst. El. Eng.*, janvier 1951, pp. 26-36 (part III).

lutifs de l'atmosphère a été également calculé : il y a des résonances moléculaires par changements des niveaux d'énergie des électrons sous l'effet de l'onde incidente ; les molécules se comportent comme de petits dipôles électriques ou même (pour l'oxygène) magnétiques.

Les résultats essentiels, maintenant bien confirmés, sont représentés (fig. 7-54-1) : en abscisses, les fréquences et longueurs d'ondes ; en ordonnées, l'affaiblissement en décibels par kilomètre de parcours.

Bien qu'il y ait toujours une certaine incertitude sur la densité

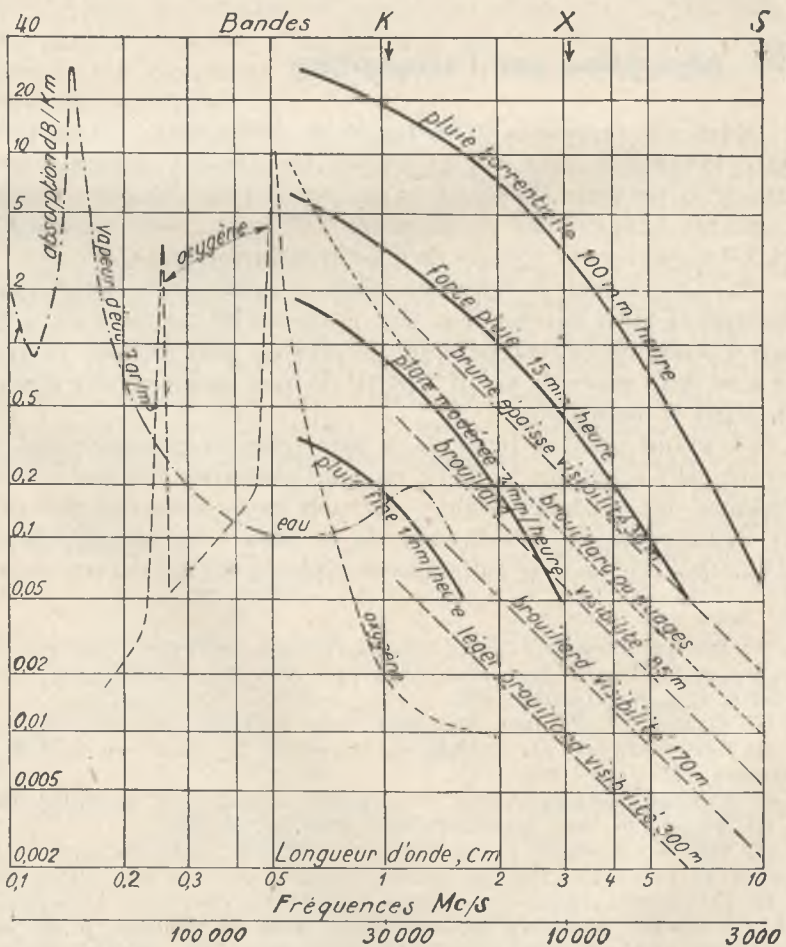


Fig. 7-54-1. — Absorption des ondes très courtes dans l'atmosphère.

et la fréquence des pluies ou brouillards, il est clair que les influences perturbatrices sont rarement appréciables sur les ondes plus longues que 0,10 m ; par contre, elles le deviennent vers 0,03 m et semblent devoir être prohibitives sur ondes millimétriques, sauf peut-être — et avec bien des réserves — dans certaines bandes étroites, à loger adroitement entre les bandes d'absorption des gaz ; cette possibilité n'est pas actuellement utilisée, et la pratique des communications ou du radar en hyperfréquences a conduit, en effet, à ne pas « descendre » au-dessous des longueurs d'ondes de 3 cm ; encore, aux environs de cette limite, la portée peut-elle s'y trouver assez souvent réduite ; on a d'ailleurs la consolation que les nuages ou précipitations atmosphériques y sont aussi des obstacles réflecteurs que l'on peut détecter au radar, comme il a été indiqué au paragraphe 7-475.

Cette absorption semble devoir arrêter — sauf surprises toujours possibles, mais peu vraisemblables — la « course aux hyperfréquences » malgré tous les progrès techniques dans les appareils eux-mêmes.

CHAPITRE VI

RÔLE DE L'IONOSPHERE

7-61. Généralités

Nous arrivons maintenant à la partie la plus délicate du problème : le rôle de la haute atmosphère.

Déjà, vers 1880, donc bien avant la naissance des radiocommunications, les géophysiciens avaient été conduits à penser que la haute atmosphère *pouvait et devait être conductrice de l'électricité*.

Elle *pouvait* l'être, car les propriétés d'un gaz raréfié, sous une pression aussi faible que celle subsistant vraisemblablement à 100 km de hauteur, sont très différentes de ses propriétés au sol ; le nombre des molécules est réduit à environ 10^{13} par cm^3 (au lieu de $3 \cdot 10^{19}$). Ce gaz est soumis à la radiation lumineuse du soleil, non encore affaiblie par la traversée de l'atmosphère, donc très riche en ultraviolet. Il doit donc être fortement ionisé ; malgré les recombinaisons dues aux chocs, une densité d'électrons libres de l'ordre de 10^6 par cm^3 est tout à fait vraisemblable. Tenant compte du « libre parcours moyen » (1 cm environ), le calcul esquissé au paragraphe 7-11 indique alors, aux radiofréquences, un courant électronique supérieur au courant de déplacement, d'où réfraction et réflexion, et possibilité que cette « ionosphère » agisse pratiquement comme un *miroir*.

On avait, d'autre part, déjà admis l'existence de courants effectifs dans cette couche, comme seule explication possible des petites variations du magnétisme terrestre, fréquemment observées, soit seules, soit en relation avec les *aurores polaires* (qui, précisément, se manifestent à des altitudes de l'ordre de 100 km).

Toutefois, ce n'était là qu'une hypothèse assez vague et impossible à contrôler. Nos connaissances sur l'ionosphère étaient donc très floues, lorsque sont apparus les phénomènes de propagation des ondes radio-électriques.

Pour expliquer certains d'entre eux, comme pour expliquer les variations de champ magnétique, il a fallu, recourir à l'idée ionosphère conductrice. Mais, cette fois, l'hypothèse pouvait être facilement contrôlée; avec un peu d'imagination, on réalisait toutes sortes d'expériences dans lesquelles les ondes allaient explorer la région intéressante, pour nous rapporter, en une fraction de seconde, des informations sur sa hauteur, sa densité, son épaisseur, sa constitution, etc. (1). De sorte que la réflexion dans la haute atmosphère, envisagée d'abord avec réserves (sinon avec scepticisme) mais rendant compte chaque jour, d'un plus grand nombre de faits, s'affirmant par les vérifications les plus catégoriques, s'est imposée peu à peu et se présente aujourd'hui avec un degré de « probabilité » comparable à celui de « l'hypothèse » que la terre tourne autour du soleil.

Nos idées sur la haute atmosphère n'étant ainsi pas autre chose qu'une suite d'hypothèses cohérentes pour rendre compte des phénomènes de propagation, il serait arbitraire de les exposer séparément, *a priori*, pour sembler les appliquer ensuite. Afin de montrer, au contraire, comment la théorie et l'expérience ont marché parallèlement, chaque fait observé donnant lieu à une explication proposée, que l'on cherche à vérifier par une observation nouvelle et ainsi de suite... nous allons les résumer simultanément en les disposant dans deux colonnes différentes.

Nous reviendrons ensuite sur l'application de ces considérations générales aux problèmes concrets de propagation.

(1) Voir par exemple R. BUREAU, *L'Ionosphère, carrefour de recherches*, note du Laboratoire national de Radio-électricité, n° 37, 1943, et les ouvrages suivants : JOUAUST, *L'Ionosphère*, Revue d'Optique, 1946 ; RAWER, *Die Ionosphäre*, Noordhoff, Hollande, 1953, et de nombreux rapports de l'Union Radioscopique Internationale.

7-62. Nécessité de la réflexion ionosphérique. Couche « K.H. »

Observations expérimentales

Dès les premières communications transatlantiques de Marconi (1901), il est apparu que la propagation des ondes longues autour de la Terre était *beaucoup meilleure* que ne le laissent prévoir toutes les théories de la diffraction par une sphère isolée (§ 7.43, etc.).

Les éclatants succès des ondes courtes depuis 1922 ont administré une preuve nouvelle et indiscutable de cette dispersion.

Explications théoriques

Dès mars 1902, Kennelly (aux Etats-Unis), Heaviside (en Angleterre) suggéraient indépendamment que les ondes pouvaient contourner la terre par réflexion sur les couches supérieures ionisées de l'atmosphère. D'où le nom de « Kennelly-Heaviside » (par abréviation K.H.) conservé à ces couches.

L'hypothèse fut appuyée en France par Blondel (1903) et Poincaré (1904).

Si cette couche existe, on doit pouvoir s'en assurer et mesurer sa distance, en y provoquant des « échos » (comme en acoustique, sur un mur; et en sondage ultra-sonore, sur le fond de la mer).

7-63. Sondage à fréquence fixe et à incidence normale

On place, côte à côte (fig. 7-63-1) sur le sol, un émetteur E et un récepteur R (plus ou moins dirigés vers le zénith) et l'on transmet une série de « tops » très brefs (ordre de 10^{-5} sec) (1).

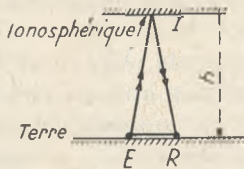


FIG. 7-63-1. — Principe du sondage ionosphérique.

Le courant sortant du récepteur actionne (verticalement) un oscillographe; on l'analyse par un balayage (horizontal) rapide à vitesse connue.

Le signal « direct » ER produit un premier crochet (fig. 7-63-2); l'écho EIR en produit un second; leur intervalle T est mesurable.

En ondes courtes, l'expérience réussit presque invariablement; on obtient un écho (au moins) *très net*.

Sa position est assez stable; l'intervalle T, mesuré périodiquement par plusieurs stations, reste le même pendant des minutes, parfois des heures, et au-dessus d'un pays ou d'un continent. Cependant il varie parfois brusquement (fig. 7-63-3) à certaines heures.

On appelle « hauteur virtuelle » de la couche, celle :

$$h = c \cdot \frac{T}{2}$$

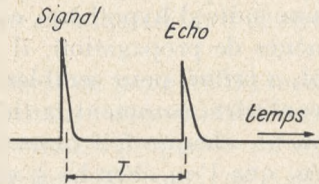


FIG. 7-63-2. — Résultat d'un sondage ionosphérique.

qui correspondrait au retard T avec la vitesse normale de propagation $c = 300\ 000$ km/sec. On sait d'ailleurs qu'elle doit être supérieure à la hauteur réellement atteinte par l'onde, car, la surface de la couche réfléchissante n'étant pas une brusque discontinuité, l'onde s'y enfonce d'une certaine quantité en perdant progressivement sa « vitesse de groupe », s'arrête et revient en arrière en accélérant, de sorte qu'il y a du « temps perdu ».

La hauteur virtuelle ainsi calculée h est généralement comprise entre 100 et 700 km.

Il existe donc à ces altitudes, dans l'atmosphère, des couches ionisées, dont la surface inférieure est assez bien définie, et où la densité électronique atteint la valeur suffisante

(1) Nous laissons de côté le procédé ingénieux, mais abandonné, « par fréquence glissante ». Il est évident que l'on peut aussi *goniométrer* les échos; nous y reviendront plus tard.

Observations expérimentales

Explications théoriques

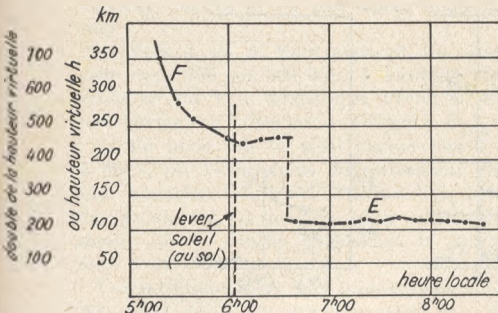


Fig. 7-63-3. — Sondage ionosphérique à fréquence fixe.

Nous y reviendrons ci-après.

L'amplitude de l'écho est moins fixe ; elle a souvent des fluctuations profondes et rapides, quelquefois avec une vague périodicité de l'ordre de la seconde.

Les maximums d'amplitude correspondent sensiblement au champ d'un rayon réfléchi avec le coefficient $R=1$ et sans absorption notable sur le trajet.

pour annuler la constante diélectrique et rendre le milieu impénétrable.

L'étendue et l'homogénéité de ces couches sont frappantes (sans être absolues, comme on le verra plus loin).

Les fluctuations d'amplitude s'expliquent aisément par de nombreuses raisons : la surface inférieure des couches présente forcément des inégalités et une certaine turbulence, ce qui peut amener des effets de convergence, déviation... du rayon réfléchi, ou interférence entre deux rayons voisins (l'ordinaire et l'extraordinaire dont il sera question plus loin, par exemple) ou rotation des polarisations, etc. Il peut aussi y avoir une absorption variable en dessous de la couche réfléchissante.

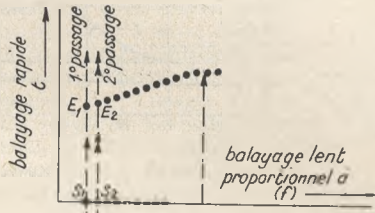


Fig. 7-64-1. — Sondage à fréquence variable.

7-64. Sondages à fréquence variable

On a cherché à préciser la densité de la couche ionisée en répétant le sondage à fréquence variable.

On fait varier progressivement la fréquence de l'émetteur et du récepteur, dans une large bande (1 à 12 Mc/s, p. ex.) :

Soit *manuellement* par changement d'accord, en notant la valeur de h en fonction de f ;

Soit *automatiquement* par une rotation périodique asservie des organes d'accord, et enregistrement photographique des résultats.

Le dispositif habituel (1) comporte un oscillographe, dont le faisceau est *modulé* par les courants sortant du récepteur, et *dévié* : en *ordonnées* par le balayage rapide précédent, en *abscisses* par un balayage lent proportionnel à la fréquence f (ou à son logarithme).

Le faisceau balaye alors la plaque par traces

1° Si toute une bande de fréquences, jusqu'à f_1 , se réfléchit régulièrement à la même hauteur h , c'est que l'ionisation se manifeste brusquement à cette hauteur avec une densité N correspondant à l'annulation de l'indice apparent [formule (9), § 7-11] ; c'est-à-dire que f_1 est inférieure ou égal à la valeur critique (9bis) :

$$f \leq f_c = \sqrt{\frac{Nq^2}{4\pi^2 m \epsilon}}$$

Si la hauteur virtuelle h croît avec f , c'est que l'ionisation est progressive et que l'onde doit pénétrer de plus en plus profondément dans la couche pour trouver sa « densité de miroir ».

(1) Pour plus de détails voir par exemple *Notes préliminaires* du Laboratoire National de Radio-Electricité, nos 113, 120 (1948) et 135 (1950) et Pl. II.

Observations expérimentales

Explications théoriques

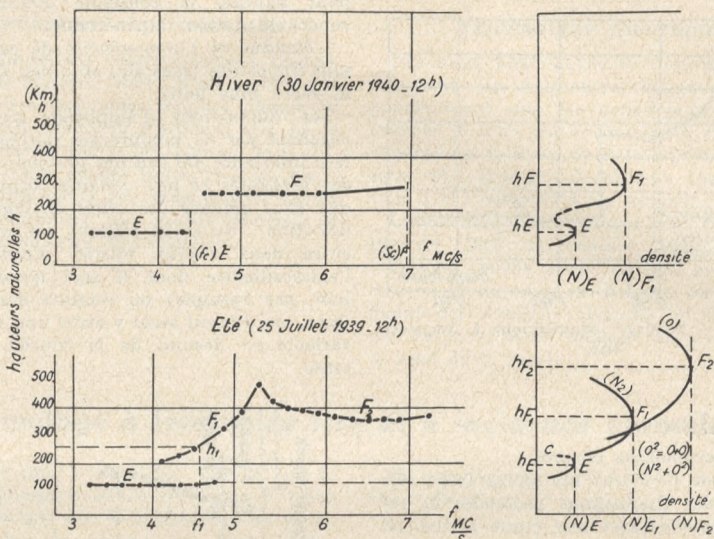


FIG. 7-64-2 et 3. — Sondage ionosphérique à fréquence variable. (Lab. Nat. Radio-El. — Note n° 6.)

parallèles (fig. 7-64-1), mais il n'est intense que lorsque le signal parvient au récepteur ; d'où traces des « tops directs ER » sur un axe des abscisses S_1, S_2 , traces des « tops réfléchis EIR » sur une ligne E_1E_2 dont la distance mesure l'intervalle T.

Moyennant un réglage et une synchronisation convenables, on a ainsi directement, par une sorte de « télévision » rudimentaire, la courbe de h en fonction de f .

L'aspect habituel du résultat est donné par la figure 7-64-2 et Pl. II et III.

Les échos apparaissent avec une amplitude croissante, pour $f=1$ à 3 Mc/s (suivant la puissance de l'émetteur).

— La hauteur est alors très stable vers

Enfin, si l'écho s'affaiblit, puis disparaît pour la fréquence f_1 , c'est que le maximum d'ionisation de la couche est atteint et que, la fréquence critique correspondance (f_c max) devenant inférieure à f_1 , la réflexion totale fait place à une réflexion partielle vite affaiblie.

Aux courbes $h(f)$ (fig. 7-64-2) on peut donc faire correspondre des courbes $N(h)$ donnant la densité d'ionisation, sauf certains arcs masqués par les maximums inférieurs, mais dont l'allure est facile à interpoler (fig. 7-64-3)⁽¹⁾.

On constate ainsi qu'il existe généralement deux zones d'ionisation maximum : la couche E, avec

$$N = (1 \text{ à } 2) \cdot 10^5 \text{ (de jour)}^{(2)}.$$

(1) D'après certains auteurs la loi de variation de la hauteur virtuelle h en fonction de la fréquence s'expliquerait remarquablement d'après la formule (d) et l'hypothèse que dans chaque couche l'ionisation croît à partir de la limite inférieure h_0 suivant la loi parabolique :

$$N = N_0 (h - h_0)^2$$

d'où l'on déduirait que la hauteur réelle de réflexion est la hauteur apparente virtuelle pour la fréquence particulière :

$$f = 0,834 f_c.$$

Cependant, d'autres le critiquent ou croient à une croissance de N suivant une loi exponentielle.

(2) Et nombre de chocs $\nu = 7 \cdot 10^3$ par seconde.

Observations expérimentales

120 km, région E, en très légère augmentation.

— Vers 4 ou 5 Mc/s apparaît un second écho vers 250 ou 300 km, à hauteur croissante (F ou F₁), tandis que l'écho E cesse brusquement (fréquence « critique » (f_c)_E).

— En hiver, on va ainsi jusque vers 7 ou 8 Mc/s, où l'écho cesse définitivement pour une nouvelle fréquence critique (f_c)_F; tandis qu'en été, il peut y avoir « dédoublement » de la couche F pendant la journée avec deux tronçons F₁, F₂.

Ces variations étant très intéressantes à suivre, on a édifié un grand nombre de « stations de sondage » qui les observent en permanence. Elles sont reportées sur la carte, figure 7-841-1. Après une longue carence (sur laquelle nous nous abstenons de tout commentaire) la France a commencé en 1946 et en possède maintenant une dizaine environ.

Explications théoriques

la couche F, parfois elle-même subdivisée en F₁ et F₂

$$N = (4 \text{ à } 10) \cdot 10^5 \quad (\text{de jour}).$$

L'existence d'un *maximum* d'ionisation est facile à comprendre dans un gaz, dont la raréfaction croît avec l'altitude, tandis qu'il se trouve soumis à une action ionisante croissante de la part du soleil (lumière ultraviolette, particules matérielles), des météorites, peut-être d'autres rayonnements cosmiques.

L'existence de plusieurs *maximums* successifs dans l'air s'explique par le fait que l'air est un mélange de plusieurs gaz de densités inégales, dont la composition varie avec l'altitude.

Enfin, la co-existence, à un instant donné, d'échos sur deux couches E et F (fig. 7-64-2, bas, entre 4 et 5 Mc/s) tient à ce que la densité de la couche inférieure n'est pas parfaitement régulière dans le plan horizontal : elle comporte des « nuages à forte ionisation » (qui renvoient les ondes) alternés avec des « trous à faible ionisation » (qui se laissent traverser).

2° Les échos cessent aux fréquences inférieures à 1 ou 3 Mc/s pour une toute autre raison : *absorption* dans le trajet en dessous de la couche.

En effet, il doit se trouver là une région à moindre ionisation (1), mais à plus grande densité, donc avec plus de molécules ($v=10^6$) et de chocs : *couche D*.

Comme on l'a vu au paragraphe 7-12, la présence des chocs entraîne une conductibilité

$$\sigma' = \frac{Nq^2}{m} \frac{v}{v^2 + \omega^2}$$

et celle-ci à son tour entraîne, comme indiqué au paragraphe 7-22, une absorption exponentielle :

$$e^{-\alpha d} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\sigma'}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Pour les *ondes courtes*, v^2 étant encore inférieur à ω^2 , l'exposant α se trouve sensiblement proportionnel à λ^2 ; l'absorption croît donc très notablement avec la longueur d'onde (2).

(1) D'après SEATON la densité d'ionisation de la couche D varierait de $N = 800$ électrons/cm³ à l'équateur, jusqu'à $N = 120$ en Alaska.

(2) On compare souvent à l'absorption du son dans un matelas laineux, mais c'est incorrect, car l'absorption du son dans la laine est plus marquée quand la fréquence augmente, alors qu'ici c'est le contraire.

Observations expérimentales

Explications théoriques

Pour les ondes *intermédiaires et moyennes*, ν^2 semble prépondérant devant ω^2 et l'absorption cesse de croître (sinon, le rayon indirect disparaîtrait tout à fait).

La présence de la densité d'ionisation N dans la formule qui donne σ' montre que l'absorption dépend de l'éclairement solaire et doit être beaucoup plus importante le jour que la nuit.

7-65. Variations régulières de l'ionosphère

L'observation méthodique de l'ionosphère a mis en évidence plusieurs types de variations, les uns réguliers, les autres accidentels.

Nous connaissons maintenant très bien les « habitudes » des couches E et F.

Elles ont tout d'abord, avec une évidence aveuglante, une variation diurne (fig. 7-65-1)

Toutes ces variations imposent d'abord sans discussion possible l'idée que le *principal agent d'ionisation est la lumière solaire*, et très probablement surtout ses composantes ultra-violettes.

Mais ce n'est pas le seul, car dans certaines couches, l'ionisation subsiste partiellement la

§ 7.55

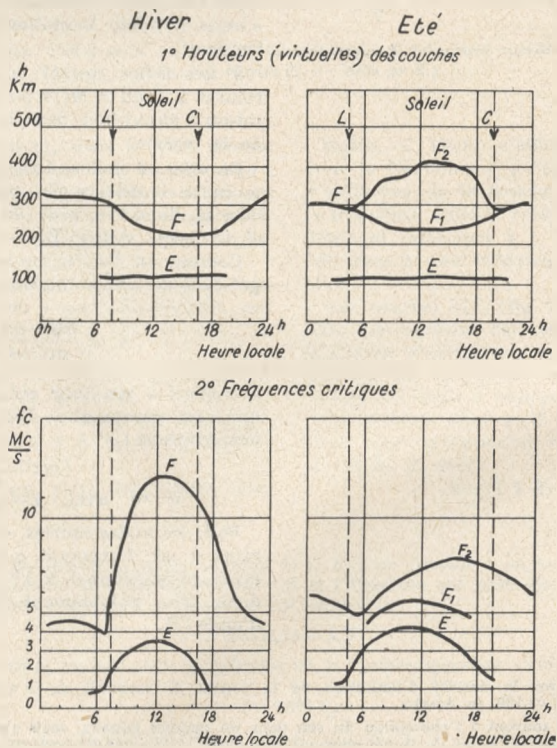


FIG. 7-65-1. — Variations quotidiennes de l'ionosphère.

RÔLE DE L'IONOSPHERE

Observations expérimentales

les fréquences critiques augmentent beaucoup après le lever du soleil, passent par un maximum vers midi, et décroissent ensuite (1).

Par contre, les variations des hauteurs sont différentes :

Celle de E varie très peu (120 km) (2) ;

Celle de F diminue dans le jour, en hiver ; et se dédouble (F₁ vers 250 km, F₂ vers 400-500 km) en été.

Les couches ont, ensuite, une variation saisonnière annuelle (fig. 7-65-2) :

Explications théoriques

nuit, alors que d'après le calcul, elle aurait dû disparaître rapidement après le coucher du soleil, soit par « recombinaison » des molécules, soit par « attachement » des électrons sur des molécules neutres, pour former des ions négatifs. Il faut donc invoquer aussi comme causes secondaires, des particules solides venues du soleil, les météorites (qui d'après les astronomes, choient sur la terre à raison de plusieurs millions par heure), peut être des rayonnements cosmiques...

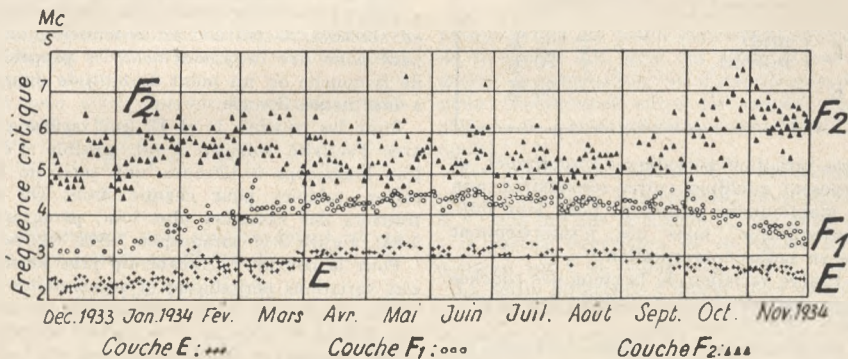


FIG. 7-65-2. — Variation annuelle saisonnière de l'ionosphère.

Les fréquences critiques des couches E et F₁ augmentent d'environ 50 % de l'hiver à l'été ; au contraire, celle de F₂ est maximum vers octobre ou novembre.

La hauteur de F₂ à midi est plus grande en été (450 km) qu'en hiver.

Enfin, l'ionosphère n'est peut-être pas indépendante de ce qui se passe au-dessous d'elle dans la troposphère.

On est cependant encore embarrassé pour expliquer la variation saisonnière anormale (maximum en hiver) de l'ionisation dans la

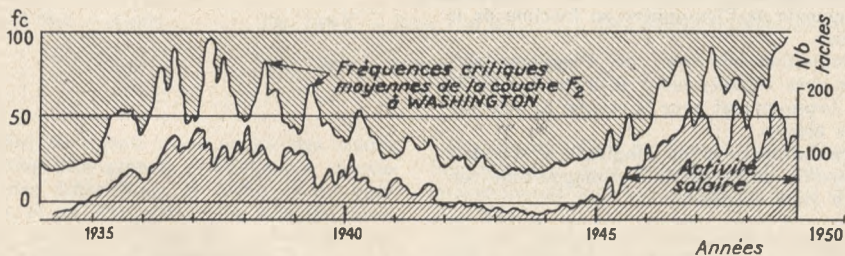


FIG. 7-65-3. — Variation undécennale de l'ionosphère. Corrélation avec le nombre de taches solaires. (D'après RAWER.)

(1) Par exemple, pour la couche E, l'ionisation passerait de $N = 1,5 \cdot 10^5$ le jour, à 10^4 la nuit. De nombreux auteurs ont essayé de préciser la loi de cette variation. En appelant θ la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon, il semble bien que l'ionisation des couches D et E soit du type :

$$f_a = k (\sin \theta)^n$$

mais on trouve pour l'exposant n des valeurs assez différentes, allant de 0,25 à 1,5.

(2) Propriété importante pour le guidage à grande distance par systèmes à échos (LOUAN).

Observations expérimentales

Les couches ont, enfin, une variation *undécennale*, en relation manifeste avec le cycle solaire (fig. 7-65-3). De 1933 à 1950, on a pu observer deux minimums et deux maximums successifs, entre lesquels la variation des fréquences critiques est sensiblement la suivante :

Variation approximative des fréquences critiques au cours du cycle solaire de 11 ans		
F ₂	{ midi	+ 100 %
	{ minuit	+ 75 %
E	+ 30 %

A ces variations périodiques *importantes*, se superposent quelques autres *secondaires*, que nous mentionnons seulement pour leur intérêt scientifique, mais qui n'interviennent guère en radiocommunication :

— Légère variation de hauteur des couches avec la période lunaire (marée ionosphériques, ...) (1);

— Périodicité de 116 secondes retrouvée en magnétisme terrestre (2);

— Liaison avec les phénomènes atmosphériques des couches inférieures (météorologiques, ...) (3);

— Existence de vents ionosphériques, manifestés par divers phénomènes (déplacement systématique des irrégularités de la couche, des traînées météoriques, etc.) (4).

Enfin, il faut mentionner une variation permanente de l'ionosphère en fonction de la latitude.

L'ionisation *diminue*, de l'équateur aux pôles, très régulièrement pour la couche F, plus brusquement pour la couche E, aux latitudes élevées.

Une influence de la longitude a été aussi découverte et rapportée au magnétisme terrestre (voir ci-après).

Explications théoriques

couche F₂ ; on suppose que peut-être la dilatation de la couche, par variation de température, agit en sens contraire de l'agent ionisant et inverse son effet.

Les observations prolongées depuis des années en de nombreux points du Globe, ont permis d'établir peu à peu des *cartes d'ionisation* pour les trois couches D, E, F. On y a porté les courbes d'égale ionisation, graduées, soit en fréquences critiques, soit en coefficients proportionnels à f_0 .

Ces courbes sont centrées sur le méridien « midi » et sur l'équateur ; l'heure locale est en abscisses, la latitude en ordonnées ; on y peut donc lire instantanément les propriétés de la couche en un point de latitude donnée à une heure donnée.

Pour les couches D et E, qui varient peu avec l'activité solaire, il est possible d'établir longtemps à l'avance une série de ces cartes, valables pour chaque mois. On en trouvera des exemples plus loin, paragraphe 7-841, figure 3 et paragraphe 7-842, figure 2.

Pour la couche F₂, beaucoup plus sensible aux variations périodiques et accidentelles du Soleil, il est actuellement impossible de faire des prévisions plus de trois mois à l'avance, et les bureaux spécialisés publient en bulletins périodiques des cartes de prédiction semblables à celle du paragraphe 7-841, figure 4, valables pour un mois donné d'une année donnée. Il y a d'ailleurs de grandes différences d'un mois et d'une année à l'autre.

Nous reviendrons longuement, au paragraphe 7-84, sur l'utilisation de ces différentes cartes.

(1) C'est la grande spécialité des Australiens. Un fascicule entier (*Rapport spécial n° 2*) de l'Union Radioscientifique internationale y est consacré (1950).

(2) HABANG, etc., *Funktechnische Monatshefte*, janvier 1940, 14.

(3) VOIR BANNEN, etc., *Proc. Roy. Soc.*, 21 février 1940, 174, 958.

(4) LEPECHINSKY, *Onde électrique*, mars 1953, pp. 151-157.

7-66. Echos multiples

Il arrive assez souvent que les tracés d'échos enregistrés à l'oscillographe soient plus compliqués que cela.

En particulier, on peut observer (fig. 7-66-1) non pas un, mais deux, trois... jusqu'à neuf... échos successifs avec des retards exactement multiples : $T, 2T, 3T, \dots, 9T$.

Il est seulement curieux que l'amplitude des échos successifs ne décroît presque jamais régulièrement : on rencontre un écho fort, plusieurs faibles ou même imperceptibles, et de nouveau le 5^e ou le 7^e par exemple, aussi fort que le premier.

On peut ainsi observer les retards relatifs aux couches E et F :

$$T_E, 2T_E, 3T_E \dots$$

$$T_F, 2T_F, 3T_F \dots$$

soit séparément, soit simultanément et en outre, des retards multiples de :

$$2(2T_F - T_E - \epsilon) = T$$

Ces échos successifs sont évidemment dus à des réflexions multiples alternatives sur la couche ionisée et sur la Terre. (L'analogie acoustique est connue depuis longtemps.)

Il est facile de comprendre que les échos aillent en s'affaiblissant plus ou moins régulièrement, mais on est encore un peu embarrassé pour comprendre comment le $(n+1)^e$ peut être plus fort que le n^e .

On pense que les réflexions successives se produisent en des points légèrement différents de la couche KII, avec des effets de convergence, de polarisation, ou d'interférence, inégaux (notamment entre les rayons « ordinaire » et « extraordinaire » mentionnés ci-après).

Les retards de valeur T_M correspondent sans aucun doute à la réflexion multiple « en M » : une fois sur la couche F, une autre fois à la surface supérieure de la couche E, de nouveau sur F et retour (fig. 7-66-2).

La petite différence ϵ donne alors une idée de l'épaisseur de la couche E (généralement assez grande, mais parfois réduite à quelques kilomètres).

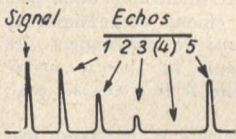


FIG. 7-66-1. — Aspect.

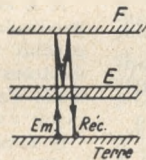


FIG. 7-66-2. — Echos « en M ».

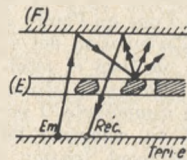


FIG. 7-66-3. — Echos obliques.

FIG. 7-66. — ECHOS MULTIPLES

Enfin, on signale aussi parfois des retards beaucoup plus grands, généralement obtenus avec des échos flous et diffus (« en buisson »), et que l'on goniomètre dans des directions obliques (1) ou à la « frontière » des couches (limite de la zone éclairée) (2).

Il s'agit de trajets en zigzags avec diffusion (ou réflexion dans tous les sens) sur des nuages ionisés dans les couches ou entre elles (fig. 7-66-3).

Ne pas oublier non plus qu'il s'agit toujours de hauteurs virtuelles dont l'exagération peut simplement être une apparence due à la réduction de la « vitesse de groupe ».

(1) ECKERSLEY, Nature, 1939, 143, p. 33.

(2) PIERCE, MIMMO, Phys. Rev., 15 janvier 1940, 2, 57, pp. 95-105.

7-67. Dédoublément du rayon réfléchi — Rôle du champ magnétique terrestre

Observations expérimentales

1. Il arrive fréquemment que le tracé des courbes expérimentales $h(f)$ à l'oscillographe comporte un « dédoublément », une « bifurcation » (fig. 7-67-1) avec deux branches O

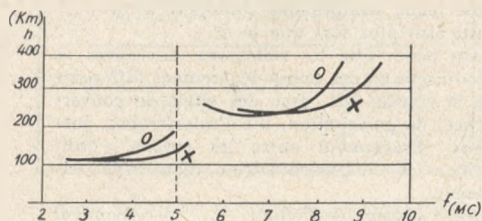


FIG. 7-67-1. — Dédoublément des échos par le champ magnétique terrestre.

et X semblables, mais décalées de l'ordre du mégacycle.

2. Dans les régions du globe où le champ magnétique terrestre H est *horizontal* (Huanacaya, Pérou) on peut séparer et obtenir à volonté l'une ou l'autre composante, en changeant l'orientation des antennes :

— Si on émet et reçoit sur antennes horizontales nord-sud (champ E parallèle à H), on a la composante O seule ;

— Si on commut brusquement sur antenne est-ouest (champ E perpendiculaire à H) on trouve la composante X seule.

3. Pour une antenne dirigée obliquement, ou en toute autre région du globe, les deux composantes ne peuvent être séparées.

4. Il est parfois possible, au moyen d'aériens complexes perfectionnés (combinaisons cadres-antennes, etc.) d'analyser la polarisation du rayon reçu.

Or, pour un trajet appréciable dans le sens nord-sud, on trouve une polarisation *circulaire*, dont le sens est inverse dans les deux hémisphères.

5. L'influence des pôles et de l'équateur magnétique sur la distribution de l'ionisation a été découverte vers 1943 ; c'est à elle qu'est

Explications théoriques

C'est le phénomène de « double réfraction » dû aux champs magnétiques, bien connu en optique et que le calcul explique en tenant compte du *champ magnétique* terrestre (vecteur H). Les résultats dépendent de l'orientation relative de ce champ H , de la direction de propagation P et du champ magnétique E (fig. 7-67-2).

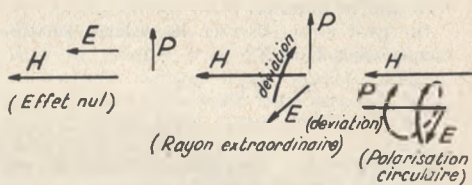


FIG. 7-67-2. — Dispositions possibles du champ terrestre H , de la propagation P et du champ électrique E .

Si E est *parallèle* à H (donc tous deux perpendiculaires à P), le champ magnétique ne produit aucun effet sur le mouvement des électrons dans son sens. La théorie précédente s'applique comme si H n'existait pas : rayon « ordinaire » O.

Si E est *perpendiculaire* à H , le champ magnétique exerce sur les électrons en mouvement une force proportionnelle et perpendiculaire à leur vitesse, donc *déviatrice*.

Les trajectoires deviennent courbes, et elles ont une certaine « fréquence propre » ou « gyro-fréquence », que le calcul montre avoir pour valeur :

$$f_0 = \frac{eH}{2\pi mc}$$

Pour les valeurs normales de θ , m , c et la valeur probable du champ magnétique terrestre H à haute altitude : $H=0,5$ gauss, cette gyro-fréquence est d'environ :

$$f_0 = 1,32 \text{ Mc/s}$$

(longueur d'onde 220 m) ⁽¹⁾.

(1) On peut en trouver une carte dans le *Radio Propagation Handbook*, Washington, 1943 : f_0 varie de 0,7 (équateur) à 1,6 (pôles) Mc/s.

RÔLE DE L'IONOSPHERE

Observations expérimentales

due l'apparition de deux zones de maximum sur les cartes (fig. 7-841-4); elle oblige à partager la surface du Globe en trois zones (ouest W, intermédiaire I, est E) (fig. 7-841-1) pour lesquelles on doit établir des cartes différentes.

Explications théoriques

L'effet de cette courbe des trajectoires électroniques est différent, à son tour, suivant la direction relative des vecteurs P et H.

Pour une propagation P perpendiculaire au champ H, la déviation est dans le plan de la propagation; elle ne détruit pas la symétrie de la propagation, et se contente de modifier l'intensité du courant électronique. On démontre que la diminution apparente de la constante diélectrique est donnée, au lieu de la formule (9) du paragraphe 7-11, par la nouvelle valeur :

$$n' = \left(1 - \frac{Nq^2}{4\pi^2mf(f-f_0)} \right)$$

comme si la fréquence critique (9bis) était remplacée par la valeur corrigée :

$$f_c' = \sqrt{f(f-f_0)}.$$

La réflexion a donc lieu pour une densité électronique N' plus faible, donc plus basse, et continue jusqu'à une fréquence plus élevée.

Le rayon ainsi modifié est appelé « extraordinaire »; il est parfois appréciable sur la couche F, mais pas sur E.

Pour une propagation P parallèle à H, la déviation des électrons est hors de leur plan normal de propagation et les trajectoires deviennent hélicoïdales. On démontre (1) que le champ est divisé en deux composantes, polarisées circulairement et en sens inverse, et dont l'affaiblissement est très différent: de sorte que l'une d'elles est généralement prépondérante et que l'autre passe inaperçue.

Enfin, bien entendu, dans le cas général d'une onde décrivant un trajet oblique avec une polarisation oblique, on observera un mélange de ces divers effets, plus ou moins distincts. En particulier, si le gradient d'ionisation de la couche réfléchissante est élevé, les rayons O et X se réfléchissant sensiblement au même point, resteront comparables et ne seront pas distingués (ils pourront cependant interférer et faire varier l'amplitude des échos, § 7-63). Par contre, si le gradient d'ionisation est faible, les deux rayons seront réfléchis avec une différence de parcours appréciable, et donneront lieu à deux échos distincts.

6. Souvent on n'observe qu'une seule composante (O).

L'absorption est différente pour les deux composantes; on montre on effet que dans

(1) C'est assez naturel si l'on se souvient qu'une onde polarisée rectilignement peut toujours être regardée comme la somme de deux ondes égales, polarisées circulairement en sens inverse. La présence du champ H ne fait qu'introduire entre elles une dissymétrie.

Observations expérimentales

Explications théoriques

7. Quelques auteurs soutiennent, mais c'est discutable, que la propagation des ondes de l'ordre de 220 m est particulièrement défavorisée.

8. Il existe parfois des anomalies : ce n'est pas en deux, mais en trois ou quatre branches que bifurque la couche de sondage.

la formule de la conductibilité σ' , paragraphe 7-54, le terme ω^2 au dénominateur doit être remplacé par $(\omega \pm \omega_g)^2$, en appelant ω_g la pulsation de gyro-fréquence ; le signe + s'applique au rayon ordinaire, le signe - au rayon extraordinaire ; le premier est donc *moins affaibli* que le second et peut pratiquement subsister seul dans certains cas.

L'existence d'une « gyro-fréquence » vers l'onde 200 m justifie éventuellement des bizarreries et mauvaises propagations dans cette gamme.

Des explications (impossibles à résumer ici) ont été proposées par HAUBERT (1) et RYDBECK (2).

7-68. Incidence oblique — Propagation de l'onde réfléchie à grande distance

Tout ceci supposait les postes E, R, voisins, et l'incidence normale ($i_0=0$) sur la couche KH.

Si, au contraire, on suppose maintenant

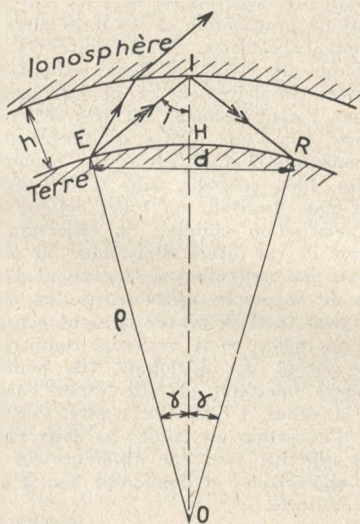


FIG. 7-68-1.
Incidence sur l'ionosphère.

Ceci résulte de la condition de réflexion totale sur la couche ionisée.

On a vu au paragraphe 7-323, éq. (18), que si la fréquence critique à incidence normale est f_c , la fréquence limite de réflexion totale, pour un angle d'incidence i (ou son complément φ) est :

$$f_{d'} = \frac{f_c}{\sin \varphi} = \frac{f_c}{\cos i} = f_c \sec. i \quad (1)$$

(que les Américains appellent « loi de la sécurité »).

Or, dans une radiocommunication à distance d , l'onde atteint l'ionosphère obliquement, avec une incidence i qui croît avec d . La relation est facile à trouver (fig. 7-68-1):

Soit E l'émetteur, R le récepteur, I le point de réflexion sur l'ionosphère, O le centre de la Terre, 2γ l'angle géocentrique EOR, $\theta = \text{IEH}$ l'angle de « départ » du rayon réfléchi au-dessus de l'horizon.

Dans le triangle EIO, la somme des angles vaut π , donc :

$$\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) + i + \gamma = \pi$$

c'est-à-dire :

$$\gamma = \frac{\pi}{2} - \theta - i$$

(1) Note préliminaire 127 du Laboratoire National de Radio-Électricité, 1948.

(2) Onde électrique, février, mars 1951, pp. 70-81 et 153-156. C. R. URSI, Commission mixte de l'ionosphère, 1951, pp. 182-200.

RÔLE DE L'IONOSPHERE

Observations expérimentales

que les postes s'écartent à une distance d (c'est le cas d'une liaison radio-électrique), on observe :

1° D'abord, bien entendu, en ce qui concerne l'onde directe au ras du sol, l'affaiblissement prévu au paragraphe 7-43.

2° D'autre part, un retour de l'onde réfléchi même à des fréquences supérieures à f_c (fréquence maximum critique à incidence normale) et jusqu'à une nouvelle limite maximum f'_d qui croît avec la distance.

Explications théoriques

D'autre part, ρ étant le rayon terrestre :

$$d = \rho \times 2\gamma$$

donc :

$$d = \rho(\pi - 2i - 2\theta). \quad (2)$$

Mais on a encore dans le triangle EIO :

$$\frac{\sin i}{\rho} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)}{\rho + h} = \frac{\cos \theta}{\rho + h}$$

(h étant la hauteur de la couche).

On en tire :

$$\begin{aligned} \cos i &= \sqrt{1 - \frac{\rho^2 \cos^2 \theta}{(\rho + h)^2}} \\ &= \sqrt{\frac{\rho^2 \sin^2 \theta + 2\rho h + h^2}{\rho^2 + 2\rho h + h^2}} \end{aligned}$$

comme $h \ll \rho$ on peut négliger les termes en h^2 et il reste :

$$\cos i = \sqrt{\frac{\rho \sin^2 \theta + 2h}{\rho + 2h}} \quad (3)$$

On voit donc que si on se donne θ , on en tire i d'après (3), puis d'une part d d'après (2), d'autre part $\frac{f'_d}{f_c}$ d'après (1).

Ce calcul n'est d'ailleurs qu'approximatif. Il ne tient compte :

— Ni de l'intersection des rayons incident et réfléchi en un point J (fig. 7-68-2) plus élevé que la couche (ceci du fait que la surface de séparation n'est pas une discontinuité, et que le rayon s'enfonce à une certaine profondeur dans la couche);

— Ni du ralentissement par diminution de la vitesse de groupe dans le trajet incurvé ABMM'CD (1);

— Ni de la courbure même de la surface de la couche;

— Ni du champ magnétique terrestre;

— Ni enfin des observations expérimentales, susceptibles de fournir directement la relation entre la fréquence critique f_c et la fréquence maximum utilisable f'_d .

D'où possibilité d'un grand nombre de corrections et d'améliorations apportées par les spécialistes à grand renfort de calculs et d'hypothèses sur le gradient d'ionisation de la couche KII.

Nous avons porté à titre d'exemple, sur la

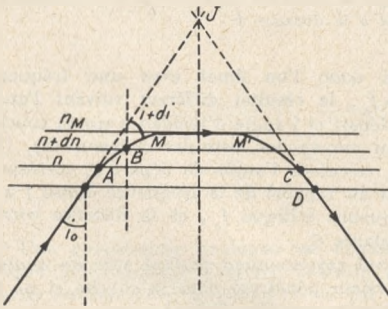


FIG. 7-68-2. — Incidence oblique sur la couche KII.

(1) Il a été démontré que, dans la plupart des cas, le temps mis pour le trajet courbe ABMM'CD... peut être confondu avec le temps qui serait nécessaire pour le trajet triangulaire AJD à vitesse normale. C'est une heureuse simplification (théorème de Martin ou de Breit et Tuve).

Observations expérimentales

Explications théoriques

figure 7-68-3, trois courbes empruntées à des groupes différents de spécialistes (1). Le lecteur jugera ainsi de la précision dans le calcul de f'_d .

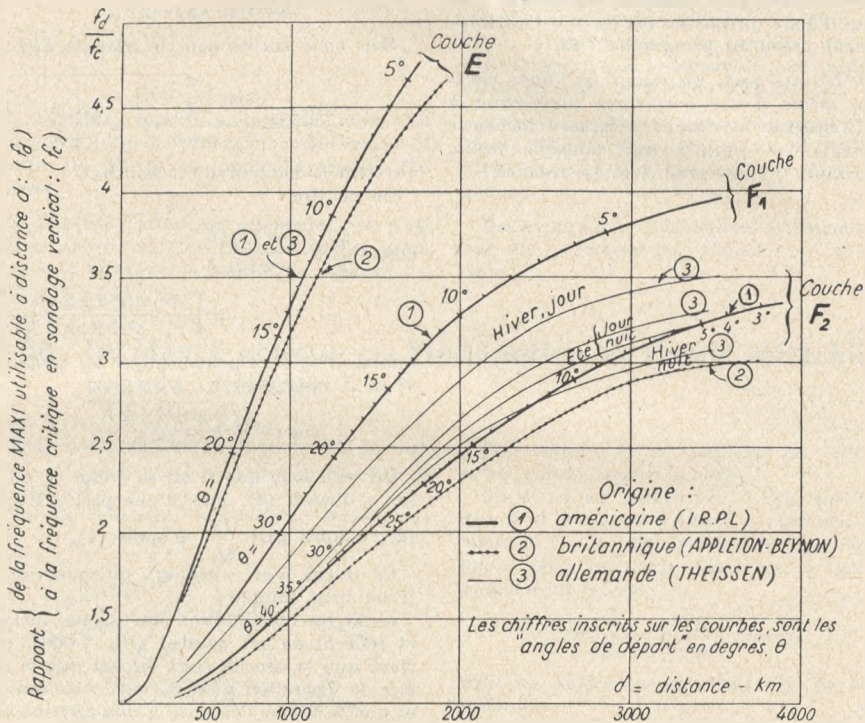


FIG. 7-68-3. — Relation entre la fréquence critique à incidence normale f_c , et la fréquence maximum f'_d utilisable à la distance d .

3° L'existence de « zones de silence » où le rayon de sol est disparu, et où le « rayon réfléchi » (indirect) manque.

Si donc l'on émet avec une fréquence $f > f_c$, le résultat différera suivant l'angle de départ et l'angle d'incidence sur la couche.

Au moyen des formules ci-dessus (1), (2), (3), calculons l'angle de départ θ_0 correspondant au rapport de la fréquence émise f à la fréquence critique f_c , et la distance correspondante d_0 .

Tout rayonnement partant avec un angle θ supérieur pénétrera dans la couche et ne redescendra pas (fig. 7-68-1).

Seuls seront réfléchis les rayons partant avec un angle inférieur $\theta < \theta_0$; ceux-ci re-

(1) Les courbes britanniques sont empruntées à APPLETON, BEYNON, *Proc. Phys. Soc.*, 17 juillet 1940, 52, 4, 292; les courbes américaines au *Radio Propagation Handbook*, de l'I. R. P. L. (Washington, 1943); les courbes allemandes, au rapport de THEISSEN, *Deutsche Luftfahrtforschung*, n° 826.

Observations expérimentales

4° Si l'on émet et reçoit avec des antennes dirigées orientables en hauteur, on trouve que les très grandes portées (de 3 000 à 20 000 km) correspondent à des angles de départ et d'arrivée, de l'ordre de 6 à 20 degrés.

Il peut y avoir plusieurs valeurs distinctes d'arrivée, par exemple 22°, 12°, 7°.

5° Une goniométrie analogue en direction indique généralement l'arrivée correcte des signaux suivant l'arc de grand cercle ER, de jour, à 1° ou 2° près.

Toutefois, il y a des exceptions, surtout pour les trajets partiellement obscurs : tantôt les ondes sont affectées de déviations latérales

(1) Il semble difficile d'admettre que le parcours MM' dans la couche — même en lui attribuant une grande épaisseur — puisse se prolonger pendant des milliers de kilomètres. Cependant, cela a été soutenu par quelques auteurs.

Explications théoriques

descendront à des distances d supérieures à la distance d_0 correspondant à θ_0 .

La distance d_0 (« skip-distance », « distance de saut ») est donc la limite inférieure de portée du rayon indirect.

En deçà, jusqu'aux faibles distances où le rayon direct (§ 7-43) redevient appréciable, il n'y a donc plus rien du tout : « zone de silence ».

D'après les formules (purement géométriques) (2) et (3), la portée augmente quand l'angle de départ θ diminue. Les très grandes portées devraient donc être obtenues pour $\theta=0$, ce qui donne :

$$\left\{ \begin{aligned} (f^{\circ}d)_{\max} &= f_c \sqrt{\frac{\rho+2h}{2h}} \\ d_{\max} &= 2\rho \left[\frac{\pi}{2} - \arccos \sqrt{\frac{2h}{\rho+2h}} \right] \\ &\approx \sqrt{8\rho h} \end{aligned} \right. \quad (e)$$

ce qui correspondrait à des « bonds » de 2 500 à 5 000 km suivant la hauteur h de la couche.

Toutefois, le rayon qui part tangentiellement au sol, le longe sur un trajet relativement grand, au cours duquel il subit une contre-réflexion et une absorption notables (§§ 7-43 - 7-44). Il peut donc être très affaibli, tandis qu'un rayon partant avec un petit angle (θ voisin de 10°) sera plus avantageux à grande distance, par exemple :

1 200 km environ pour $h=120$ km (couche E);
3 000 km environ pour $h=400$ km (couche F).

En fait, les portées réelles sont un peu plus grandes par suite du trajet horizontal dans la couche (MM', fig. 7-68-2) qui peut atteindre plusieurs centaines de kilomètres (1). Quant aux très grandes portées elles s'interprètent en admettant que l'onde effectue plusieurs bonds consécutifs, par exemple trois à cinq pour une liaison transatlantique ; les changements brusques de l'angle d'arrivée signifient un changement du nombre de ces bonds.

Ces déviations proviennent de l'irrégularité de l'ionisation à la surface du globe, conséquence de son illumination par le soleil.

Il est très possible que le trajet le plus court soit affecté d'une absorption excessive, et que les ondes arrivent beaucoup mieux par d'autres, plus longs, y compris l'arc de grand

Observations expérimentales

plus ou moins importantes (atteignant 30° et davantage); tantôt même, le signal paraît provenir d'un émetteur fictif situé à 1 000 ou à 2 000 km de l'émetteur réel, dans l'axe de son faisceau.

Dans quelques cas, le signal est reçu de la direction opposée à l'émetteur.

6° Différentes mesures sur la vitesse des ondes, l'intervalle entre les échos multiples ont été faites.

7° Le rayon indirect réfléchi est généralement affecté de variations d'intensité d'autant plus profondes et plus rapides que l'onde est plus courte.

Explications théoriques

cercle passant par les antipodes (arc « majeur »).

Il est également très vraisemblable qu'une forte diffusion soit produite par les irrégularités de la couche KH (notamment à la limite de la zone éclairée), renvoyant de l'énergie dans toutes les directions et jouant ainsi le rôle d'un « émetteur secondaire », qui peut être goniométré au lieu et place de l'émetteur réel (dirigé) aux stations réceptrices situées en arrière ou sur les côtés (1).

Leurs résultats confirment les hypothèses précédentes sur les échos multiples et réflexions successives en cours de propagation.

L'explication en demeure, comme au paragraphe 7-66, des interférences entre deux rayons réfléchis sur deux points voisins de la couche KH (plus, si les signaux ne sont pas très brefs, des interférences possibles avec le rayon direct).

7-69. Autres phénomènes et irrégularités de l'ionosphère

7-691. Autres « couches » de réflexion possibles — Couche E « sporadique »

On observe parfois des réflexions très intenses sur la couche E, même aux heures de nuit où elle ne devrait pas se manifester.

La fréquence critique de ces réflexions est très élevée : souvent 3 Mc, parfois 7 et jusqu'à 15 Mc. On observe aussi en même temps des échos sur F.

Les réflexions peuvent être localisées par télémétrie et goniométrie à des zones réduites (quelques centaines de mètres).

Ce phénomène est fréquent, en été, aux latitudes moyennes, et dans les régions boréales au moment des aurores.

La variation saisonnière est faible et la variation undécennale semble opposée à celle des autres couches

Cette couche E, à la fois très réfléchissante et perméable, est dite « anormale » ou « sporadique ».

On la suppose formée de « nuages » ioniques, localisés, mais très fortement ionisés,

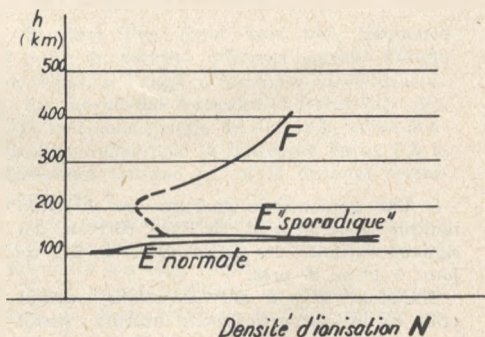


Fig. 7-691-1. — Ionisation avec couche E « sporadique ».

(1) PIERCE, MIMNO, *Phys. Rev.*, 15 janvier 1940. 2-57, 95-105.

RÔLE DE L'IONOSPHERE

Observations expérimentales

Explications théoriques

Des échos parfois diffus (« en buissons ») ont été observés avec des hauteurs virtuelles énormes : 500-700 jusqu'à 3 000 km.

Des échos à faible hauteur : 80-50 et même 10 km (et moins, le record étant de 1,8 km) ont été aussi enregistrés sur ondes de quelques mètres à 200 mètres; mais ils sont faibles (coefficient de réflexion apparent inférieur à 0,01), parfois même contestables.

Leur relation avec les phénomènes météorologiques et notamment les dépressions atmosphériques, est manifeste.

sans doute par l'action des *météorites* qui sont très nombreux à sa hauteur (fig. 7-691-1).

Cette forte ionisation lui fait certainement jouer un rôle important ⁽¹⁾ dans la propagation des ondes décamétriques et métriques (jusqu'à 80 Mc).

Ceci a conduit à envisager une couche G au-dessus de F; mais il faut se souvenir que des hauteurs virtuelles excessives peuvent être facilement déduites d'échos *obliques* ou de *vitesse de groupe anormalement faibles*.

La couche D absorbant vers $h=80$ km a déjà été signalée; son rôle est important en ondes longues.

On a parlé aussi, sans grande conviction, de couches inférieures C, B, A; mais il semble plutôt que l'on rejoigne alors les phénomènes troposphériques du paragraphe 7-5 (il ne s'agit plus d'ionisation, mais de gradient atmosphérique).

7-692. Éruptions solaires — Orages magnétiques — Aurores boréales

On observe assez souvent (1 jour sur 10 à 30) des « orages ionosphériques » de durée très variable (quelques minutes à plusieurs jours pendant lesquels la stratification de l'ionosphère semble profondément perturbée.

Les « couches » sont très mal définies (surtout la couche F); les échos habituels sont remplacés par des « nappes » ou des « buissons » intermittents à des hauteurs quelconques (jusqu'à 800 km).

Ces orages semblent en relation étroite avec les éruptions chromosphériques du Soleil, les aurores boréales et surtout les variations brusques du magnétisme terrestre ⁽²⁾.

On admet depuis longtemps qu'une éruption à la surface du Soleil est accompagnée d'une émission brusque de lumière ultraviolette et de particules matérielles : celles-ci, atteignant notre atmosphère, y produisent des phénomènes lumineux (aurores), une augmentation d'ionisation, donc de conductibilité : d'où à la fois, variations du magnétisme terrestre, de la température de l'ionosphère ⁽²⁾ et des réflexions et absorptions radio-électriques.

Cependant la relation *individuelle* entre éruption et perturbation est incertaine; tantôt elle paraît instantanée, tantôt elle se manifeste avec un retard appréciable.

7-693. « Evanouissements généraux », ou « black-out », ou « Perturbations Ionosphériques à Début Brusque » (P. I. D. B.) ⁽¹⁾

Parmi les conséquences de ces perturbations, il faut mentionner spécialement un phénomène curieux :

Il arrive parfois que toutes les liaisons à

Cet ensemble d'observations impose évidem-

(1) Voir par exemple Doc. 147, 224 au C. G. I. R., Londres, 1953.

(2) LEPECHINSKY, *J. Atm. and Terr. Phys.*, 1951, 1, p. 278.

(3) On trouvera un bon résumé de cette question dans LEPECHINSKY, *Onde Électrique*, mars 1953, pp. 157-164. Voir aussi BURGESS, *Wir. Eng.*, février 1952, pp. 46-50; MINNIS, *Wir. Eng.*, février 1951, pp. 43-51; STETSON, *Sunspots in action*, N. Y., 1947.

(4) Phénomène signalé pour la première fois en 1930 par MÖGEL mais dont l'intérêt n'a été bien compris qu'en 1953 par le Comité français de Radioléographie scientifique puis par DELLINGER en 1937. On l'appelle parfois « effet MÖGEL-DELLINGER » ou « M.-D. ».

Observations expérimentales

grande distance par ondes courtes, sur une certaine partie du globe, sont brusquement interrompues « comme par un coup de couteau », avec une telle brusquerie que les opérateurs de service se croient en présence d'une panne de courant.

Puis l'état normal revient progressivement, en une demi-heure par exemple.

L'étude méthodique a montré :

a) Quo ces disparitions brusques des signaux entraînent aussi celles de tous les échos dans les stations de sondage ; les périodes transitoires du début et de la fin révélant une augmentation énorme de l'ionisation (fig. 7-693-1) et les couches E et F se retrouvant exactement à leur place normale ;

b) Qu'elles affectent simultanément toute la bande des ondes courtes, mais qu'elles n'ont aucun effet en ondes moyennes, et, au contraire, produisent plutôt, en ondes longues, un renforcement des signaux et des parasites atmosphériques (1) ;

Explications théoriques

ment de conclure à une brusque augmentation d'ionisation dans toute l'atmosphère — par accroissement de lumière ultra-violette du Soleil.

Cette augmentation s'étendrait très en dessous de la couche E : il y aurait perturbation complète dans la réflexion des ondes courtes, avec absorption excessive, et, par contre, meilleure réflexion des ondes longues.

A noter cependant que, d'une part, la périodicité de 27 et de 55 jours des taches solaires refuse de se laisser mettre en évidence et que, d'autre part, certains auteurs affirment avoir trouvé, au-dessus de la couche F_2 , non pas une augmentation mais une diminution d'ionisation.

De sorte que ces explications sont encore sans doute incomplètes.

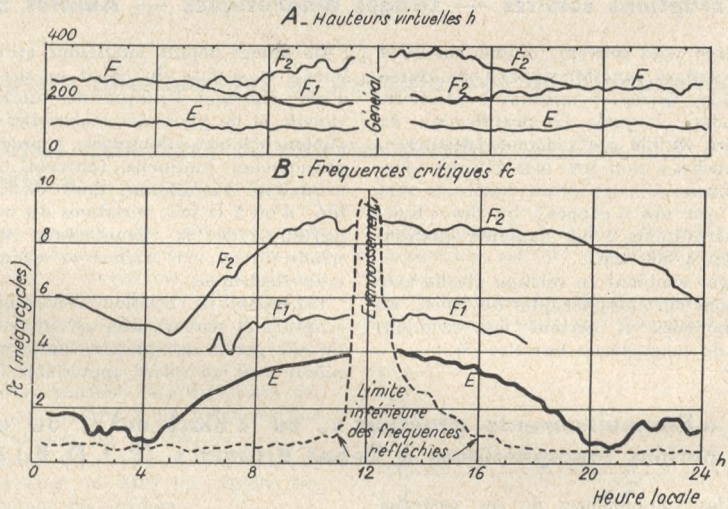
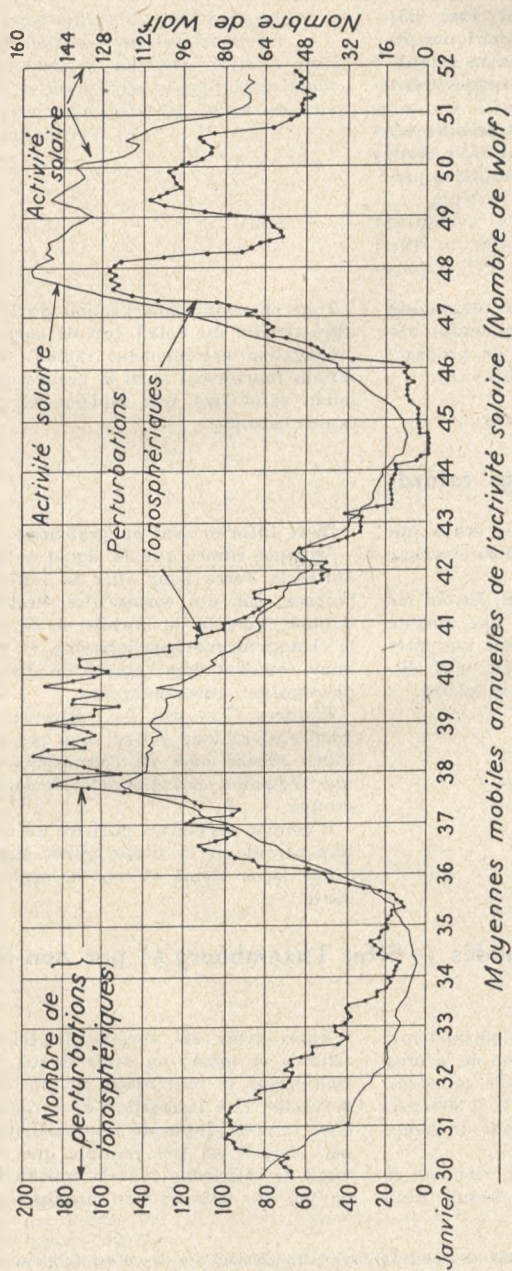


FIG. 7-693-1. — Observations par sondages ionosphériques et perturbations lors d'un « évanouissement général » (BERNES, WELLS, 31 juillet 1937).

c) Qu'elles affectent seulement les liaisons à trajets diurnes et jamais celles effectuées dans l'obscurité ;

d) Que leur nombre est, en moyenne, affecté des variations habituelles saisonnière et undécennale (fig. 7-693-2) ;

(1) Voir par exemple BUREAU, *Onde électrique*, février 1947, pp. 45-56 et Pl. IV.



Remarque. — Les moyennes concernent les 12 mois précédant chaque point (moyennes « glissantes »); la corrélation entre les valeurs mensuelles isolées est beaucoup moins bonne.

Fig. 7-693-2.

Observations expérimentales

Explications théoriques

e) Qu'elles coïncident souvent avec des taches ou des éruptions chromosphériques du Soleil et avec de *petites* variations du magnétisme terrestre (mais non des orages véritables);

f) Qu'il est possible parfois de rétablir les communications interrompues par la perturbation, en élevant la fréquence utilisée, parfois au-dessus de 30 Mc/s.

7-694. Eclipses

Expériences de choix, au cours desquelles on observe invariablement, en quelques minutes, le passage des conditions de propagation « de jour » à celles « de nuit » (1).

Tout en confirmant l'action de la lumière ultra-violette du Soleil (ou de corpuscules à propagation extrêmement rapide) ces observations fournissent aussi la preuve que l'ionisation se dissipe très rapidement quand sa cause disparaît.

7-695. Echos à très longs retards

Autre phénomène bizarre : des échos qui reviennent avec des retards de 10-20 et même 30 secondes.

Exceptionnels sous nos latitudes, ils ont été observés en 1929 au Tonkin par une mission française (Commandant TALON) avec une force et une régularisation incroyables, sauf disparition totale pendant une éclipse solaire.

Deux théories sont en présence :

STORMER admet que le signal a totalement quitté la Terre pour aller se réfléchir dans l'espace, sur des corpuscules électrisés, rassemblés, au-delà de l'orbite de la Lune, par le champ magnétique terrestre, et qui, d'ailleurs, *rendent* déjà compte de divers autres phénomènes astronomiques.

D'autres (VAN DER POL, PEDERSEN, FUCHS) attribuent ce long retard, non pas à un parcours effectif hors de l'atmosphère, mais à une réduction exceptionnelle de la vitesse de groupe.

Il semble cependant curieux qu'une réduction pareille de la vitesse puisse être obtenue d'une façon stable et sans absorption prohibitive.

7-696. Interaction des ondes (« Effet Luxembourg ») par non-linéarité de l'ionosphère

Signalons enfin un dernier phénomène, découvert en 1933-1934 à l'occasion de la mise en service de la station de grande puissance de Radio-Luxembourg (120 kW) (1 300 m); d'autres cas analogues apparaissent de temps en temps.

Les ondes, qui dans leur trajet, viennent se réfléchir sur l'ionosphère au-dessus d'un

Après avoir été surpris de cette « interaction » et même en avoir douté, les radio-techniciens se sont avisés qu'elle était toute naturelle. Une interaction de ce genre est en effet caractéristique de non-linéarité quelque part. Or, il est très possible que le mouvement des électrons dans la couche KII mette en jeu des facteurs non linéaires omis dans

(1) On pourra trouver un résumé des observations faites pendant les dernières éclipses (1949-1952) dans les articles de STERNBERG, *Onde électrique*, juin 1953, pp. 281-283 et août-septembre 1953, pp. 531-532 — ainsi que dans les *C. R. de l'U. R. S. I.*, (Commission mixte de l'ionosphère, 1951, pp. 66-75).

RÔLE DE L'IONOSPHERE

Observations expérimentales

émetteur assez puissant sont influencées et légèrement modulées par cet émetteur.

Dans une série de mesures spéciales, on a trouvé que le brouillage pouvait être important dans un rayon étendu (plusieurs centaines de kilomètres) (1).

Explications théoriques

notre analyse des paragraphes 7-11 et suivants.

— Par exemple l'augmentation du nombre de chocs, par suite de la variation de la vitesse moyenne. D'où distorsion d'une onde intense et perturbation des ondes plus faibles atteignant simultanément la région de réflexion.

Si ce phénomène est vraiment général, et si la puissance des stations de radiodiffusion continue à croître dans l'avenir, il pourrait jouer un rôle néfaste dans leurs brouillages mutuels (2).

(1) Voir par exemple Doc. 19 à la VI^e Commission du C. C. I. R. (Stockholm, 1952) et Doc. 91 au C. C. I. R. de Londres, 1953.

(2) BAYLEY étudiant ce phénomène par le calcul a trouvé qu'une puissance rayonnée verticalement de 500 kW suffirait à produire dans l'ionosphère une luminosité visible et qu'une puissance d'un million de kW donnerait une « aurore artificielle » de luminosité comparable à celle de la pleine lune.

CHAPITRE VII

LES PARASITES

7-71. Généralités

Nous ne pouvons terminer ce chapitre sur la Propagation des Ondes, sans mentionner certains phénomènes perturbateurs qui affectent les radiocommunications, non plus par action directe sur les signaux, mais indirectement en y ajoutant des « parasites ».

Ces phénomènes ont été observés dès les débuts de la « T. S. F. » ; même avec des récepteurs peu sensibles, on était parfois gêné par des « claquements » ou « grincements » manifestement dus aux orages locaux.

Avec les récepteurs à grande amplification, cette gêne augmentait beaucoup et devenait permanente, au point que, sur ondes longues, la portée se trouvait limitée non plus par la valeur absolue du champ, mais par le rapport signal/bruit parasite ; de l'avènement des tubes amplificateurs date, par suite. L'étude méthodique de ces perturbations et des moyens de les réduire.

La généralisation de la radiodiffusion et de son écoute avec des appareils simples dans les centres urbains fit apparaître, vers 1925, une distinction fondamentale dans l'origine des parasites : si certains étaient encore d'origine orageuse — parfois très lointaine, d'ailleurs — et conservaient, pour cette raison, le qualificatif d'« atmosphériques » (ou « naturels »), d'autres, par contre, provenaient manifestement de tous les appareils électriques en usage dans les villes : contacteurs, moteurs, tubes à décharge lumineuse, allumages des moteurs à explosion, etc. ; ceux-ci étaient qualifiés d'« artificiels » ou « industriels », et pouvaient être combattus à leur source même, ce qui posait des problèmes juridiques autant que techniques.

Une nouvelle catégorie de parasites fut enfin découverte vers 1935, lorsque l'on disposa de récepteurs très sensibles sur ondes métriques et décimétriques : les parasites d'origine *extra-terrestre*,

se subdivisant à leur tour en « solaires », c'est-à-dire provenant, à n'en pas douter, de notre Soleil, et « cosmiques » ou « galactiques », provenant d'autres étoiles. Ces émissions par les astres apportaient à l'astronomie des informations nouvelles, complétant de façon parfois très curieuse ce que lui avait appris l'analyse de la lumière visible : d'où création d'une branche spéciale, la « Radio-Astronomie », devenue extrêmement à la mode.

Tous ces parasites ont ceci de commun que ce sont des phénomènes très irréguliers, dont la forme et l'amplitude sont perpétuellement variables, de sorte qu'ils ne peuvent être étudiés théoriquement que par des méthodes statistiques ou « de variables aléatoires ». Leur action sur les circuits des récepteurs est très différente de celle des signaux habituels ; en effet, ils sont très amortis, sans période propre bien nette ; leur « spectre de fréquences » est donc très aplati ; ils mettent donc les résonateurs en vibration « par choc », en y excitant le régime libre transitoire ; ils couvrent donc presque uniformément de larges bandes de fréquence, et la sélectivité habituelle, par réalisation de « bande étroite accordée », ne donne contre eux qu'une protection très faible ⁽¹⁾.

Nous allons indiquer brièvement les caractéristiques essentielles des trois types de « parasites ».

7-72. Parasites artificiels

Nous résumons d'abord ce qu'il faut savoir des parasites artificiels, qui ne sont pas seulement gênants en radiodiffusion, mais dans tout trafic professionnel, dès que l'emplacement de la réception n'est pas librement choisi loin de toute source de perturbations.

Ces parasites ne sont autre chose que les « régimes libres amortis » de tous les circuits ou portions de circuits dans lesquels on produit une variation de courant (interruption, changement de sens, etc.). Tels sont :

— Tous les moteurs à collecteurs, dans lesquels le passage d'une lame sous un balai correspond à l'inversion du courant dans une section de l'enroulement avec plus ou moins d'étincelles de commutation ;

— Tous les *interrupteurs*, contacteurs, commutateurs, relais, ... coupant et rétablissant des courants, surtout dans des circuits à self-induction élevée ;

— Les dispositifs d'*allumage électrique* de moteurs à explo-

⁽¹⁾ Dans les meilleurs cas, la tension induite par les parasites diminue comme la racine carrée de la largeur de bande.

sion où l'on retrouve les éléments d'un petit émetteur à étincelles pour ondes métriques (magnéto haute tension ; éclateur = bougie ; circuit résonateur à faibles self et capacité) ;

— Les *tubes luminescents* à néon, mercure, etc. (enseignes lumineuses, redresseurs, ...) dont le fonctionnement comporte des décharges électroniques plus ou moins régulières ;

— De nombreux *appareils médicaux* (diathermie, rayons X...) réunissant plusieurs des éléments ci-dessus.

L'effet nuisible de ces perturbateurs est généralement très aggravé par le fait qu'il existe une ligne d'alimentation commune (secteur) entre eux et le récepteur, ou que leurs lignes d'alimentation, distinctes, sont fortement couplées (cas d'un tramway à trolley et des lignes d'éclairage de maisons voisines) ; la propagation des parasites se fait sur ces lignes avec un faible amortissement.

L'étude, la recherche et la mesure des parasites artificiels ont évidemment pour principal objet *leur suppression* : soit à la source même, soit en cours de propagation, soit enfin au récepteur.

A la source. — On peut quelquefois faire disparaître la cause des perturbations par un changement de principe de l'appareil : par exemple on remplacera un moteur à collecteur par un moteur asynchrone à cage d'écreuil ; une sonnerie à trembleur par un ronfleur à courant alternatif ; un appareil de diathermie à étincelles par un autre à ondes entretenues (lampes), etc.

On peut aussi quelquefois modifier les constantes électriques du circuit perturbateur de manière à rendre son régime libre moins gênant ; par exemple, en augmentant son amortissement (résistances de l'ordre de 5 000 ohms en série avec les bougies d'allumage) ou en changeant sa fréquence propre ⁽¹⁾ (capacités de l'ordre de 0,1 μ F aux bornes des interrupteurs ou commutateurs).

S'il est impossible de supprimer réellement le parasite, on peut *l'empêcher* de se propager.

A cet effet, on empêchera la propagation directe (par rayonnement) au moyen de blindages métalliques, soit pleins, soit en toile à mailles assez serrées : solution classique pour l'allumage des moteurs d'avion, par exemple, mais qui n'est efficace que moyennant une étanchéité parfaite.

⁽¹⁾ Cet artifice, avantageux pour recevoir dans une bande étroite, est parfois illusoire quand on veut recevoir dans une bande très large, car il ne fait que déplacer le trouble, et le parasite, délogé d'une gamme, se retrouve dans une autre.

La propagation le long de la ligne d'alimentation sera rendue impossible par l'interposition d'un « filtre passe-bas » : self-induction en série, capacités en parallèle. Théoriquement, on doit toujours réaliser n'importe quel degré d'affaiblissement désiré, en augmentant la grandeur des éléments ou le nombre de « cellules » successives. Mais pratiquement, on sera souvent limité par des considérations d'encombrement et de prix (en ce qui concerne la réalisation de self-inductions laissant passer les courants utiles intenses, comme ceux des tramways) ou de sécurité des opérateurs (maximum imposé aux capacités dans les appareils ménagers dépourvus de prise de terre). Cette solution (dont l'efficacité, malgré toutes les promesses, ne peut jamais être formellement garantie) est très répandue et la plupart des « dispositifs antiparasites » vendus dans le commerce sont des combinaisons très simples de ce type.

Ces précautions sont schématisées figure 7-72-1 ; elles peuvent normalement réduire le niveau du brouillage de 40 à 60 dB ; on peut difficilement mieux faire.

Enfin, des mesures raisonnables doivent être prises dans les récepteurs eux-mêmes, pour y réduire le plus possible l'effet des parasites artificiels ; nous les rappelons ci-dessous :

- Découplage maximum possible (30 dB au moins) entre les circuits du récepteur et le secteur d'alimentation (par filtres, blindages, transformateurs à écran, etc.) ;
- Emploi des antennes captant le maximum de signal et le minimum de parasites (antennes *surélevées* et équilibrées, avec descentes blindées ; cadres équilibrés) ;
- Sélection maximum compatible avec la déformation du signal ;
- Adjonction de « limiteurs ».

Il est difficile de préciser le *niveau* des parasites artificiels, qui est évidemment très variable suivant l'emplacement où l'on se trouve.

En principe, il est négligeable à *la campagne* ; mais on devra se souvenir, cependant, que les parasites d'une ligne électrique peuvent être perceptibles à cent mètres ; ceux d'une automobile, d'une motocyclette ou d'un tracteur agricole, à plus d'un kilomètre sur antenne élevée. D'où précautions spéciales pour installer les centres récepteurs professionnels et servitudes créées au voisinage.

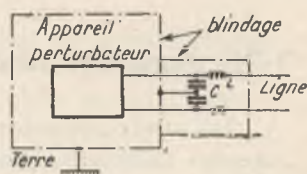


FIG. 7-72-1. — Schéma de protection contre les parasites artificiels.

En ville, le niveau des parasites artificiels est généralement suffisant pour perturber même des signaux relativement forts ; c'est ce qui encourage les services de radiodiffusion à réclamer des champs hors de proportion avec ceux qui seraient utilisables en rase campagne : ordinairement 1 à 10 mV/m. Cet ordre de grandeur, valable en principe pour la radiodiffusion sonore en ondes moyennes, semble à conserver, jusqu'à plus ample informé, pour la télévision en ondes métriques ; car si le niveau moyen des parasites baisse avec la longueur d'onde (probablement de 10 à 15 dB entre 50 et 500 Mc/s, soit 6 m et 0,6 m), par contre la largeur de bande nécessaire est multipliée par environ 300, ce qui amène une augmentation de tension de bruit à hauteur du récepteur, d'environ $\sqrt{300}$, soit 25 dB.

Certains appareils perturbateurs (diathermie, p. ex.) peuvent être encore beaucoup plus gênants ⁽¹⁾.

7-73. Parasites atmosphériques

Les atmosphériques sont plus difficiles encore à étudier que les parasites artificiels, puisque leur source est hors de notre portée et qu'ils sont, *a priori*, soumis à un grand nombre de causes de variation, d'origine géophysique. Leur nature exacte est même insaisissable ; si l'on essaye de les enregistrer en branchant directement une antenne à un oscillographe, on ne décèle que les plus puissants et les plus lents ; on laisse échapper, faute de sensibilité et de vitesse, le plus grand nombre de ceux qui limitent la portée ; on ne con-

(1) Voici une bibliographie de quelques travaux récents sur les parasites artificiels :

- Nouvelle législation française : *J. Officiel*, 26 juin 1951, pp. 6638-6650 et *Toute la Radio*, octobre 1951, pp. 271-274 ;
- Mesures et statistiques britanniques : WHITEHEAD, *J. I. E. E.*, III, décembre 1943, et août 1944, pp. 324-330 ; MAURICE, etc., *Wir. Eng.*, janvier 1950, 27, 316, pp. 2-12 ;
- Parasites dus aux lignes à haute tension : CAHEN, PÉLISSIER, etc., *Bull. Société Française des Electriciens*, décembre 1949, pp. 693-709 et tout le numéro de juillet 1953 ;
- Méthodes et dispositifs généraux d'élimination des parasites industriels : VEYSSIÈRE, *Note technique 1087 du Centre national d'Etudes des Télécommunications*, 1948 ;
- Parasites d'allumage : *Wireless World*, janvier 1949, pp. 31-36 ; août 1949, pp. 251-255 ; avril 1953, pp. 189-190 ;
- Antiparasitage des véhicules automobiles et groupes électrogènes : *Manuel technique des Transmissions* (Guerre), n° 129, 1948 ;
- Conditions générales d'antiparasitage à bord des aéronefs : Direction technique et industrielle de l'Air, doc. 2025 MC, 1^{er} juillet 1949.

naît ceux-là que par leurs effets sur le récepteur, c'est-à-dire à travers des phénomènes complexes de sélection en régime transitoire, et d'amplification, de détection... non linéaires, toujours délicats à interpréter.

Enfin, dans les deux cas, on ne peut analyser que ce qui parvient à nos antennes, après un parcours plus ou moins long, où, par absorption, réflexion, ..., etc., l'amplitude et la forme de la perturbation ont pu changer notablement ; toutes les incertitudes sur la propagation s'ajoutent à celles sur la production.

C'est ce qui explique les obscurités et les contradictions subsistant sur cette question difficile.

On lui a consacré des volumes entiers. Nous en résumons brièvement l'essentiel ⁽¹⁾.

7-731. Forme et durée — « Microstructure »

Comme il a été dit, les *atmosphériques* sont des perturbations de *forme* apériodique ou très fortement amortie : de très nombreux enregistrements oscillographiques ne laissent aucun doute là-dessus (fig. 7-73-1).

La *durée* de ces perturbations est extrêmement variable ; on a pu dire qu'elle était « répartie au hasard » ou que, sur la figure qui les représente (fig. 7-73-1) « l'échelle des temps est indifférente ».

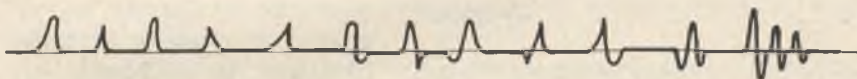


FIG. 7-73-1. — Formes des atmosphériques.

(Nous préférons dire « que toutes les échelles des temps sont également probables ».) Elle couvre à peu près toute l'étendue des « périodes » utilisées en radiotechnique.

Ces diverses formes ont été analysées minutieusement par les spécialistes et rattachées à divers mécanismes possibles de production et de propagation ⁽²⁾.

⁽¹⁾ On pourra consulter les C. R. des assemblées de l'U. R. S. I., ainsi que le résumé donné par RIVAULT, *Onde électrique*, mars 1953, pp. 165-172 ; également la collection des *Notes préliminaires du Laboratoire national de Radio-électricité*.

⁽²⁾ Par exemple RIVAULT, *Notes préliminaires du Laboratoire national de Radio-électricité*, n° 65, 1945 ; n° 32, 1942.

7-732. Amplitude

Les amplitudes individuelles sont également très variables et très difficiles à évaluer.

Une décharge orageuse met en jeu des puissances instantanées colossales ; à faible distance, elle induit certainement dans nos antennes des tensions dépassant de beaucoup toutes celles dues aux signaux (c'est ce qui peut mettre en jeu les phénomènes non linéaires des lampes amplificatrices et justifie les dispositifs « limiteurs »). Mais ces puissances sont exceptionnelles : la « probabilité » de ces amplitudes est faible. Les perturbations provenant de plus loin sont à la fois moins fortes et plus nombreuses. De telle sorte que l'on ne peut définir qu'une « probabilité » pour qu'un tel niveau d'amplitude soit atteint (comme pour un signal variable, § 7-821) ou, corrélativement, qu'un signal de tel niveau soit brouillé par les atmosphériques.

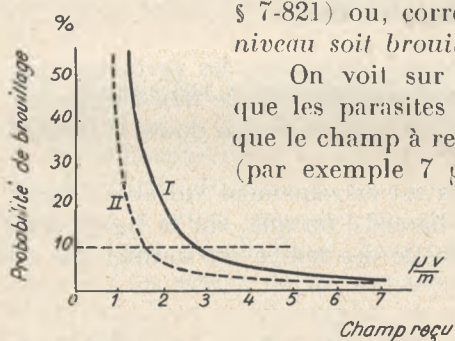


FIG. 7-73-2. — Niveau probable des atmosphériques.

On voit sur un tel graphique (fig. 7-73-2) que les parasites sont rares et peu gênants, tant que le champ à recevoir dépasse un certain niveau (par exemple $7 \mu\text{V/m}$), s'aggravent rapidement quand on arrive aux environs d'un certain champ minimum (2 à $3 \mu\text{V/m}$ dans l'exemple fig. 7-73-2); puis couvrent totalement les signaux et rendent le trafic illusoire ; la différence des niveaux pour lesquels la probabilité de brouillage

passé d'une valeur faible à une valeur inacceptable est ordinairement de 10 à 20 dB ⁽¹⁾.

C'est ce qui explique la difficulté que l'on trouve à comparer entre eux des récepteurs ou des dispositifs antiparasites. Supposons qu'un premier appareil donne, en fonction du champ, la courbe de brouillage I, figure 7-73-2 ; et qu'un autre, plus perfectionné, donne la courbe II. Si le maximum de brouillage admissible est de 10% , les opérateurs trouveront peu de différence entre les deux

⁽¹⁾ Par exemple d'après DE BELLESCIZE (*Les Communications radio-électriques*, 1935, fasc. II, p. 191, fig. 6), la probabilité que le signal domine passe de 10 à 50% pour une augmentation de champ de 25 dB (en ondes courtes); d'après CARBENAY (note *Ac. Sc.*, 11 août 1952) la proportion de fautes passe de 2% à 15% pour une variation de 7 dB du champ parasite (ondes longues).

appareils tant que le champ sera supérieur à 4 ou 5 $\mu\text{V}/\text{m}$; mais le second aura *un avantage très net à la limite de portée*, en permettant de recevoir avec 1,4 $\mu\text{V}/\text{m}$ au lieu de 2,8 (ce qui correspond à un gain en puissance dans le rapport de 1 à 4).

7-733. Localisation

La comparaison d'enregistrements simultanés en plusieurs points ou la goniométrie permettent d'identifier ou de localiser certaines sources d'atmosphériques. On peut ainsi déterminer certaines zones particulièrement perturbées, d'autres calmes ; suivre le déplacement des orages au-dessus des océans ou des déserts, etc.

Pour avoir le champ nécessaire en téléphonie commerciale, multiplier les ordonnées par 7 environ (+15 à +17 dB) ; davantage encore pour la radiodiffusion.

Mais le développement des liaisons mondiales en ondes courtes, notamment pendant la guerre 1939-1945, a beaucoup élargi le problème. Il a fallu évaluer le niveau de bruit dans toutes les régions du globe. On s'est alors aperçu des difficultés suivantes :

a) Le niveau moyen des atmosphériques décroît certainement avec la latitude, en allant des pôles à l'équateur, mais il y a de grosses irrégularités : variations importantes, parfois changeant rapidement, entre emplacements voisins ; différences diurnes et saisonnières ; influence de montagnes, de côtes, etc. ;

b) Le niveau moyen mesuré dépend de la méthode et de l'équipement utilisé.

De telle sorte que les « cartes de niveaux de bruit », improvisées pendant la guerre, se sont révélées assez fantaisistes.

Pour tirer au clair une question aussi complexe, on a donc établi un programme international de longue haleine, comprenant :

a) L'établissement d'un équipement de mesure « normalisé » ⁽¹⁾ : antenne verticale de 6,5 m ; feeder de 50 m ; récepteur à largeur de bande de 10 Kc/s ; générateur étalonné avec manipulateur automatique ; une observation subjective par des opérateurs entraînés permet d'évaluer la f.e.m. dans l'antenne (et par suite le champ) permettant de lire un message Morse à faible vitesse (10 mots/minute) avec 5 % d'erreurs ;

b) L'établissement d'un réseau mondial d'une vingtaine de stations pourvues de ce matériel (se reporter fig. 7-73-4, plus loin).

c) Le choix de fréquences normalisées d'observations : 2,5 ; 5 ;

(1) THOMAS, *J. Inst. El. Eng.*, septembre 1950, III, 97, 329-334.

10 et 20 Mc/s, avec des extensions éventuelles au-dessous de 1 Mc/s ;

d) Le dépouillement des données ainsi recueillies ;

e) Différents perfectionnements, comme la réalisation d'un équipement de mesure objectif et automatique, et la détermination des « paramètres » du champ de bruit qui doivent être mesurés pour permettre de calculer le brouillage sur les divers types de radiocommunication.

Commencé en 1945, ce programme est en cours, mais loin d'être achevé ⁽¹⁾, et les « prédictions » que l'on peut actuellement faire sur les niveaux de bruit sont encore bien incertaines ; « si l'ensemble des courbes fait apparaître une bonne concordance dans de nombreux cas, il révèle, dans d'autres, une divergence pouvant atteindre 40 dB » ⁽²⁾.

7-734. Niveau moyen des atmosphériques

L'étude détaillée, individuelle, et la localisation des atmosphériques, ont un grand intérêt pour les études scientifiques, la physique du Globe, la météorologie, et même la propagation des ondes ; en effet, une fois le niveau des sources connu, ce qu'on observe en divers lieux est fonction de cette propagation ; on peut donc en déduire les variations de celle-ci, en considérant les atmosphériques comme des émissions permanentes et gratuites ; c'est en particulier intéressant pour les fréquences inférieures à 15 Kc/s non utilisées par les stations radio-électriques ⁽³⁾.

Le point de vue des ingénieurs de télécommunications est différent et plus terre à terre ; ils considèrent le bruit atmosphérique comme un phénomène gênant, limitant la sensibilité pratique de leurs récepteurs ; et par conséquent, ils voudraient savoir, à toute heure, en tout lieu et sur toutes fréquences, le niveau moyen de ce bruit, ou — ce qui revient au même pour eux — le niveau minimum de signal dont la réception demeure possible avec une proportion déterminée d'erreurs.

Des observations quelque peu prolongées dans les stations de réception, en y adjoignant des « mesureurs de champ », ont permis depuis longtemps de donner à cette question une première réponse

⁽¹⁾ Voir, par exemple, le *Special Report* n° 26 du Radio Research Board, London, 1953, reproduit dans le doc. 155 au C. C. I. R. de Londres, 1953.

⁽²⁾ Doc. 155, C. C. I. R., Londres 1953, texte français, p. 13.

⁽³⁾ Voir, par exemple, les *Notes préliminaires du Laboratoire national de Radio-électricité*, ainsi que GARDNER, *Phil. Mag.*, décembre 1950, pp. 1259-1269 et BOWE, même revue, février 1951, pp. 121-138, études sur les fréquences de 9, 6, 4 et parfois 2 Kc/s.

LES PARASITES

approximative. En France, par exemple, on a indiqué une décroissance du niveau de bruit comme λ ou $\lambda^{0,8}$, puis des courbes analogues à celles de la figure 7-73-3, montrant une décroissance régu-

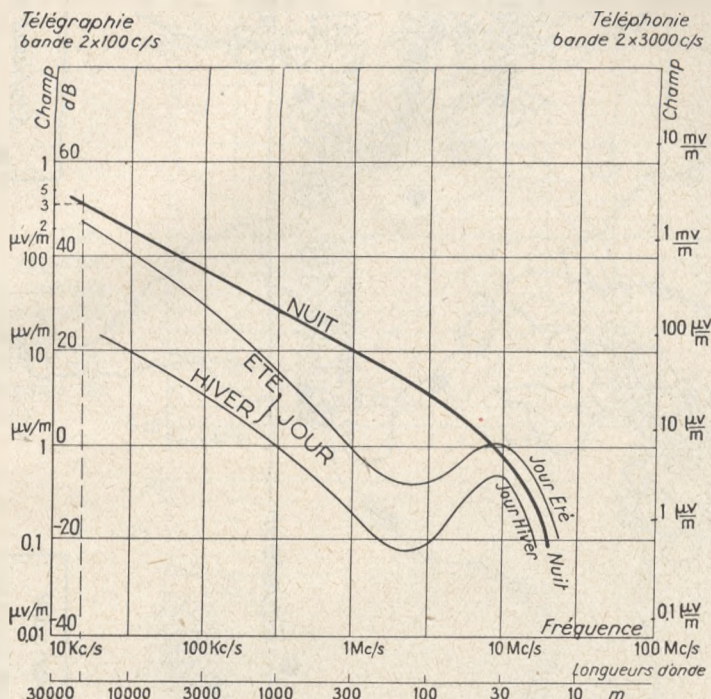


FIG. 7-73-3. — Niveau moyen des atmosphériques aux latitudes tempérées.

lière pour l'ensemble des parasites de nuit (0 h), d'autres, moins régulières, avec minimum vers $f=2$ Mc/s, pour les parasites de jour avec la variation saisonnière.

Les ordonnées de cette figure représentent le champ nécessaire pour un trafic télégraphique (à gauche) et pour la téléphonie commerciale (à droite).

En attendant qu'une « carte officielle » du bruit mondial soit publiée, nous donnons celle établie par le Service de Prévisions Ionosphériques Militaires (S. P. I. M.) français. Dans chaque zone, le bruit est caractérisé (fig. 7-73-4) par trois chiffres, suivant la saison ; deux graphiques auxiliaires (fig. 7-73-5 et 7-73-6), l'un pour le jour, l'autre pour la nuit, donnent ensuite, en fonction de ces chiffres, la correction à appliquer à la valeur de base du champ :

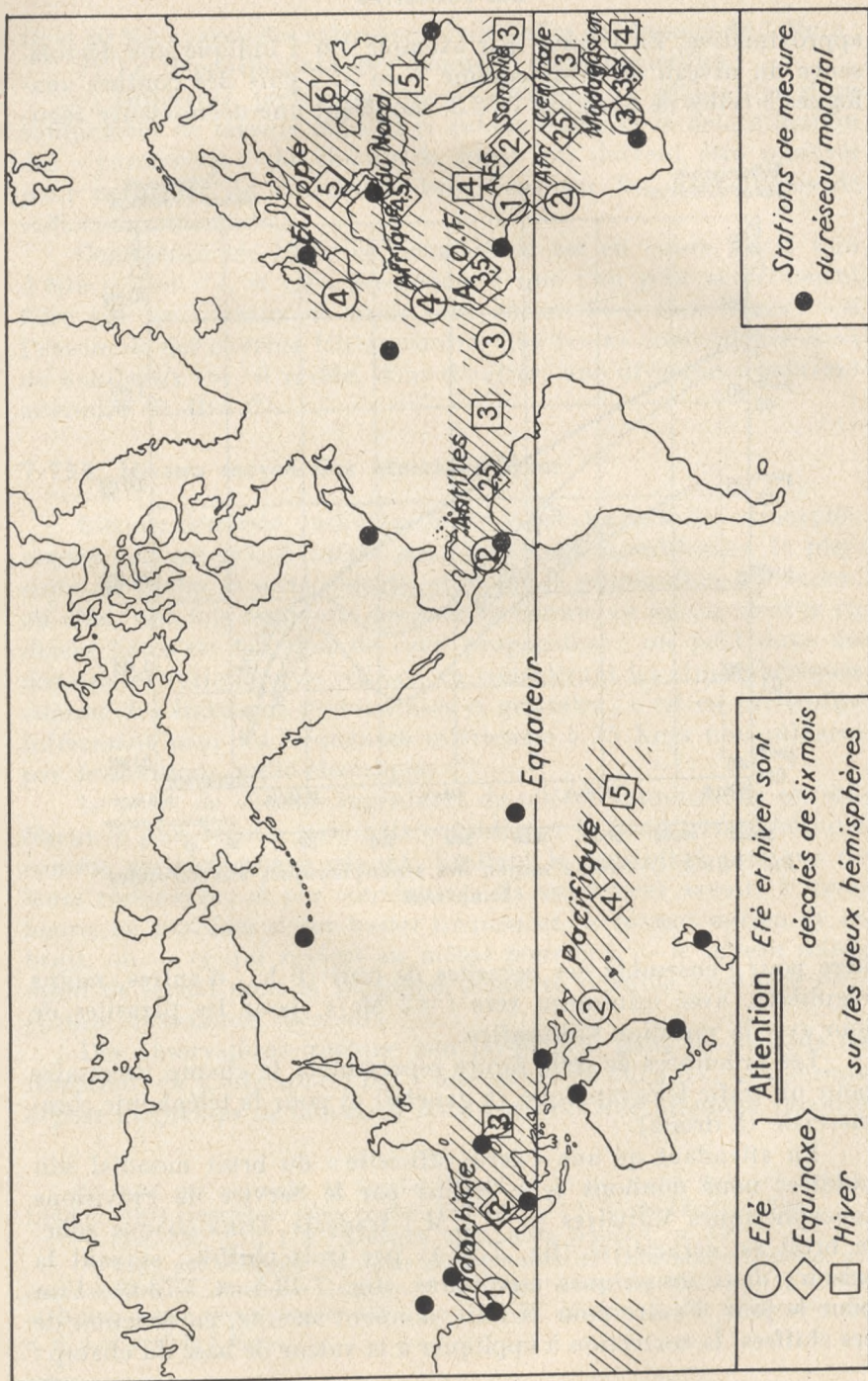


FIG. 7-73-4. — Carte des niveaux de bruit et des stations de mesure.

FIG. 7-73-5. — Correction à apporter pour tenir compte du champ nécessaire à la réception.
Jour. (Chiffre : voir carte des régions de bruits.)

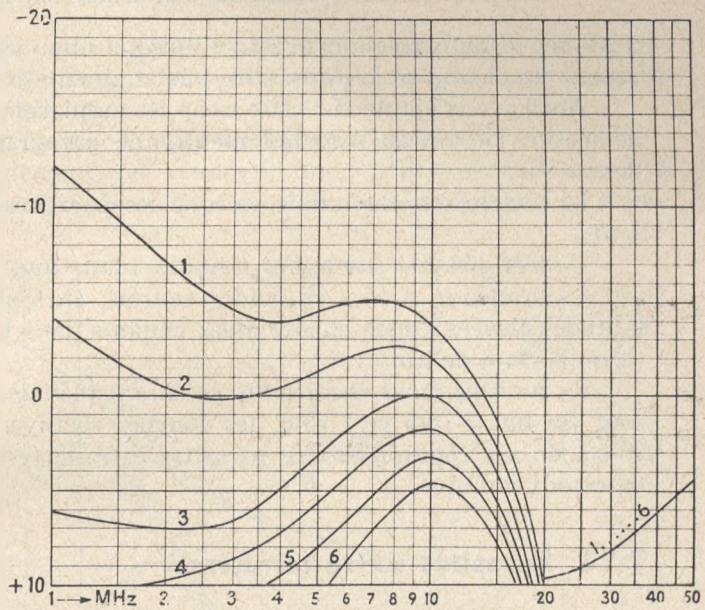
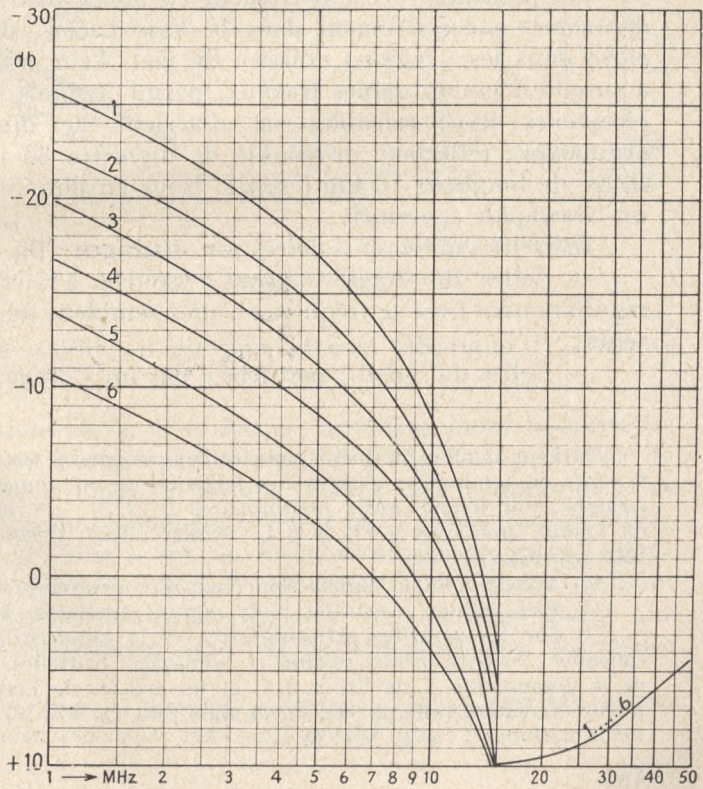


FIG. 7-73-6. — Correction à apporter pour tenir compte du champ nécessaire à la réception.
Nuit. (Chiffre : voir carte des régions de bruits.)



1 $\mu\text{V}/\text{m}$. (Une correction négative indique une « diminution apparente » du champ réel, c'est-à-dire une augmentation des parasites.)

Nous avons ajouté sur cette carte les emplacements des stations de mesure du réseau mondial mentionné paragraphe 7-733, *b* ci-dessus ⁽¹⁾.

La conclusion essentielle est que les parasites atmosphériques sont :

- très gênants sur ondes longues (dans tous les cas);
- beaucoup moins en ondes courtes, surtout le jour et aux latitudes élevées (mais encore assez gênants dans les régions tropicales, surtout de nuit);
- pratiquement inexistants en ondes métriques et inférieures (sur les fig. 7-73-5 et 7-73-6, les courbes relatives aux fréquences 20-50 Mc/s s'appliquent aux parasites extra-terrestres ou au bruit thermodynamique).

7-74. Parasites extra-terrestres

Ces parasites — exclusivement en ondes métriques — ont été découverts successivement dans la Voie Lactée, dans le Soleil et enfin dans les « régions noires » du ciel. Leur intérêt scientifique a suscité d'innombrables travaux, parmi lesquels la réalisation de récepteurs hyper-sensibles, et d'aériens de dimensions extraordinaires : réflecteur orientable de diamètre 80 m ⁽²⁾, interféromètre de longueur 10 km ⁽³⁾, etc. Nous en donnons seulement ici un très rapide aperçu ⁽⁴⁾:

Dans les émissions solaires, on distingue (fig. 7-74-1):

— Celles du Soleil « calme » (courbe 1), croissant presque régulièrement avec la fréquence; elles semblent dues à la couronne seule;

— Celles du Soleil « perturbé » par un « orage de bruit »; pas-

⁽¹⁾ Leur nombre doit être sensiblement augmenté en 1953. Par ailleurs, il y a eu de nombreuses observations temporaires, notamment dans les régions polaires: voir BARRÉ, *Notes préliminaires L. N. R.*, n^{os} 160 et 161; rapport du Comité américain à l'U. R. S. I., Sydney, 1952; GERSON, *P. I. R. E.*, août 1950, pp. 905-916.

⁽²⁾ A Jodrell Bank, Manchester. Voir *Wir. World*, juin 1952, p. 238.

⁽³⁾ Près Sydney, Australie. Voir rapport australien à l'U. R. S. I., 1952.

⁽⁴⁾ Sur les parasites extra-terrestres et la radio-astronomie, on pourra consulter: NICOLET, *Bruits solaires et cosmiques*, Bruxelles, 1949; les rapports de la Commission V de l'U. R. S. I. et les articles de LAFRIEUR, *Onde électrique*, novembre 1949, pp. 402-407 et mars 1953, pp. 173-181; ou encore LOWELL, *Radio Astronomy*, 1952, New-York.

LES PARASITES

sage sur le disque d'une région active entourant une tache importante (courbe 2); ce sont les premières qui ont été observées avec les récepteurs de radar;

— Celles (courbe 3) des «éruptions intenses».

On a également pu observer que, pour ces émissions, et notamment vers 160 Mc/s, la forme du Soleil n'est pas la même

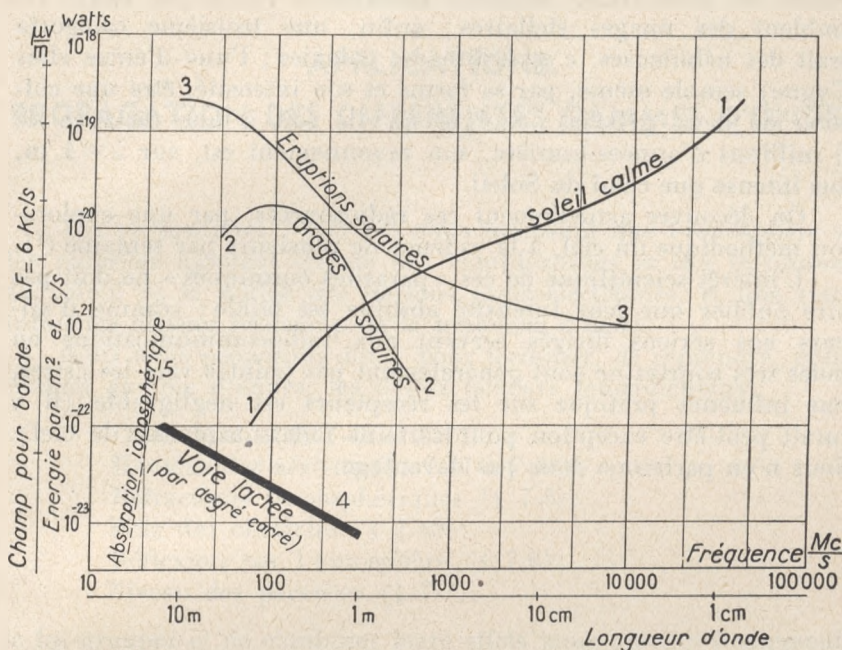


Fig. 7-74-1. — Niveaux des parasites extra-terrestres.

qu'en lumière visible : il est plus gros et elliptique ⁽¹⁾ (rapport des axes 1,5).

Les émissions de la *Voie Lactée*, antérieurement découvertes, sont évidemment beaucoup plus régulières (fig. 7-74-1, courbe 4) et croissent avec la longueur d'onde, jusque vers la limite de 15 m où elles sont vraisemblablement arrêtées par l'absorption ionosphérique (courbe 5). Elles n'ont pas révélé de surprises, jusqu'au jour où le pouvoir séparateur des aériens utilisés s'est trouvé suffisant pour préciser l'astre, source de parasites ; on s'est alors aperçu que ces sources ne coïncidaient que très partiellement avec des étoiles

⁽¹⁾ BLUM, etc., *C. R. Ac. Sc.*, 233, pp. 917-919 ; 234, pp. 1597-1599. KRAUS, KSIASEK, *Electronics*, septembre 1953, pp. 148-152.

ou nébuleuses visibles ; un certain nombre, invisibles, ne se manifestent que par leur rayonnement radio-électrique ; ce sont des « radiosources » ou des « radio-étoiles ». L'une d'elles a pu être identifiée avec une vieille étoile disparue (Supernova de Tycho-Brahé, explosée en 1572) ; d'autres (Cassiopeé) semblent de même nature (masses de gaz en expansion, résidus d'explosions) ; d'autres encore, de plus grand diamètre apparent — ordre du degré — semblent des nuages stellaires ; enfin, une troisième catégorie serait des nébuleuses, c'est-à-dire des galaxies ; l'une d'entre elles (Cygne) semble même, par sa forme et son intensité, être une collision de deux galaxies ; malgré qu'elle soit à une distance de 10 millions d'années-lumière, son rayonnement est, sur $\lambda = 4$ m, plus intense que celui du Soleil.

On découvre actuellement ces radiosources, par une exploration méthodique du ciel, à la cadence de plusieurs par semaine ⁽¹⁾.

L'intérêt scientifique de ces « parasites cosmiques » ne doit pas faire oublier que leur intensité absolue est faible ; comme d'ailleurs nos aériens dirigés servant aux radiocommunications en ondes très courtes ne sont généralement pas pointés vers les astres, leur influence pratique sur les récepteurs est négligeable (il y aurait peut-être exception pour certains radars explorant le ciel). Nous n'en parlerons donc pas davantage.

(1) En août 1954, le total était de 1 750.

CHAPITRE VIII

APPLICATIONS.

PROPAGATION DES DIFFERENTES GAMMES D'ONDES

Les paragraphes 7-6 et 7-7 nous montrent que l'ionosphère et les parasites ajoutent encore des complications et des inconnues au calcul de la portée des liaisons radio-électriques, et que cette influence dépend beaucoup de la longueur d'onde.

Nous nous proposons donc, pour terminer, de reprendre, *pour chaque gamme d'ondes*, les divers facteurs fondamentaux :

- Onde de sol (§§ 7-42 et 7-43);
- Hauteur des aériens (§§ 7-41 à 7-44);
- Réfractions troposphériques (§ 7-5);
- Rôle des obstacles (§ 7-48);
- Réflexion par l'ionosphère (§ 7-6);
- Niveau des parasites (§ 7-7);

de les grouper et de combiner leurs effets pour obtenir finalement les lois et règles de la propagation.

Tel est l'objet des derniers paragraphes ci-après.

Pour abrégé le langage nous appellerons :

- *Petites* portées, celles de l'ordre de 10 à 100 km environ;
- *Moyennes* portées, celles de l'ordre de 100 à 1 000 km environ ;
- *Grandes* portées, celles de l'ordre de 1 000 à 3 000 km environ ;
- *Très grandes* portées, celles au-dessus de 5 000 km.

7-81. Propagation des ondes très longues (kilométriques)

7-811. Calcul du champ — Formules de Austin-Cohen, Zinke, etc.

Les ondes de longueur supérieure à 2 000 m environ sont caractérisées par *la bonne propagation du rayon direct* et son indé-

pendance vis-à-vis de la nature du terrain, des reliefs, obstacles, etc. Cela leur confère une régularité et une sécurité incomparables.

Le rayon indirect sera certainement toujours renvoyé par la couche D (de jour) ou E (de nuit), donc à des altitudes presque constantes ; il sera donc relativement stable. Mais il subira une absorption importante, surtout de jour.

Par suite, le champ total résultant sera :

— *Aux petites distances*, pratiquement le champ direct (alors diminuant comme $\frac{1}{d}$).

— *Aux moyennes distances*, la somme des deux rayons, du même ordre et présentant des variations de grandeur et de phase *relativement stables* ; sa valeur différera donc de celle du rayon direct par une oscillation régulière, à variation diurne et saisonnière ⁽¹⁾.

— *Aux grandes distances* (les plus intéressantes), le champ indirect, renvoyé une ou plusieurs fois entre la terre et la couche D ou E, sera prépondérant. Il subira des variations plus importantes, où l'on pourra déceler les influences saisonnières, cycliques, les perturbations solaires, etc. ; cependant, grâce à la fixité relative de la couche E, on pourra l'évaluer, en moyenne, avec une certaine précision.

Une formule semi-empirique, du type exponentiel :

$$E = \frac{120 \pi h(m) I(\text{amp})}{\lambda(\text{km}) d(\text{km})} \times e^{-\left(\frac{\alpha d(\text{km})}{\lambda^x(\text{km})}\right)} \quad (1)$$

microvolts
par mètre

apparaît assez satisfaisante. Les travaux de AUSTIN et COHEN l'ont confirmé et ont permis de fixer les coefficients expérimentaux :

$$\begin{cases} \alpha = 0,0014 \\ x = 0,6 \end{cases}$$

traduits par le graphique, figure 7-81-1 ; cette courbe se raccorde assez bien à celle de l'onde de sol, pour être valable de jour jusque vers 10 000 km.

D'après une statistique récente ⁽²⁾ le champ ne descendrait

⁽¹⁾ Cette oscillation peut être appréciable, bien que rarement prise en considération parce qu'on s'intéresse peu aux ondes très longues à moyenne distance. Elle peut servir à calculer la hauteur de la couche réfléchissante (D ou E) ; nous l'avons fait en 1933 en utilisant les mesures, effectuées à Alger et Casablanca, du champ d'un émetteur de Toulon.

Voir aussi BOUVIER, *Bulletin S. F. R.*, 1^{er} trimestre 1939, 13, pp. 1-9 ; BRACEWELL, etc., *Pr. Inst. El. Eng.*, juillet 1952, III, pp. 217-221 et 226-228.

⁽²⁾ ADAM, COLLIN, *Electrical Communication*, 1946, 23, 2.

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

jamais au-dessous du tiers de cette valeur ; par contre, le champ de nuit est souvent plus fort, par suite d'une moindre absorption (maximum 3 à 4 fois). (Il est naturel que les constantes du sol aient disparu de cette formule, puisque leur influence est faible sur le rayon direct aux distances faibles et moyennes et que, pour les distances supérieures, la formule représente le rayon indirect.)

Cette formule, bien que classique et officielle, ne doit pas être regardée comme définitive. D'autres valeurs de α (par exemple 0,0015) et de x (par exemple 0,5) ont été souvent adoptées.

Mais surtout, cette formule se révèle pessimiste aux distances

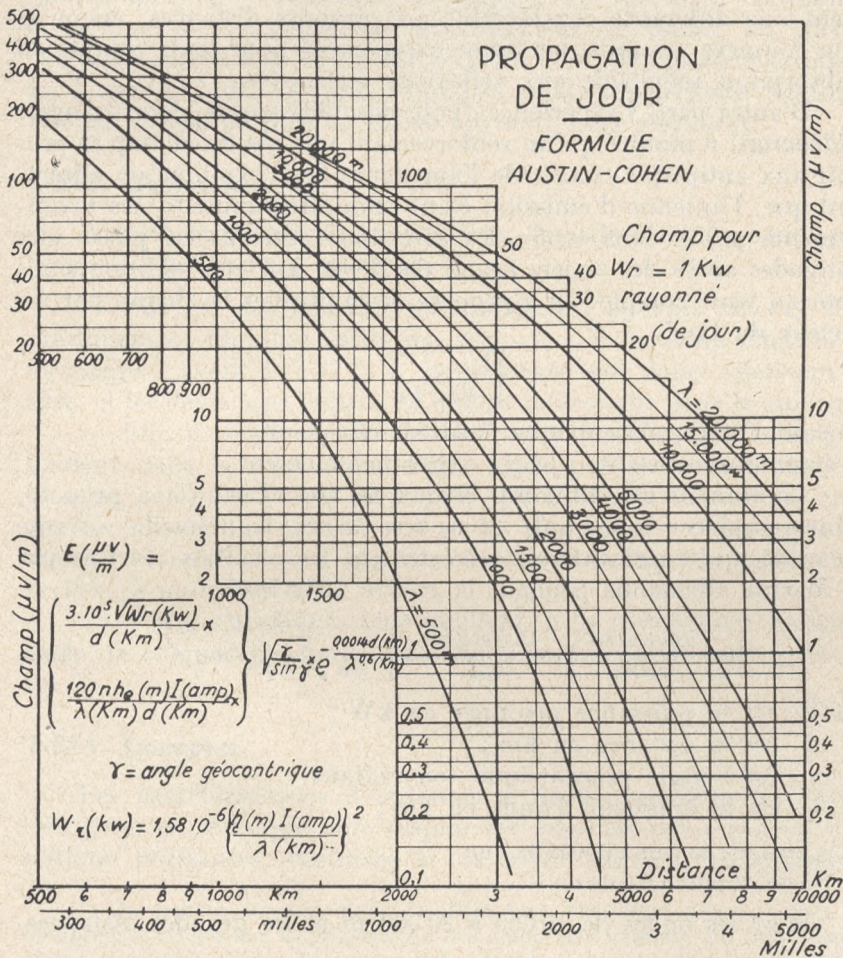


FIG. 7-81-1.

de 10 000 km et au-dessus ; les champs mesurés sont alors toujours supérieurs aux champs calculés.

Ceci paraît tout naturel depuis que la théorie des « guides » et celle des « conduits troposphériques » (§ 7-52) ont familiarisé les techniciens avec l'idée que les ondes peuvent se propager, avec un affaiblissement très faible, par réflexions successives entre deux couches conductrices : il suffit d'admettre que les ondes très longues se propagent de cette façon entre deux sphères concentriques, la Terre et la couche D (ou E). On trouve alors que l'affaiblissement n'est plus en $\frac{1}{d}$, mais en $\frac{1}{\sqrt{d}}$, ce qui fait naturellement une différence considérable aux grandes distances, même si l'on conserve, en plus, un terme exponentiel pour tenir compte de l'absorption inévitable aux réflexions successives.

D'autre part, l'expérience (faite dès 1923 par le sloop français *Aldébaran*) a montré qu'un renforcement très net du champ se produit aux antipodes exactes de l'émetteur. On l'explique en admettant que, l'antenne d'émission étant omnidirectionnelle, les rayonnements partis dans toutes les directions arrivent en phase aux antipodes après des trajets égaux de 20 000 km et s'additionnent ; pour en tenir compte, on a proposé de multiplier le champ par un facteur du type :

$$\sqrt{\frac{\gamma}{\sin \gamma + \varepsilon}}$$

γ étant l'angle géocentrique émetteur-récepteur ;

ε étant une constante ajustée expérimentalement.

Combinant ces différents points de vue, ZINKE ⁽¹⁾ a proposé, pour remplacer la formule de AUSTIN-COHEN, la nouvelle variante suivante, qui représenterait correctement les résultats obtenus par la Marine allemande pendant la guerre 1939-1944 :

$$E \left(\frac{\text{microvolts}}{\text{mètre}} \right) = \frac{15.000 \sqrt{W}}{\sqrt{d}} \times \sqrt{\frac{\gamma}{\sin \gamma + 0,008}} \times e^{-\frac{\alpha d}{\lambda^2}} \quad (1bis)$$

où W est la puissance rayonnée en kW ;

d est la distance en km ;

γ est l'angle géocentrique (en radians) ;

λ est la longueur d'onde en km ;

{ $\alpha=0,003$ de jour à 0,0005 de nuit

{ $\alpha=1$ de jour à 0,5 de nuit

Pour les ondes de 10 000 à 20 000 m et les grandes distances,

(¹) ZINKE, *Frequenz*, octobre 1947, pp. 16-23.

cette formule donne des valeurs de champ très supérieures à celle de AUSTIN (1), parfois même au « champ libre » E_0 , donc probablement optimistes.

7-812. Atmosphériques

Mais la valeur absolue du champ n'est pas tout.

Pour de telles ondes, la limite est donnée par le rapport signal/parasites, car *les atmosphériques sont importants*. Suivant le temps et le lieu, des *champs minimum* de 30 à 300 $\mu\text{V/m}$ sont nécessaires en télégraphie; l'application de la formule (1) montre qu'avec les puissances d'émission pratiquement réalisables, et le mauvais rendement des antennes sur ces ondes, les portées correspondantes sont de l'ordre de 5 000 à 10 000 km au maximum. La formule (1bis) est plus optimiste, mais l'expérience confirme que les portées de plus de 10 000 km sont assez aléatoires.

7-813. Obstacles

A cette régularité de propagation, la gamme des « ondes très longues » ajoute deux avantages :

— Elle est peu sensible aux obstacles, puisque ceux-ci sont pratiquement toujours petits par rapport à λ (sauf les chaînes de montagne) (voir § 7-47); la goniométrie est donc relativement sûre, et les déviations faibles, ce qui est intéressant pour le guidage ;

— Elle est seule capable de pénétrer à quelques mètres de profondeur dans la mer, donc d'être reçue par les sous-marins en plongée ; c'est la raison principale qui a fait maintenir ou construire des stations puissantes à ondes très longues depuis que les ondes très courtes sont capables d'assurer toutes les liaisons en surface, à moindres frais.

Tout ceci s'applique, bien entendu, à la polarisation *verticale* seule, la composante horizontale étant *pratiquement nulle* près du sol (1).

7-814. Exemples

Les caractéristiques d'émission et de propagation des ondes très longues, font que leur emploi est manifestement réservé aux stations puissantes, destinées à un trafic lointain. Le problème

(1) On pourra trouver, dans la littérature technique d'avant 1934, de nombreuses études sur la propagation des ondes très longues. Un bon résumé récent a été donné par TREMELLEN dans *Marconi Review*, 4^e trimestre 1950, pp. 153-167.

essentiel, que les radiotechniciens se flattaient, vers 1920-1925, d'arriver à résoudre, était de déterminer la puissance nécessaire et la longueur d'onde optimum pour couvrir une portée donnée : soit, par exemple, 3 000 et 5 000 km. Si l'on utilise la formule de AUSTIN-COHEN (fig. 7-81-1) on trouve immédiatement les valeurs suivantes du champ (par kW rayonné) :

Longueur d'onde		5 000 m	10 000 m	20 000 m
Champ en $\mu\text{V/m}$ à distance	3 000 km	20	35	50
	5 000 km	4	10	20
Mais si l'on prend, sur la figure 3, § 7.73, le niveau des parasites atmosphériques, on trouve à ces mêmes longueurs d'onde :				
Champ des bruits $\mu\text{V/m}$	Nuit	110	200	300
	Jour { été	50	120	250
		hiver	5	10

Il s'agit uniquement de trafic télégraphique.

On voit que pour un service transatlantique, $d=5\,000$ km, une puissance rayonnée de 1 kW assurerait à peine le service de jour en hiver. Une puissance rayonnée de 100 kW (correspondant, vu le mauvais rendement des antennes à ondes très longues, à une puissance beaucoup supérieure pour l'émetteur lui-même, 200 ou 300 kW) serait encore parfois insuffisante. Quant au choix de la longueur d'onde, il est incertain, les parasites croissant à peu près dans la même proportion que le champ du signal, quand la longueur d'onde augmente.

En fait, la situation est meilleure, parce que d'une part, comme il a été dit, le champ déduit de la formule de AUSTIN-COHEN est nettement dépassé la nuit : on a souvent 3 à 4 fois plus. Donc, à ce moment, pour un poste de 100 kW, il dépasse nettement le bruit atmosphérique. D'autre part, l'emploi d'aériens dirigés (cadres, antennes ondulatoires BEVERAGE) améliore le rapport signal/bruit. Mais enfin, la marge n'est pas considérable, et le service peut avoir des interruptions. Une transmission téléphonique, exigeant un niveau de signal environ 6 fois supérieur, apparaît impossible.

C'est bien ce que l'expérience confirme : tous les grands postes de télégraphie transatlantique ont en effet fonctionné avec des puissances de cet ordre, et un trafic parfois difficile à certaines heures. Quant à la longueur d'onde, après l'avoir poussée à 23 000 m, on

est redescendu vers 15 000. Pour la première radiotéléphonie trans-atlantique, on l'a même baissée à 5 000 m environ ; mais, malgré tous les artifices et notamment la « bande latérale unique », les résultats ont été insuffisants tant que les stations de réception sont demeurées dans la zone de latitude où les niveaux de parasites étaient bien ceux du tableau. Il a fallu les transporter à plusieurs centaines de kilomètres plus au nord, pour récupérer les décibels nécessaires au rapport signal/bruit satisfaisant pendant les heures commercialement intéressantes de la journée.

(Il ne faut d'ailleurs pas s'illusionner sur le mérite de cette vérification ; car d'abord ce sont ces mêmes résultats d'exploitation qui ont servi à déterminer les formules de AUSTIN-COHEN et celles des niveaux de bruit ; en les recomposant, on ne doit donc pas trouver de désaccord, tandis que la moindre incertitude sur la formule de propagation conduirait à des puissances fantaisistes.)

Pour une portée de 3 000 km, correspondant aux plus longues portées de guidage pour un navire ou un avion au milieu de l'océan, la situation est un peu meilleure encore. De plus, la vitesse de manipulation des signaux de guidage (simple identification) pouvant être réduite, la largeur de bande du récepteur peut être diminuée en proportion, par exemple jusqu'à 20 c/s, ce qui confère un nouveau gain d'une dizaine de décibels. Dans ces conditions un émetteur d'une dizaine de kilowatts rayonnés doit assurer une très bonne sécurité ⁽¹⁾.

7-82. Propagation des ondes longues et moyennes (2 000-200 m)

7-821. Le champ et ses variations — Dispersion

Les principes généraux sont les mêmes, mais au fur et à mesure que la longueur d'onde diminue :

— La portée du *rayon direct* (onde de sol) diminue, et beaucoup plus vite sur terre que sur mer ;

— Le *rayon indirect*, réfléchi par la couche E ⁽²⁾, devient plus variable en amplitude et en phase ; l'absorption à la traversée de la couche D diminue beaucoup la nuit.

⁽¹⁾ ADAM, COLLIN, *Electr. Comm.*, 1946, 23, 2.

⁽²⁾ De ce que la couche E ne donne plus d'échos sur ondes courtes en sondage vertical, il ne faut pas conclure que sa densité électronique est nulle ; elle reste assez appréciable pour renvoyer les ondes moyennes et longues à incidence oblique.

De sorte que l'influence du rayon indirect devient plus importante et plus irrégulière.

On peut résumer comme il suit les conclusions :

L'onde directe est prépondérante en été, vers midi, tant que sa valeur dépasse 10 $\mu\text{V}/\text{m}$ pour 1 kW rayonné. On peut alors calculer le champ par les graphiques du paragraphe 7-432. Ces courbes avaient d'abord été données pour le champ « de jour » ; mais on voit combien il faut donner à ce « jour » un sens restreint ; il ne fait « radio-électriquement jour » qu'en été, à midi.

Dans tous les autres cas, le rayon indirect est appréciable et même vite prépondérant. Il est d'ailleurs *d'autant plus instable* que la longueur d'onde décroît, parce que les irrégularités de la couche réfléchissante amènent des interférences plus rapides entre ses composantes (et le rayon direct, s'il en reste) ⁽²⁾. On ne peut donc pas lui définir *une valeur* ; il faut (comme pour les parasites) se contenter d'informations statistiques en donnant la probabilité qu'il atteigne certains niveaux.

Si l'on dépouille les nombreux enregistrements de champ qui ont été faits un peu partout, et si l'on porte (fig. 7-82-1) en ordonnées, à l'échelle logarithmique, les valeurs du champ, en abscisses

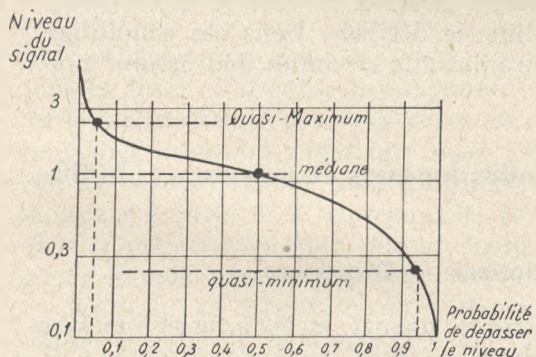


FIG. 7-82-1. — Variations du signal « de nuit ».
Courbe de probabilité.

les fractions du temps pendant lesquelles la valeur est dépassée (c'est-à-dire la probabilité que l'ordonnée soit dépassée), on obtient toujours une courbe ayant l'allure de la figure 7-82-1 et sur laquelle on peut noter 3 points remarquables :

— Valeur Quasi Maximum (Q. M.) qui n'est dépassée que pendant une faible fraction du temps, par exemple

5 % ; ce serait la valeur à prendre en considération pour limite d'un brouillage que l'on accepterait pendant cette fraction ;

— Valeur médiane, dépassée pendant 50 % du temps ;

— Valeur quasi minimum (q. m.), dépassée pendant 95 %

(1) Ce sont ces variations « évanouissement, fading » que l'on cherche à faire disparaître en supprimant le rayonnement d'espace, par le moyen d'antennes d'émission à champ « rabattu » (antennes antifading)

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

du temps : c'est l'ordre de grandeur de ce qu'il faut exiger d'un signal pour obtenir un service généralement acceptable (mais on pourrait parfois prendre 70, 80, 98 ou même 99,9 % du temps).

Il est important de préciser le plus possible la loi de variation de la figure 7-82-1, afin de connaître les rapports des valeurs Q. M., médiane et q. m., et éventuellement d'autres valeurs ; cela permet

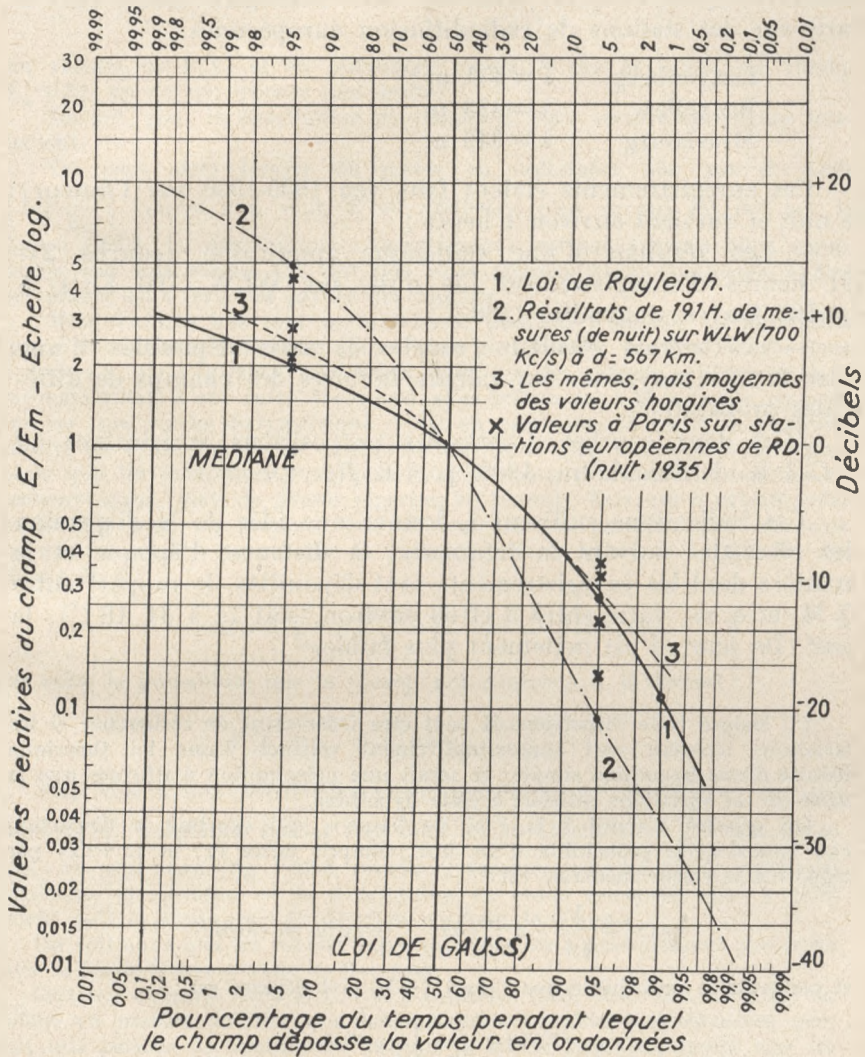


FIG. 7-82-2.

de déterminer les « marges de sécurité » à prendre contre ces variations dans tous les calculs de champs de rapports signal/bruit et de brouillages ; cela permet aussi de prévoir l'efficacité de certains dispositifs correcteurs (régulateurs automatiques de gain, récepteurs « diversité », etc.).

A titre d'exemple, sont portés sur la figure 7-82-2 :

— Un certain nombre de points (croix), correspondant à des valeurs de Q. M. et q. m. observées lors d'enregistrements faits à Paris sur des stations de radiodiffusion européennes :

Langenberg	$\lambda = 455$ m ;
Bruxelles	$\lambda = 483$ m ;
Strasbourg	$\lambda = 349$ m.

Ces enregistrements étaient faits (en 1935-1936 par l'auteur) de nuit et duraient environ 1 heure ;

— Les résultats d'une statistique américaine (courbe 2) : 191 heures d'enregistrement (de nuit) sur WLW (700 Kc/s) à $d = 567$ km en septembre 1938 ;

— Les mêmes résultats (courbe 3) mais dépouillés d'une autre façon : moyennes des valeurs horaires des champs de différentes probabilités.

(Ces deux courbes d'après les propositions américaines au C. C. I. R. de Stockholm, 1948, p. 346, fig. 4.)

Ces indications suffisent à donner une idée de la dispersion des résultats : suivant la fréquence, la distance, l'époque et la manière dont les enregistrements sont dépouillés, le rapport entre Q. M. et q. m. varie entre 5 et 50 environ, soit 14 à 34 dB ⁽¹⁾, la nuit. De jour, il est nettement plus faible.

⁽¹⁾ Malgré cette dispersion, il peut être intéressant de rechercher si les variations trouvées sont approximativement voisines d'une loi théorique déduite d'une hypothèse simple ; ce serait une présomption d'affirmer que la cause de ces variations satisfait à cette hypothèse.

On pensera d'abord à la « loi de Gauss », qui exprime la dispersion « au hasard » ; la probabilité d'un écart compris entre (x) et $(x + dx)$ par rapport à la valeur médiane, est :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-x^2} \cdot dx \quad (\text{courbe en cloche})$$

et par suite la probabilité que l'écart $(+X)$ soit dépassé est :

$$P(X) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_X^{\infty} e^{-x^2} dx.$$

Pour savoir si une dispersion suit cette loi, on peut porter en abscisses

On peut en déduire l'ordre de grandeur de la « *marge de sécurité* » qu'il convient de prendre contre ces variations, si l'on calcule la protection d'un signal contre un brouilleur en se servant des valeurs « médianes horaires ». Le tableau suivant résume (d'après C. C. I. R., Londres, 1953, doc. 679) les valeurs de cette « *marge de sécurité* » pour les principaux types de trafic et la probabilité estimée pour que cette marge soit suffisante :

les valeurs de $P(X)$ et en ordonnées l'écart X (ou la valeur du champ $E_m + X$): on devrait trouver une droite.

En fait, pour la distribution du champ E , cette vérification échoue totalement.

On peut alors essayer de porter en ordonnées non pas E , mais $\left(\log \frac{E}{E_m}\right)$ (ou si l'on veut, E en *décibels*); c'est ce qui est fait sur la figure 7-82-2. La distribution « *logarithmique normale* » serait alors représentée par une droite. On voit que cette approximation commence à être acceptable dans certaines parties des courbes.

Mais d'autres lois sont naturellement possibles; on sait en particulier que si deux causes différentes agissent, on peut trouver une courbe avec deux « cloches »; ou s'il existe une raison pour que les valeurs supérieures à la normale soient d'une autre durée que celles inférieures à la normale, on peut trouver une courbe dissymétrique; c'est en particulier le cas si la variation résulte de l'interférence de deux vecteurs égaux (les minimums sont plus brefs que les maximums) ou, plus généralement, d'un certain nombre de vecteurs égaux, mais de phases réparties au hasard; RAYLEIGH a calculé cette probabilité pour un nombre élevé de vecteurs (en pratique, plus de trois ou quatre), et il a trouvé que la probabilité de la valeur E à $(E + dE)$ du champ était :

$$p(E) = \left[\frac{E}{E_m} e^{-0,693 \left(\frac{E}{E_m}\right)^2} d \left(\frac{E}{E_m}\right) \right] \times 1,386$$

par suite la probabilité que le champ soit supérieur à E devient :

$$P(E) = \int_E^\infty p(E) dE = e^{-0,693 \left(\frac{E}{E_m}\right)^2}$$

Pour voir si une distribution expérimentale est de cette forme, on peut employer un graphique spécial avec cette loi en abscisses, et $\frac{E}{E_m}$ en ordonnées; on peut aussi (fig. 7-82-2, courbe 1) reporter cette loi sur le graphique précédent, et examiner si la distribution en étude ressemble plus à cette courbe qu'à la droite de « *distribution normale de GAUSS* ».

On voit alors que les valeurs expérimentales sont généralement comprises entre la loi de GAUSS et celle de RAYLEIGH.

Certains auteurs (voir C. C. I. R., Londres, 1953, doc. 443, U. S. A.) se croient en mesure de dire que les variations « rapides » (c'est-à-dire pendant une période de 5 minutes) suivent la loi de RAYLEIGH, tandis que les variations « de courte durée » (c'est-à-dire de 15 à 60 minutes) suivent la loi de « *distribution logarithmique normale* ».

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

« Marges de sécurité » contre les évanouissements (1)

Type de service	Marge à prendre (en dB) sur la « valeur médiane mensuelle de l'intensité médiane horaire »		Probabilité de protection %
	Vis-à-vis d'un brouilleur ou d'un bruit d'amplitude fixe	Vis-à-vis d'un brouilleur soumis à des évanouissements et fluctuations	
Télégraphie A_1 (entretenu) lecture au son	dB	dB	
	{ 21	17	90
	25	20	98
automatique (en « diversité »)	32	27	99,99
Télégraphie A_2 (modulée) lecture au son	17	13	90
	20	17	98
Télégraphie automatique, par déplacement de fréquence (F_1)	32	27	99,99
Téléphonie commerciale	{ de 17	11	70
	à 21	17	90
Radiodiffusion	21	17	

Ayant ainsi fixé (approximativement) l'intervalle de variation

du champ, il suffit de donner un point quelconque de la courbe (valeur médiane, ou valeur *Quasi Maximum*) pour en déduire les autres.

La figure 7-82-3 donne, par exemple, les valeurs du *Quasi Maximum* du rayon indirect de nuit, d'après des documents officiels : C. C. I. R. (trait plein, valable en principe pour toute la gamme) et I. R. P. L. américain (en tirets, pour 1 Mc/s); on voit que d'après le C. C. I. R., le champ réfléchi peut dépasser la valeur calculée en raison

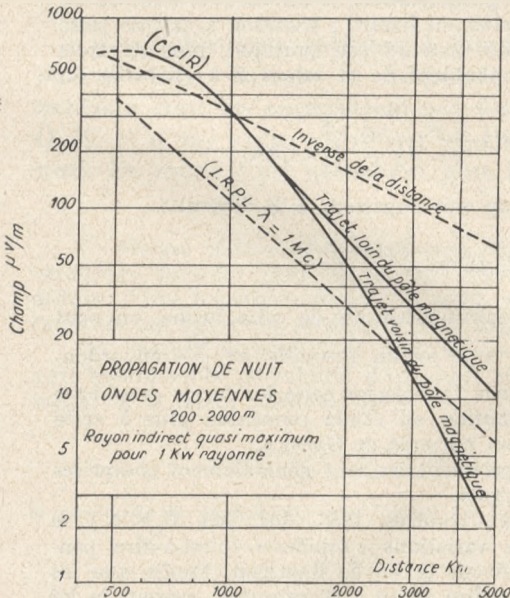


FIG. 7-82-3.

(1) D'après doc. 679. C. C. I. R., Londres, 1953.

inverse de la distance (§ 7-41), puis s'affaiblit un peu plus vite, surtout sur les trajets voisins des pôles magnétiques.

Ces informations font prévoir des portées de nuit considérablement supérieures à celles de jour : c'est bien ce que constatent tous les auditeurs de radiodiffusion. En particulier, des émetteurs de 100 kW peuvent encore produire à 5 000 km des champs de l'ordre de 20 à 100 $\mu\text{V}/\text{m}$, nettement perceptibles : ce qui explique certains brouillages à très grande distance (entre les radiodiffusions nord-européenne et canadienne, par exemple).

Etant donné le sens restreint attribué au mot « jour » dans l'utilisation du champ « direct », il existe toutefois de nombreux cas où l'on est entre le « jour » et la nuit : pendant toutes les journées d'hiver, et dans les matinées et les soirées d'été. La valeur du champ est alors « intermédiaire » entre les valeurs du champ direct et du champ indirect, ce qui laisse évidemment subsister beaucoup d'incertitude, vu l'intervalle qui sépare ces deux valeurs (surtout vers l'extrémité « courte » de cette bande d'ondes, et à distance importante sur mauvais sol). Il est étonnant que les radiodiffusions n'aient pas étudié systématiquement ce problème.

L'importance et l'irrégularité du rayon indirect dans cette gamme posent de graves problèmes en ce qui concerne les procédés de *radioguidage* pour les navigateurs.

Les procédés *goniométriques* basés sur des mesures d'angles, peuvent être entachés d'erreur par suite de la polarisation horizontale ou elliptique du rayon réfléchi par l'ionosphère ; d'où nécessité d'abandonner le cadre au profit des systèmes d'aériens différentiels « ADCOCK » plus délicats et plus encombrants.

D'autres procédés utilisent la mesure des *distances* à des émetteurs fixes, cette distance étant évaluée par le temps de trajet d'impulsions brèves (LORAN) ou le déphasage d'ondes entretenues (DECCA) ; mais il est évident que cette distance, comptée au ras du sol (rayon direct), devient grossièrement erronée si elle concerne, en fait, le rayon indirect réfléchi à une centaine de kilomètres de hauteur. L'emploi de tables de correction est possible si l'on est sûr d'avoir affaire au rayon indirect et si l'on connaît suffisamment bien la hauteur de la couche réfléchissante. Dans tous les autres cas, la portée ou la sécurité s'en trouvent diminuées (¹).

(¹) Voir, par exemple, CARADOC WILLIAMS, *Pr. Inst. El. Eng.*, III, mars 1951, pp. 81-103 ; NAISMITH, etc., *Wir. Eng.*, sept. 1951, pp. 271-277 ; C. G. I. R., Genève, 1951, doc. 141 (impressionnante bibliographie) ; WEEKES, etc., *Pr. Inst. El. Eng.*, III, mars 1952, pp. 99-105.

7-822. Obstacles, parasites, etc.

L'influence des *obstacles* devient aussi, dans cette gamme, plus importante. Dans les zones montagneuses, le champ est extrêmement irrégulier, par suite des effets d'« écran » et de « réflexion » ; il est généralement faible dans les vallées transversales, ou derrière les montagnes, et parfois plus fort dans les vallées longitudinales agissant comme des « guides » ⁽¹⁾. Mais on observe en outre beaucoup de bizarreries. Par ailleurs, les lignes électriques, charpentes ou structures métalliques, bâtiments en béton armé, hangars, etc., produisent une absorption notable et des perturbations locales importantes sur la polarisation et la phase du champ ; il en résulte que, *dans les villes*, l'affaiblissement est beaucoup plus rapide qu'en rase campagne : le coefficient exponentiel de la formule de AUSTIN-COHEN (§ 7-81) serait multiplié par 10 et plus ; d'autre part, les procédés de localisation par mesures d'angles, et même de phase, peuvent donner lieu à des erreurs locales considérables ; en particulier, les *déviations goniométriques* sont parfois importantes sur les navires et avions.

Enfin, les parasites jouent encore un grand rôle : aux endroits et heures les plus favorables, à la campagne, les atmosphériques limitent la sensibilité pratique à l'ordre du microvolt par mètre ⁽²⁾ ; mais ordinairement, et surtout la nuit, ils sont plus élevés ; en outre, des parasites artificiels sont souvent inévitables, notamment sur les engins mobiles, de sorte qu'il est prudent de prévoir 20 à 100 $\mu\text{V}/\text{m}$ en télégraphie. Pour la radiodiffusion dans les villes, les parasites artificiels sont encore beaucoup plus gênants, ce qui amène à rechercher des champs énormes.

7-823. Exemples

L'exemple le plus populaire des services à ondes « moyennes » est évidemment la radiodiffusion (sonore).

Elle se distingue des autres par le niveau anormalement élevé du champ exigé à la réception, du fait que les usagers (nombreux et politiquement puissants) réclament des auditions de très bonne qualité avec des appareils économiques, des antennes simples et faciles à installer, et ceci au milieu des parasites artificiels inévitables dans les agglomérations.

⁽¹⁾ Toutes ces réflexions sur les reliefs du sol augmentent aussi l'énergie renvoyée vers le haut, c'est-à-dire l'onde « indirecte » ; l'efficacité des antennes « antifading » s'en trouve diminuée (cas de la Suisse. SLINZ, *Tech. Mitt. P. T. T.*, juin 1950, pp. 224-228).

⁽²⁾ En télégraphie.

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

Dès lors, au lieu des champs de l'ordre de la centaine de microvolts/mètre, suffisants à la campagne (§ 7-73, fig. 3) contre les atmosphériques, les radiodiffuseurs revendiquent 5 à 10 mV/m, et préfèrent 100 ou plus.

En outre, le service devant être assuré en tout temps, y compris en été à midi, ce sont les courbes « de propagation de jour », relatives à l'onde de sol, qui doivent servir de base au calcul des puissances nécessaires.

Il suffit alors de se reporter au paragraphe 7-432, figure 2 (Terre), pour obtenir les valeurs suivantes du champ par kilowatt rayonné :

	Champ en mV/m				
	Distance	300	500	750	1.000 km
Champ pour longueur d'onde	1.500 m	0,6	0,16	0,05	0,02
	500 m	0,08	0,012	0,001	
	200 m	0,003			

Le problème posé est donc soluble pour un service « national » à l'échelle des pays européens, c'est-à-dire pour un « rayon d'action agréable » d'environ 500 km, avec des ondes de l'ordre de 1 500 m et une puissance de l'ordre de 1 000 kW rayonnés (donnant environ 5 mV/m. Effectivement quelques émetteurs atteignent 400 à 500 kW et deux atteignent 1 000 kW ⁽¹⁾. Mais ces chiffres exceptionnels manifestent une autosuggestion et une concurrence des diverses radiodiffusions, plutôt qu'une base technique saine. L'évaluation du champ minimum nécessaire en ville est très incertaine. Même avec 100 mV/m, on est parfois brouillé ; et déjà avec 2 ou 3 mV/m, on peut avoir de bonnes auditions. La satisfaction des auditeurs ne croît donc que très lentement avec la puissance des postes émetteurs, tandis que le prix de revient augmente extrêmement vite quand cette puissance dépasse 100 ou 200 kW. Les restrictions d'après-guerre ont donc ramené les stations à cet ordre de grandeur, sans dommage marqué (d'autant plus que les brouillages mutuels sont souvent aussi gênants que les parasites).

Toutefois, ce calcul met en évidence la grande supériorité de la gamme 1 500-2 000 m par rapport à la gamme 200-600 m. Avec cette dernière, l'affaiblissement de l'onde de sol est beaucoup plus

⁽¹⁾ Voir *Tele. Techn.*, janvier 1953, pp. 50-51 et *Pr. Inst. Rad. Eng.*, août 1954, pp. 1222-1235.

rapide, et par suite, pour garantir un service permanent à 500 km, il faudrait une puissance absolument déraisonnable.

On s'en tient donc aux mêmes niveaux, et l'on cherche à améliorer le service :

— Par l'établissement d'un réseau de stations assez dense pour que chaque auditeur ne soit pas à plus d'une centaine de kilomètres de l'une d'entre elles ;

— Par la multiplication des petits émetteurs locaux, desservant les villes mal situées par rapport à cet ensemble ;

— Par la lutte contre les parasites artificiels ;

— Enfin, par l'utilisation du « rayon indirect » qui vient, pendant une très grande fraction du temps (la nuit, en toutes saisons, et même le jour, en hiver), renforcer le rayon direct calculé au ras du sol.

Il faut noter, toutefois, que ce rayon indirect est parfois si peu affaibli, que non seulement il augmente la portée de chaque station, considérée isolément, mais qu'il augmente aussi, dans une proportion considérable, les brouillages entre stations de fréquences égales ou voisines, même à des distances considérables. C'est l'expérience quotidienne des auditeurs. Comme il a été signalé déjà, à propos de la figure 7-82-3 (champ de nuit, d'après le C. C. I. R.), de tels brouillages sont constatés non seulement d'un pays à l'autre, mais quelquefois d'un continent à l'autre, ce qui complique singulièrement la tâche des Comités internationaux chargés des assignations de fréquence.

7-824. Second exemple : appel de détresse sur mer

Prenons comme second exemple, le problème de la portée maximum d'un « appel de détresse » émis par un navire sur l'onde 500 kc/s (600 m).

Sur cette onde, une récente statistique ⁽¹⁾ montre que la hauteur effective des antennes de navire est très généralement (95 % des cas) supérieure à 8 m, et que son rendement est alors supérieur à 5,5 %. Le poste émetteur normal de bord, de puissance 250 watts environ, rayonne donc (au moins) 14 watts.

D'après le paragraphe 7-73, figure 3, le niveau des atmosphériques sur cette onde, aux latitudes tempérées, serait de l'ordre de 20 μ V/m. Mais il est supérieur dans les zones tropicales, ce pourquoi l'on compte généralement qu'il faut 50 à 80 μ V/m. Met-

(1) *R. C. A. Review*, septembre 1953, p. 305.

tons 60. En raison de la puissance réduite à 0,014 kW, la portée correspondra au champ de $\frac{60}{\sqrt{0,014}} = 500 \mu\text{V/m}$, sur les graphiques.

Avec l'onde de sol, sur mer (§ 7-432, fig. 1), cette portée est de 300 km (160 milles nautiques) environ.

Avec l'onde indirecte ionosphérique sans absorption, de nuit (§ 7-432, fig. 3) elle atteindrait 800 km (430 milles nautiques).

En fait, la portée réelle sera presque toujours comprise entre ces deux chiffres, parce qu'il y aura un peu d'onde indirecte. D'ailleurs, le chiffre de rendement admis pour les antennes de bord est un minimum ; il sera ordinairement doublé ou triplé, c'est-à-dire que la portée de l'onde de sol serait théoriquement de 350 à 400 km.

Par contre, avec un émetteur « de secours » de puissance 40 watts, elle pourrait tomber à 160 km (90 milles nautiques).

Enfin, on notera que, sur des ondes un peu plus courtes, jusque vers 150 m (2 Mc/s), la portée serait du même ordre, parce que l'affaiblissement de l'onde de sol, sur mer, ne serait guère plus rapide, alors que le rendement de l'antenne d'émission serait meilleur et le niveau de bruit plus faible. C'est ce qui justifie l'emploi des ondes intermédiaires par les petits bateaux.

7-83. Propagation des ondes intermédiaires (60 à 200 m)

Dans cette gamme, les tendances résultant de la diminution de longueur d'onde, continuent à se manifester dans le même sens :

— Le rayon direct est plus vite affaibli, à tel point que la portée correspondante n'est guère intéressante que sur mer ;

— Le rayon indirect est de plus en plus fort (moins absorbé dans la couche D).

Fait nouveau : la réflexion ionosphérique peut se produire ou bien sur la couche E, ou bien, après traversée de celle-ci, sur la couche F.

De sorte que les distances moyennes sont assez régulièrement couvertes par un moyen ou l'autre, surtout *sur mer*.

Comme, de plus, ces ondes sont émises avec un excellent rendement, même par de petites antennes, elles sont intéressantes pour toutes les catégories de bateaux.

Il n'existe guère d'études ou de formules spéciales à ces ondes. « Intermédiaires » elles sont, à tous points de vue. On y extrapole, suivant le cas, ou bien les propriétés des ondes moyennes (paragraphe précédent) ou bien celles des ondes courtes (paragraphe suivant).

La goniométrie est particulièrement difficile au voisinage des obstacles.

Bien que la polarisation soit, en principe, toujours verticale, de bons résultats peuvent être obtenus avec des aériens d'orientation quelconque, dès qu'ils sont un peu surélevés (§ 7-44).

7-84. Propagation des ondes courtes (décamétriques) (10-60 m)

Dans cette bande, l'onde « de surface », très vite absorbée, ne peut être utilisée qu'à de faibles distances : on l'emploie quelquefois dans des liaisons entre postes portatifs, pour profiter des faibles dimensions des antennes ; mais, par comparaison avec les possibilités du rayon « indirect », c'est une mauvaise opération.

Par contre, on assiste au triomphe du rayon « indirect » (parfois appelé aussi « onde céleste », « sky-wave »). Il est en effet souvent possible de trouver, dans cette gamme, des fréquences permettant au rayonnement oblique de traverser les couches D, E, avec une faible absorption, puis d'être réfléchi par la couche F sans perte d'énergie appréciable. Ce rayonnement redescend donc avec une grande intensité à des distances atteignant 4 000 km environ ; il peut se réfléchir de nouveau sur le sol et, par plusieurs bonds successifs, effectuer ainsi, une ou même plusieurs fois le tour de la Terre.

Dans le projet d'une telle radiocommunication, la détermination de la puissance nécessaire n'est plus l'objectif principal de l'ingénieur. Sans doute une augmentation de puissance est toujours avantageuse pour faciliter la réception malgré brouillage, fadings et parasites. Mais si la fréquence est assez bien choisie pour que l'absorption sur tout le trajet soit très faible, une puissance insignifiante suffira pour permettre la réception aux antipodes — c'est ce que les amateurs ont observé, un peu par hasard, vers 1923-1925, et ce que les postes mobiles (avions, bateaux...) cherchent à utiliser plus scientifiquement, tous les jours ⁽¹⁾. Par contre, si la fréquence est mal choisie, le rayonnement traverse la couche F et se perd dans l'espace, ou subit, à travers les couches D, E, un tel affaiblissement que l'on n'arrive à rien, même à coups de kilowatts.

Le problème essentiel est donc de déterminer *la longueur*

(1) On ne devra pas perdre de vue ce point en discutant les mérites de tel système d'émission, de tel aérien, etc. Le fait qu'il a permis, à un instant donné, la réception aux antipodes, ne prouve rien — ou à peu près — quant à sa valeur relative.

d'onde favorable : et comme elle dépend de l'état de l'atmosphère et que celui-ci, comme on l'a vu, varie avec l'heure, la saison, l'année et la position sur le Globe, le problème est extrêmement difficile. C'est seulement ces dernières années — et notamment en raison des efforts justifiés par une guerre mondiale — que l'on a réussi à élaborer les méthodes satisfaisantes. Des services de « prévisions ionosphériques » avaient été édifiés de 1940 à 1945, d'une part dans le camp allié, d'autre part chez les Allemands. Depuis 1945, leurs procédés ont été connus et améliorés ; d'autres pays ont monté des organismes analogues ; en France, le Bureau Ionosphérique Français (B. I. F.) adapte les prévisions américaines, tandis que le Service de Prévisions Ionosphériques Militaire (S. P. I. M.) a hérité de la méthode allemande, en y ajoutant une exploitation par machines calculatrices à cartes perforées.

Le détail du travail interne de ces services est mal connu et difficile à analyser ; toutefois les principes généraux découlent naturellement de ce qui a été vu ci-dessus, et les résultats sont présentés dans des bulletins périodiques sous des formes variées, facilement utilisables.

Nous allons en résumer ici l'essentiel.

Le problème se subdivise en trois parties :

— Trouver la *fréquence maximum utilisable* (« Maximum Usable Frequency », abréviation normalisée MUF), c'est-à-dire la fréquence maximum *réfléchi*e par l'ionosphère, en tenant compte de l'angle d'incidence correspondant à la portée (aux fréquences supérieures, la plus grande partie de l'énergie traverse la couche et n'est plus renvoyée vers la Terre, de sorte que la liaison devient pratiquement impossible, quelle que soit la puissance de l'émetteur) ;

— Trouver la *fréquence minimum utilisable* (« Lowest Usable Frequency », LUF), c'est-à-dire celle au-dessous de laquelle l'*absorption* dans les couches inférieures de l'ionosphère (qui croît, comme on l'a vu, avec la longueur d'onde) est trop grande pour que la puissance de l'émetteur suffise à fournir l'énergie nécessaire au récepteur ; il s'agit alors d'une détermination quantitative du champ, en tenant compte de la puissance et du rendement de l'émetteur, du pouvoir directif des aériens, de la sensibilité du récepteur et des bruits parasites dans la région où il se trouve ;

— Discuter la *fréquence la plus favorable* entre ces deux limites (fréquence optimum de trafic, FOT, ou « Optimum Working Frequency », OWT), en tenant compte des incertitudes sur la

prévision, des approximations dans le calcul, et des irrégularités possibles de l'ionosphère (couche E sporadique, orages magnétiques, etc.).

7-841. Détermination de la fréquence maximum utilisable

On a vu que la possibilité de réflexion dépend uniquement de l'ionisation de la couche et de l'angle d'incidence.

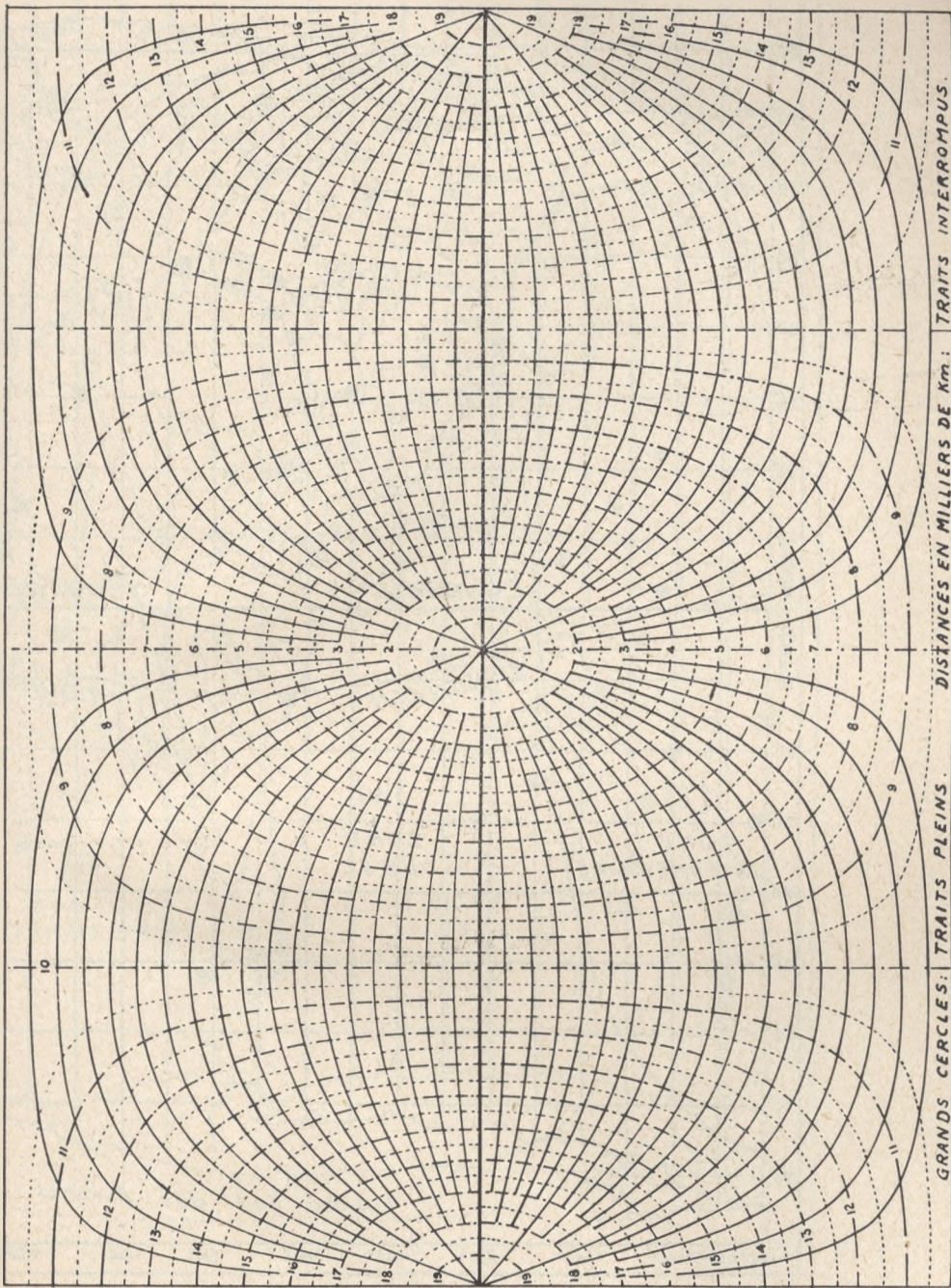
Pour l'incidence, pas de difficulté : si l'on admet que l'on connaît à peu près la hauteur de la couche — ce qui est vrai, surtout pour la couche E — les courbes du paragraphe 7-68, figure 3, fournissent immédiatement, en fonction de la distance d , le facteur $\frac{f_d}{f_c}$ par lequel il convient de multiplier la fréquence critique en sondage vertical. (Ces courbes donnent aussi l'angle de départ θ .)

On portera donc sur une carte ⁽¹⁾ les deux stations, on tracera l'arc de grand cercle les joignant, on le graduera en distances et on le partagera en y marquant le ou les points de réflexion intermédiaires (en tenant compte qu'un bond couvre au plus 1 500 km avec la couche E, 3 500 km avec la couche E₂). Il reste alors à trouver la fréquence critique en chacun de ces points, au moyen des cartes d'ionisation du Globe. (Fig. 7-841-1 et 7-841-2.)

Pour la couche E, dont l'ionisation varie suivant une loi relativement simple et stable, il suffit de connaître la fréquence critique avec soleil au zénith (soit : lors des maximums d'activité solaire — 1948 — : en été 4 Mc, en hiver 3 Mc environ ; lors des minimums d'activité solaire : en été 3 Mc, en hiver 2,2), puis de la réduire en fonction de la hauteur du soleil (ce qui peut se faire en fonction de l'heure et de la latitude, avec une carte du type de la

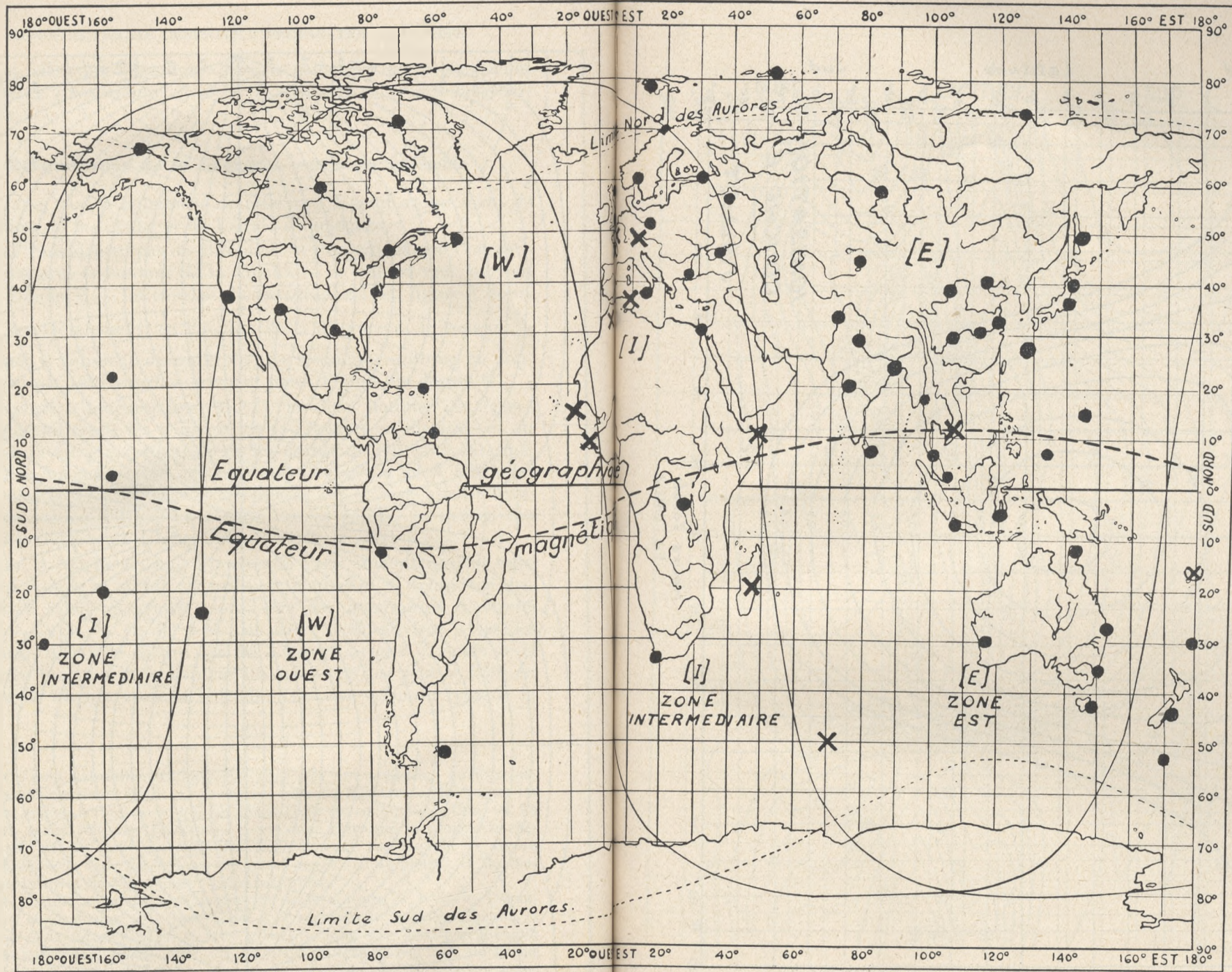
⁽¹⁾ On peut naturellement employer pour cela une projection quelconque, et l'on a effectivement employé, au début, celle de MERCATOR. Mais alors les pôles sont rejetés à l'infini, ce qui est incommode en radiopropagation, où ils jouent un grand rôle. Les Américains y ont donc substitué la projection spéciale (fig. 7-841-1) (latitudes reportées linéairement) sur laquelle la figure 7-841-2 permet de reporter les arcs de grand cercle (traits pleins) et les distances en milliers de kilomètres (traits pointillés).

Pour l'emploi, prendre une feuille de papier calque et y tracer l'équateur. Puis le superposer à la figure 7-841-1 et y porter les stations. Ensuite le superposer à la figure 7-841-2 et faire glisser le long de l'équateur, jusqu'à ce que le même trait plein passe par les deux stations : c'est l'arc de grand cercle ; le tracer et le graduer de distance en distance avec les courbes pointillées.



GRANDS CERCLES: TRAITS PLEINS. DISTANCES EN MILLIERS DE Km. TRAITS INTERROMPUS.

FIG. 7-841-2.



Stations de sondage permanent { étranges ●
francs X

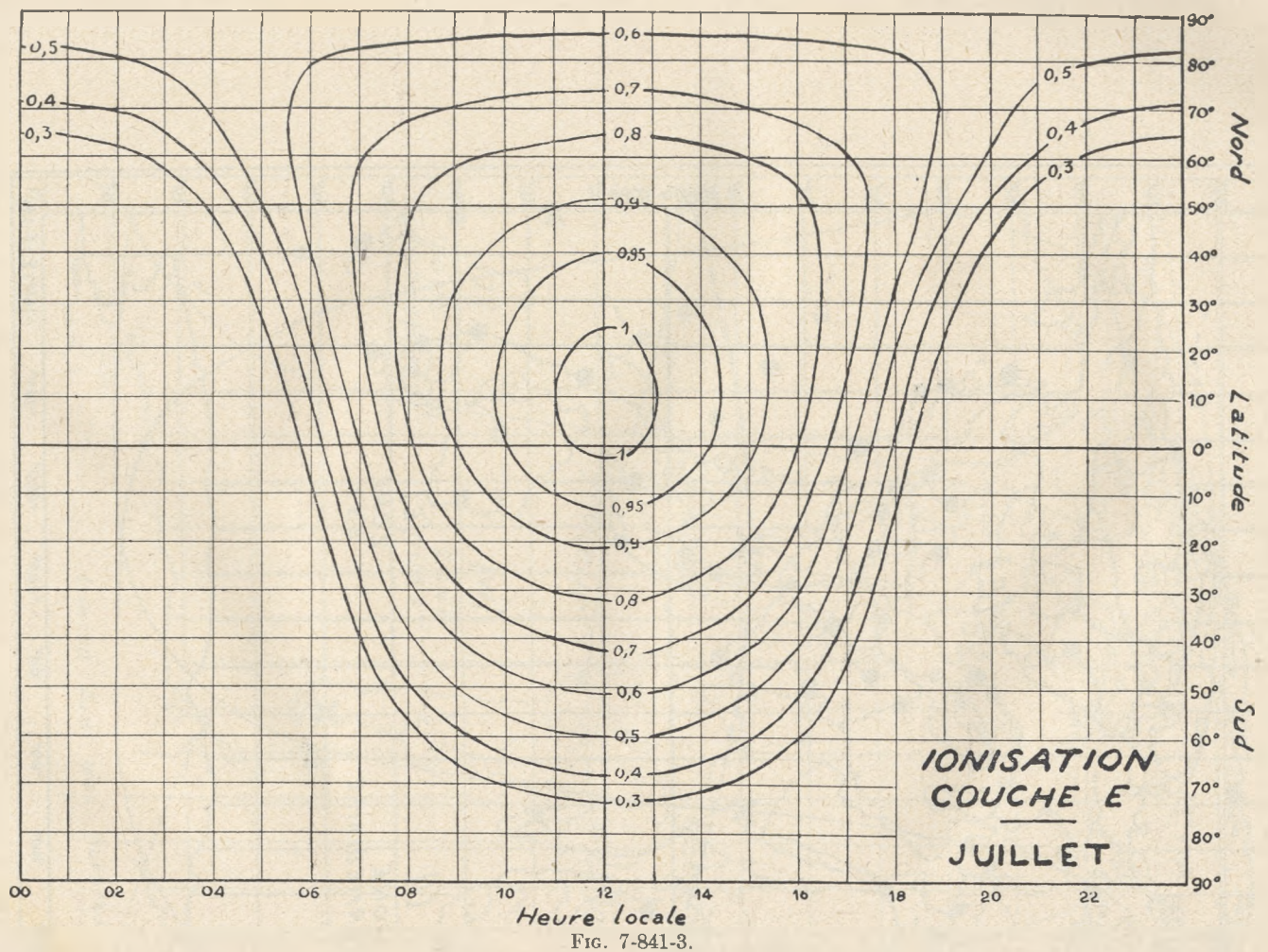


Fig. 7-841-3.

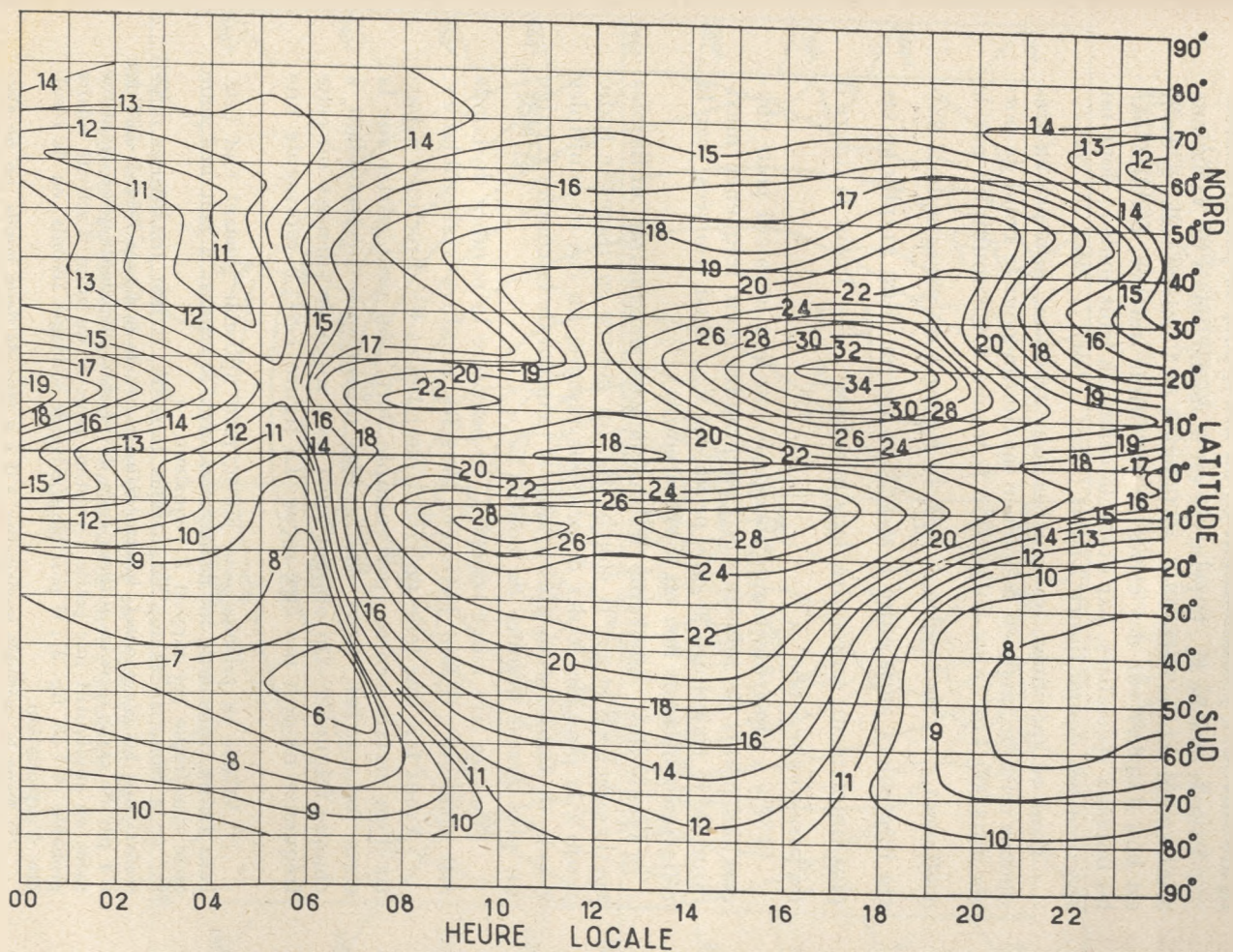


Fig. 7-841-4. — Couche F_2 — juillet 1953 — Zone I. — MUF pour bond de 4 000 km.

figure 7-841-3) ⁽¹⁾. Connaissant f_c , on tire f_a pour la portée désirée.

Pour la couche F_2 , le principe est le même ; mais les variations d'ionisation sont si marquées, en fonction de l'activité solaire, qu'il est bon d'opérer sur des cartes de prévision fraîches, établies par les bureaux spécialisés, par exemple celles « à trois mois », dont un spécimen est donné figure 7-841-4 ⁽²⁾.

Dans ce spécimen, les courbes sont graduées, non pas en fréquence critique, mais en fréquence maximum pour le bond de portée $d=4\,000$ km (c'est-à-dire que f_c trouvé a été multiplié par le coefficient $\frac{f_a}{f_c}$, de l'ordre de 3,3, lu figure 3 du paragraphe 7-68). On interpolera alors entre f_c et $f_{1\,000}$ au moyen d'un graphique ou, plus simplement, on réduira dans le rapport $\frac{f_a}{f_{1\,000}}$ lu sur la figure 3 du paragraphe 7-68.

S'il y a plusieurs bonds successifs, on fera le calcul pour chacun des points de réflexion et l'on prendra pour fréquence maximum de la trajectoire la plus petite des F_{\max} ainsi trouvées (car la réflexion doit avoir lieu en tous les points) ⁽³⁾.

Ayant ainsi déterminé les fréquences maximums utilisables sur la couche E et sur la couche F_2 , on pourra envisager le trafic jusqu'à la plus élevée des deux (sous réserve, en cas de multiples bonds, de l'absorption plus grande si l'emploi de la couche E exige un plus grand nombre de bonds).

Pour les très longs trajets, il se peut que le nombre de bonds soit incertain : il faut envisager tous les nombres vraisemblables.

Ayant fait une telle prévision pour toutes les directions à partir d'un certain centre (par exemple Paris) on peut porter sur la carte les courbes, lieux des portées minimums correspondant à chaque fréquence. On obtient ainsi les « zones de silence » où cette fréquence ne doit pas être reçue. La figure 7-841-5 représente une

⁽¹⁾ Valable en principe pour juillet, mais utilisable pendant tout l'été. Pour l'hiver, intervertir les hémisphères. Aux équinoxes, il faut une autre carte symétrique par rapport à l'équateur.

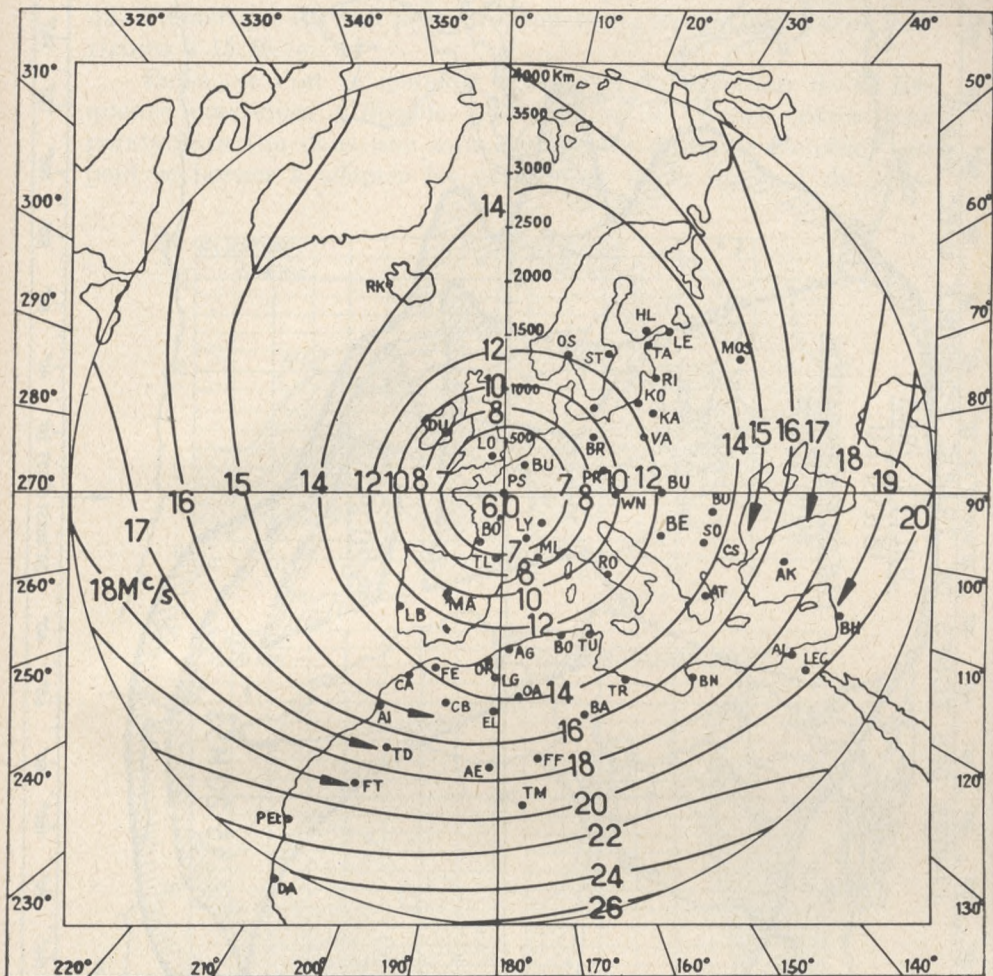
⁽²⁾ A cause du champ magnétique terrestre, il faut trois cartes différentes pour les zones ouest, intermédiaire et est de la figure 7-841-1. Si l'on n'a pas de carte récente, utiliser celle de l'année précédente pour le même mois, en appliquant une petite correction pour la variation d'activité solaire probable (§ 7-55, fig. 3) ; si possible s'aider de sondages récents, ou de résultats d'exploitation.

⁽³⁾ Dans la méthode américaine, s'il y a plus de deux bonds, on ne s'occupe que des deux extrêmes ; la pratique montre que l'onde réussit toujours les bonds intermédiaires.

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

telle carte établie par le B. I. F. pour juillet 1953, à 16 heures ⁽¹⁾.

On y voit clairement qu'à cette heure, la liaison Paris-Alger ne peut se faire qu'aux fréquences inférieures à 13 Mc/s ; celle Paris-Dakar, qu'aux fréquences inférieures à 24 Mc/s.



N.B. Pour une fréquence donnée, la zone de silence correspondante est à l'intérieur du contour portant l'indication de cette fréquence.

FIG. 7-841-5.

⁽¹⁾ Ces cartes tiennent compte des réflexions par les couches E et F, mais non pas de celles par E sporadique.

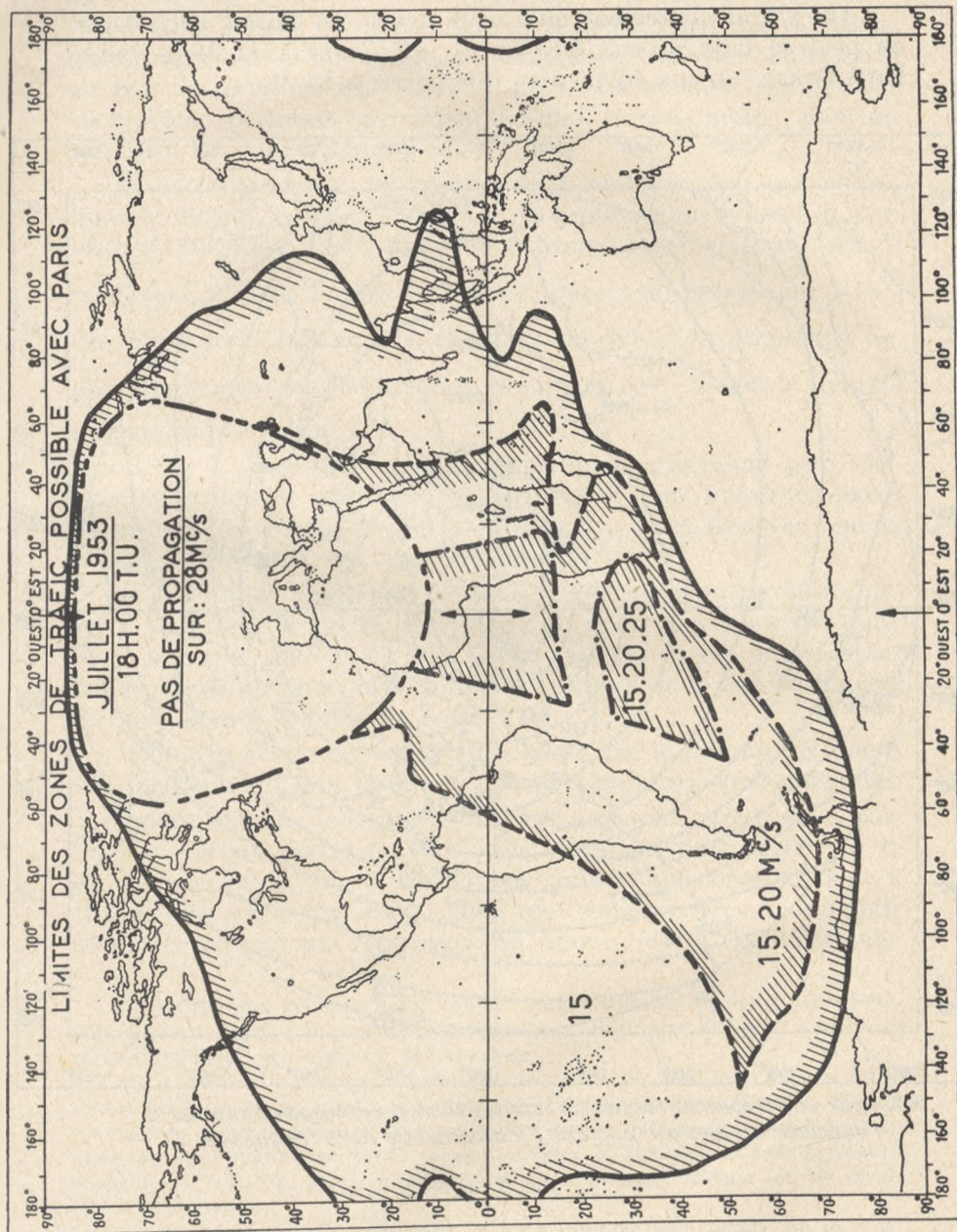


Fig. 7.841-6.

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

La carte, figure 7-841-6, est une extension de la précédente pour les distances supérieures à 4 000 km ; sur cette planisphère (à projection cylindrique, déjà mentionnée) la zone de transmission avec Paris sur une fréquence maximum est l'intérieur du contour hachuré portant l'indication de cette fréquence ; on voit clairement que l'Amérique du Sud peut être desservie avec les fréquences inférieures à 15 Mc/s.

Enfin, si l'on se contente d'observer la variation de la fréquence maximum utilisable, en fonction de l'heure, entre deux points fixes (ou dans une zone déterminée de faible étendue), on peut se borner à adapter les graphiques de la figure 1 du para-

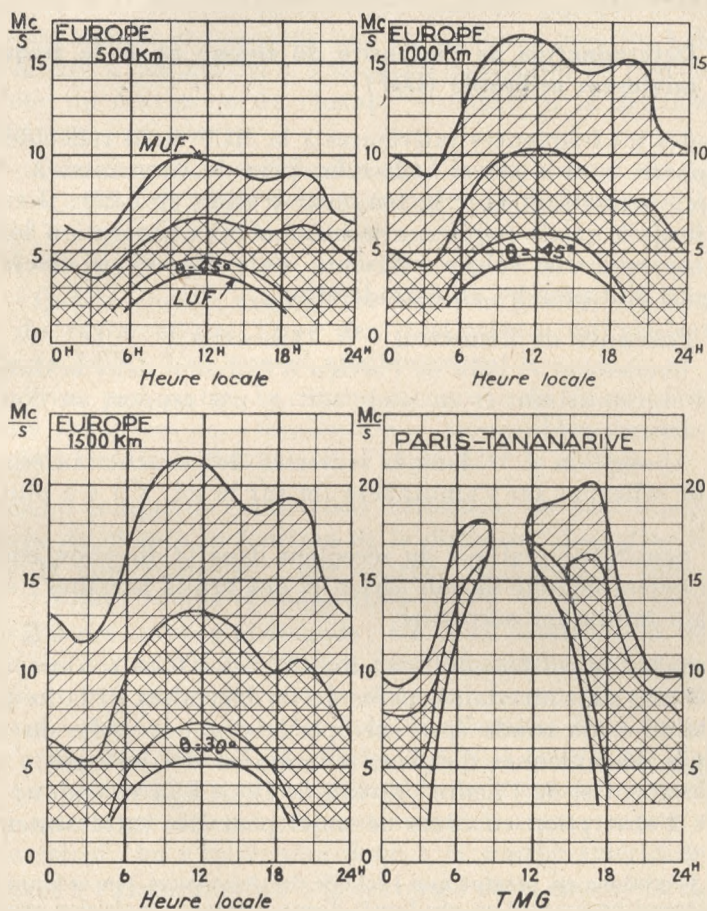


FIG. 7-841-7. — Extraits des prévisions S. P. I. M. pour juillet 1953.

graphe 7-55 : on portera toujours en abscisses les heures de 0 à 24 (en précisant à quel point elles sont prises, si la longitude change sur le trajet) et en ordonnées, au lieu de la fréquence critique f_c , on portera la MUF (en Mc/s).

La figure 7-841-7 reproduit quatre graphiques de ce genre ⁽¹⁾, empruntés aux prévisions du S. P. I. M. pour juillet 1953 ; c'est la courbe supérieure qui représente la MUF (on verra plus loin le sens des autres). Trois sont relatifs à la zone « Europe », pour des portées de 500, 1 000 et 1 500 km ; on y aperçoit nettement l'augmentation de la MUF avec la distance, en raison de l'incidence de plus en plus oblique sur l'ionosphère. Le quatrième est relatif au trajet Paris-Tananarive (8 000 km environ) et sera discuté plus loin.

7-842. Détermination de l'intensité du champ et de la fréquence minimum utilisable (LUF)

Toutes les fréquences inférieures à la MUF étant réfléchies par l'ionosphère, sont *a priori* utilisables pour la transmission. Mais, l'absorption croissant avec la longueur d'onde (§ 7-22), il reste à savoir jusqu'à quelle fréquence minimum cette absorption laissera au champ reçu une valeur suffisante. Cela dépend de divers facteurs qu'il faut prendre en considération :

- Puissance de l'émetteur : W (kilowatts) ;
- Rendement et gain de l'aérien d'émission dans la direction considérée (en azimut et en site) : soit g , par rapport au doublet ;
- Distance d ;
- Absorption $e^{-\Delta x}$ dans la traversée des couches inférieures, pertes de réflexion sur l'ionosphère (et sur le sol, s'il y a plusieurs bords) ;
- Sensibilité pratique du récepteur dans la direction considérée, en tenant compte de son aérien et des bruits parasites : soit E_r , le champ minimum nécessaire.

Certains de ces facteurs sont fixes et assez bien connus ; (W) ; d'autres sont plus incertains, parce qu'ils dépendent de la fréquence et du nombre de bords (par exemple la distance réelle du trajet, et le gain des antennes dirigées, notamment des losanges), ou de l'emplacement et de l'heure (niveau de bruit à la réception). Mais surtout, l'absorption en cours de trajet peut être extrêmement dif-

⁽¹⁾ Regrettons en passant que l'échelle des fréquences (en ordonnées) ne soit pas *logarithmique* ; il en résulterait divers avantages (précision constante, facilité de correction) que nous avons indiqués dès 1940 (Cours des Officiers de Transmission de la Marine).

ficile à évaluer *a priori* ; aucune méthode ne semble encore bien établie ; chaque bureau de prévisions recherche la sienne et s'inspire largement des résultats pratiques recueillis en exploitation.

Nous ne donnons donc ici qu'une esquisse très sommaire du genre de calcul possible.

On a vu au paragraphe 7-41 la valeur du champ que l'on aurait dans l'espace libre, à une distance d , pour un émetteur de puissance W et de gain g ; cette valeur décroît comme $\frac{1}{d}$; mais ici il faut tenir compte :

— Que la distance effective parcourue par le rayonnement est supérieure à la distance au sol entre stations, puisque le trajet de l'onde est oblique et comporte une ou plusieurs montées à des altitudes de 110 à 300 km ; il y a donc un minimum de parcours réel — (donc un maximum du champ) — même si la distance entre stations tend vers zéro ;

— Que, dans chaque réflexion sur l'ionosphère ou sur la Terre, il y a toujours une petite perte d'énergie : probablement 1 à 3 dB, sauf si l'on approche de la fréquence critique de la couche ionisée, auquel cas il y a absorption « sélective » plus considérable ;

— Que le champ magnétique terrestre produit un dédoublement du rayon et que l'une des composantes est généralement perdue (§ 7-67), d'où nouvel affaiblissement ;

— Que, par contre, la courbure concave de l'ionosphère peut produire des effets de « focalisation », susceptibles de concentrer l'énergie à certaines distances et d'augmenter le champ.

Tenant compte de ces diverses influences, on peut tracer, pour la courbe du champ en fonction de la distance (absorption dans la couche D non comprise), des courbes analogues à celle de la figure 7-842-1 : l'une **1** empruntée à l'I. R. P. L. américain, l'autre **2** à des travaux allemands ; ces deux courbes sont très voisines jusqu'à $d=2\ 000$ à $3\ 000$ km ; au-delà, tandis que la première décroît un peu plus vite que la distance, la seconde présente de curieuses « pointes » attribuées à la focalisation. Mais comme cet effet n'a pas été confirmé, et que les distances auxquelles il se produit, sont très critiques, il est préférable de le considérer seulement comme une cause de renforcement éventuel, sans compter sur lui dans le calcul ; on s'en tiendra donc à la courbe américaine **1**.

Quant à l'absorption A_x à la traversée de la couche D, on peut d'abord la déterminer (au moyen de mesures de champ réfléchi) pour l'incidence normale et la zone directement subsolaire ; comme

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

prévu au paragraphe 7-22, cette absorption A_0 croît de façon appréciable avec la longueur d'onde.

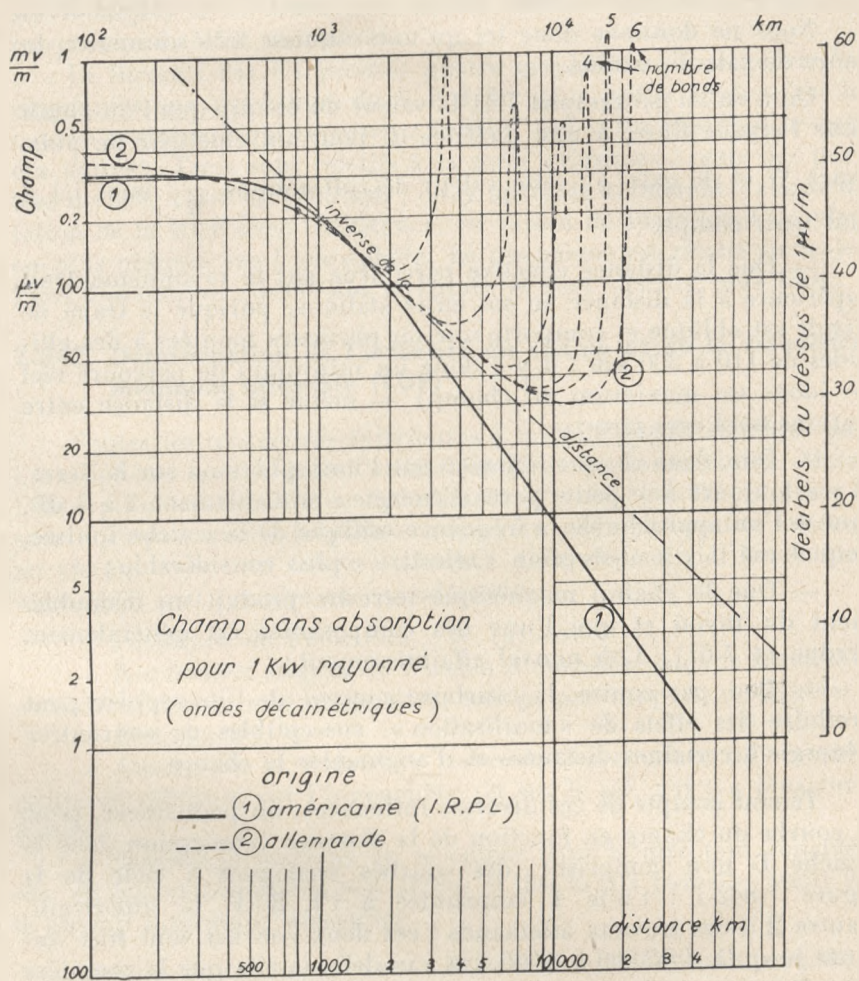


FIG. 7-842-1.

On appliquera ensuite à cet affaiblissement deux corrections :

— Une *majoration* pour tenir compte de l'allongement du trajet x dans la couche, au fur et à mesure que la traversée se fait plus obliquement (c'est-à-dire que la portée du bond augmente) ;

— Une *diminution* quand on s'écarte de la zone subsolaire, tenant compte de la décroissance de l'ionisation ; cette diminution

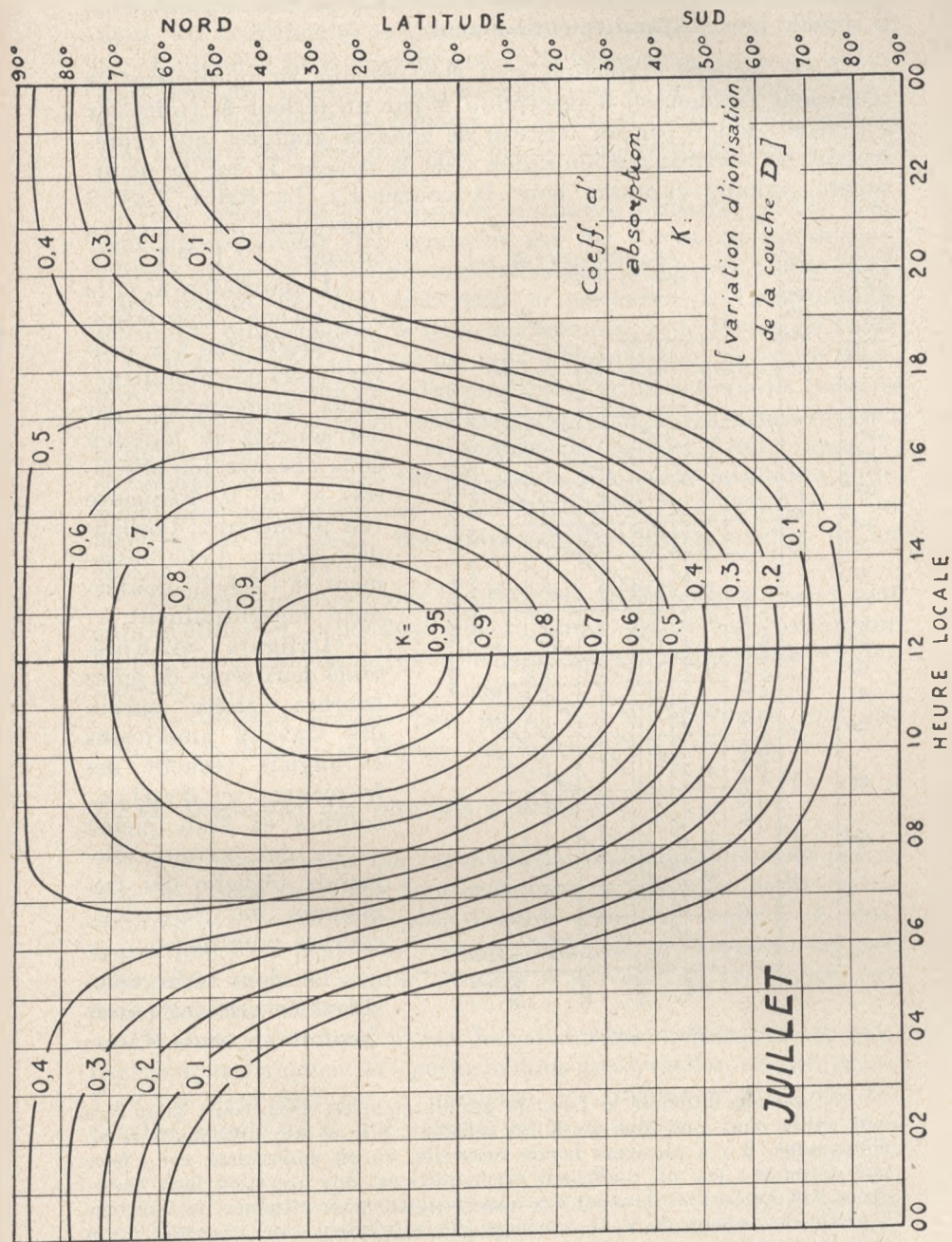


FIG. 7-842-2.

va pratiquement jusqu'à zéro vers le milieu de la nuit, où la couche D semble bien disparaître entièrement.

Cette seconde correction peut être obtenue en multipliant le coefficient exponentiel d'absorption A par un facteur K (inférieur à l'unité) donné par un faisceau de courbes graduées qui représentent les « niveaux d'ionisation » de la couche D sur la planisphère (comme ci-dessus pour la couche E). La figure 7-842-2

représente tel réseau (d'après l'I. R. P. L.)⁽¹⁾.

L'absorption A_0 et la première correction d'obliquité due à x peuvent alors être simultanément représentées par des courbes en fonction de la distance (en abscisses) et de la fréquence (en paramètre); l'ordonnée étant l'affaiblissement (à l'échelle doublement logarithmique).

La figure 7-842-3 présente deux séries de telles courbes, tirées encore des travaux américains et anglais (échelle des fréquences de droite, courbes en trait plein) — ou des travaux allemands (échelle des fréquences de gauche, courbes pointillées).

Les deux séries coïncident en certains points (renforcés), mais s'écar-

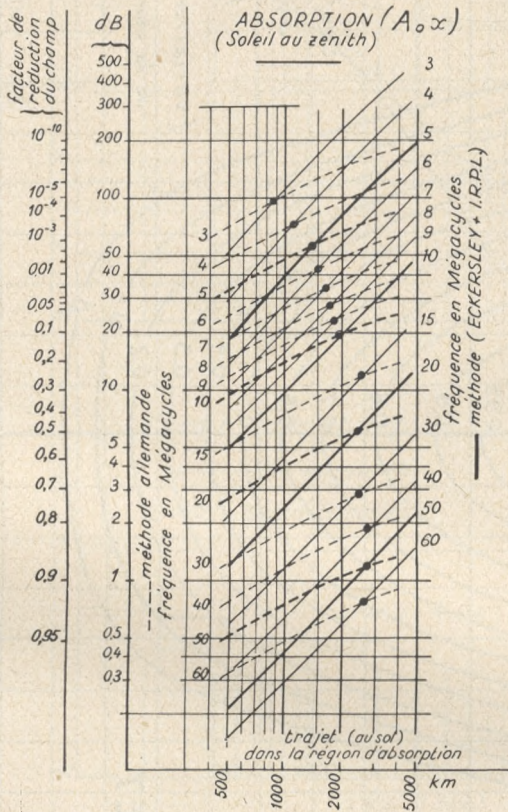


FIG. 7-842-3.

⁽¹⁾ Aucune difficulté si l'arc de grand cercle est assez court pour être tout entier dans une zone où K est constant. S'il en est autrement, et si, notamment, il y a plusieurs bords successifs, on est embarrassé, car « faire une moyenne » sur un coefficient exponentiel est une opération bien hasardeuse. Les Américains donnent des nomogrammes pour effectuer un triplotage à partir des valeurs de K au voisinage des extrémités, sans s'occuper de la zone intermédiaire (comme il a déjà été indiqué à propos de la MUF).

tent notablement de part et d'autre — ce qui n'a rien de surprenant, vu la difficulté et l'incertitude du problème ⁽¹⁾.

Il est alors bien entendu que l'affaiblissement A_0x lu en ordonnées doit être multiplié par le coefficient K de la figure 7-842-2 pour tenir compte de la hauteur du Soleil, et qu'il s'applique à un seul bond et doit être multiplié par le nombre de bonds, s'il y en a plusieurs.

Les valeurs de la fréquence minimum utilisable (LUF) peuvent naturellement être reportées sur des cartes ou graphiques, comme celles de la MUF ; mais elles sont beaucoup moins générales, puisqu'elles font intervenir la puissance de l'émetteur, la sensibilité du récepteur, le gain des antennes et le niveau de bruit. C'est donc seulement pour un type de matériel et de trafic déterminé qu'on aura intérêt à les préparer d'avance. Certains bureaux de prévisions envisagent quelques cas-types. C'est ainsi que les graphiques du S. P. I. M., reproduits paragraphe 7-841, figure 7, comportent des courbes inférieures de fréquence minimum utilisable, pour un certain cas A, correspondant, par exemple, à un émetteur de 80 watts, des antennes omnidirectionnelles et un champ reçu de $1 \mu\text{V/m}$.

La zone comprise entre la LUF et la MUF est en principe tout entière utilisable ; cependant, tenant compte de l'erreur possible sur les limites, la zone doublement hachurée est considérée seule comme « sûre ».

Les chiffres inscrits près de la courbe inférieure sont les « angles de départ » en degrés, correspondant à la portée.

7-843. Discussion des résultats précédents

Il est bien évident que les méthodes précédentes pour la prévision de l'onde favorable sont entachées de plusieurs causes d'incertitude. La question se pose donc de connaître le degré de confiance que l'on peut leur accorder. Elle est évidemment un peu indiscrète ; mais il semble possible d'y répondre au moyen des indications suivantes :

Examinons d'abord le cas des conditions « normales » de propagation, en l'absence de « perturbations accidentelles, orages, etc. ». Tout est alors basé sur la prévision des fréquences critiques des couches régulières E et F. Quelle est sa précision ?

⁽¹⁾ Ces courbes sont d'ailleurs assez anciennes ; il est probable que les services de prévisions travaillent actuellement sur de meilleures courbes, mais ils ne les ont pas publiées.

Pour la couche E, relativement stable, l'expérience montre que les valeurs *instantanées* s'écartent rarement de plus de $\pm 5\%$ — et pour ainsi dire jamais de plus de 10% — de la valeur prévue.

Pour la couche F_2 , la dispersion des valeurs instantanées est nettement supérieure (fig. 7-843-1) : des écarts de ± 20 à 25% ne

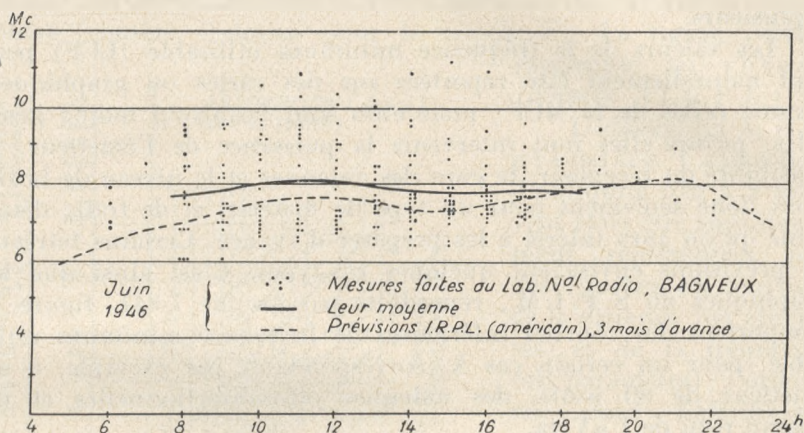


FIG. 7-843-1. — Dispersion sur la fréquence critique F_2 .

sont pas rares. Mais entre la *moyenne mensuelle* des valeurs trouvées et la *courbe prédite trois mois à l'avance*, la concordance est ordinairement meilleure que 5% .

En second lieu, à supposer exactes les valeurs des fréquences critiques (à incidence normale) sur E et F_1 , quelles erreurs commet-on en calculant la fréquence maximum et la fréquence minimum utilisables à incidence oblique pour une portée donnée ?

Comme on l'a vu, certaines de nos formules ne sont qu'approchées ; elles ne tiennent pas compte de tout ; ou bien, il faut y introduire des coefficients mal connus (le plus incertain étant le coefficient d'absorption exponentielle à la traversée de la couche D). En manipulant ces formules, on se rend aisément compte que parfois, le moindre changement sur un de ces paramètres douteux suffit à altérer le résultat final au point de modifier du tout au tout la conclusion. On est donc enclin à un certain scepticisme.

Mais il faut se souvenir que les services de prévisions disposent actuellement de résultats expérimentaux obtenus depuis plusieurs années sur les liaisons qu'ils étudient. Ils s'en sont servis pour adapter et corriger les formules, améliorer les coefficients numériques, donner par ci, par là, un « coup de pouce » aux théo-

ries ⁽¹⁾; de sorte que leurs méthodes ont perdu le caractère hypothétique et arbitraire qu'elles avaient au début, et se présentent plutôt maintenant comme des recettes pratiques pour combiner l'expérience des exploitants avec le travail des géophysiciens, astronomes et spécialistes de toutes catégories.

On s'explique ainsi que, parlant parfois de formules très différentes, mais y ajoutant des corrections et des marges de sécurité dictées par l'observation quotidienne, les différents services aboutissent à des résultats concordants entre eux et, *en moyenne*, satisfaisants pour les utilisateurs ⁽²⁾.

En particulier, les courbes de MUF et de LUF étant calculées avec une certaine prudence, les limites qu'elles indiquent sont généralement correctes, et l'on a même une probabilité appréciable de réussir une radiocommunication un peu au-delà. Si leur écart atteint ou dépasse 1,4, on a donc entre elles une zone où la transmission apparaît devoir être *très sûre*, dans des conditions ionosphériques normales. C'est la zone indiquée en doubles hachures dans les graphiques de la figure 7, paragraphe 7-841.

Bien entendu, des progrès sont encore possibles et même en cours.

Par exemple, nous n'avons envisagé jusqu'ici que les couches E et E₂.

Or, une réflexion est également possible sur la couche F, quand elle existe, et l'on peut en tenir compte, bien que son influence semble faible.

On a vu (§ 7-691) qu'il existait aussi une couche « E sporadique », formée par des nuages fortement ionisés dans la couche E. La tendance actuelle est de lui attribuer une certaine importance; le

(1) On en a vu ci-dessus un exemple, par la manière dont la méthode « américaine » borne ses calculs à ce qui se passe aux deux extrémités du trajet en négligeant les bonds intermédiaires, désinvolture justifiée par cet argument sans réplique : « Ça marche. »

(2) Sur les méthodes de prévision, leur comparaison et la valeur des résultats on pourra consulter :

- RAWER, *Bulletin du P. P. I. M.*, notamment R.5, R.6 et R.7; *Die Ionosphäre et Wir. Eng.*, novembre 1952, pp. 287-301.
- *Notes préliminaires du Lab. Nat. de Radio-électricité*, nos 150 et 166 ;
- De nombreux documents du C. C. I. R. de Londres, 1953 (réponses à la question 50 de Genève): doc. 224, 231, 257, 264, 281 (méthode « espagnole »), 309 (rapport français), 457, 490 (rapport du groupe de travail) (ou 690), 704 (programme d'Etudes);
- BEYNON, *Proc. Phys. Soc.*, juillet 1947, pp. 521-535 ;
- Circulaire 462 du National Bureau of Standards ;
- RICHARD, *Journal des Télécommunications*, août 1950, pp. 338-370 ;
- NIGUET, *Revue des Transmissions*, mai-juin 1953, pp. 49-63.

bulletin du C. R. P. L. américain donne pour sa distribution deux cartes, l'une de la « fréquence critique médiane », qui peut atteindre 7 à 8 Mc/s dans la région subsolaire ; l'autre de la « probabilité que la fréquence maximum utilisable pour des portées de 2000 km, atteigne 15 Mc/s ; cette probabilité est rarement de moins de 20 %, et souvent de plus de 80 % ; il en résulte donc une augmentation notable assez fréquente de la MUF calculée d'après E ou F₂ seules. Certains ⁽¹⁾ pensent que « la couche E sporadique gouverne la propagation pendant des périodes assez longues, surtout en été ».

Toutefois, on manque encore de données suffisantes sur l'ionisation dans cette couche.

Enfin, rappelons que tout ceci concerne exclusivement la propagation dans des conditions « normales » (prévues trois mois à l'avance).

Toutes ces prévisions sont donc mises en défaut en cas de propagation « anormale », pour toutes les perturbations énumérées aux paragraphes 7-692 et 7-693 : éruptions chromosphériques et taches solaires, orages magnétiques, évanouissements généraux à début brusque, etc.

Ces perturbations peuvent modifier du tout au tout la densité et la position des couches et faire disparaître les liaisons régulières, soit en abaissant la fréquence critique (diminution d'ionisation), soit en augmentant l'absorption (accroissement d'ionisation).

Elles sont particulièrement marquées dans les régions polaires (aurores) où les conditions « normales » de propagation peuvent ne pas se rencontrer plus de 50 % du temps. Mais elles peuvent se produire en tous points :

L'histoire de la radio-électricité a enregistré des cas où les liaisons radio-électriques ont été pratiquement impossibles sur une partie plus ou moins grande du Globe, pendant des intervalles de quelques heures et, exceptionnellement, de quelques jours (par exemple : en octobre 1926, interruption dans le monde entier ; du 8 au 15 juin 1928, affaiblissement très marqué ; nombreux orages magnétiques en août 1950, etc.).

On peut évidemment tâcher de rétablir sur de nouvelles fréquences différentes les communications interrompues ; mais il ne semble pas qu'il ait été possible d'établir encore de tactique précise pour cela ⁽²⁾.

Faute de pouvoir remédier sûrement à ces accidents, il serait

⁽¹⁾ Doc. 224 (U. S. A.) au C. C. I. R., Londres, 1953.

⁽²⁾ MAIRE a indiqué, dans ce cas, les possibilités des fréquences supérieures à 30 Mc/s (*Annales Radio-Elec.*, juillet 1951, pp. 197-203).

intéressant pour les exploitants d'en être prévenus un peu à l'avance. C'est difficile, car la plupart semblent relever des perturbations solaires (taches, éruptions...) imprévisibles. Cependant, si l'on peut détecter certaines de ces perturbations au moment où elles arrivent sur le bord du soleil (avec un « coronographe »), on peut avoir une idée de l'effet qu'elles produiront en passant au milieu du disque, six jours plus tard ⁽¹⁾ Les Allemands ont utilisé cette remarque dans leur service de prévisions pendant la guerre.

Malgré ces réserves, on peut conclure que les efforts faits depuis une quinzaine d'années ont considérablement amélioré la sûreté des radiocommunications en ondes décamétriques. Les prévisions sont, *en moyenne*, très exactes et sont extrêmement utiles aux exploitants pour s'adapter aux variations diurnes, saisonnières et annuelles. Elles ne peuvent cependant *pas donner une certitude* un jour donné à une heure donnée, tant à cause de la dispersion (normale) de l'ionisation des couches, que des « perturbations anormales impossibles à prévoir trois mois d'avance ; encore, pour un certain nombre de celles-ci, des « avertissements urgents » à court terme peuvent informer les utilisateurs d'un trouble probable.

On peut d'ailleurs penser que la sécurité augmentera encore dans l'avenir, au fur et à mesure que les observations et l'analyse théorique nous feront mieux connaître les variations de l'ionosphère.

7-844. Exemples

Le cas des ondes décamétriques étant assez compliqué, nous croyons utile d'illustrer ces considérations par quelques exemples.

Nous partirons des courbes et cartes présentées ci-dessus, tant pour en montrer l'intérêt que pour faire comprendre la manière dont travaillent les services de prévisions. Mais c'est dans un but purement pédagogique ; en général, l'utilisateur n'aura pas à faire un semblable travail, trop long et trop délicat pour lui ; c'est la tâche essentielle du spécialiste des prévisions, qui possède l'ensemble des résultats des sondages anciens, toutes les informations récentes sur l'activité solaire, les résultats des liaisons existantes... plus un entraînement spécial et un tour de main pour interpréter ces données ⁽²⁾.

En principe, l'utilisateur est donc supposé posséder les bulle-

⁽¹⁾ On se souvient que le Soleil tourne sur lui-même en 25 jours environ.

⁽²⁾ Le Comité Provisoire des Fréquences utilise 1140 graphiques et 63 fascicules de cartes pour le calcul de la MUF et de la LUF.

tins périodiques d'un service de prévisions et il se contentera d'y puiser les renseignements, tout préparés, les mieux adaptés à son cas. Nous donnerons des exemples de ce travail, à titre de complément et de confirmation des valeurs approximatives obtenues directement.

7-845. Premier exemple : radiodiffusion France-Algérie

Soit à assurer un service radiotéléphonique à partir d'un émetteur de 10 kW utiles, avec une antenne losange de gain 16 dB, située au centre de la France ; la réception en Algérie, à distance moyenne 1 300 km, sur antenne quelconque, exige en été un champ de 100 $\mu\text{V}/\text{m}$ dans la nuit et la matinée, et de 400 $\mu\text{V}/\text{m}$ de 14 heures à 20 heures à cause des parasites locaux.

Quelles sont les ondes favorables en juillet 1953 ?

Vérifions d'abord que le problème est soluble : d'après le graphique (§ 7-842, fig. 1), le champ de 1 300 km en l'absence de

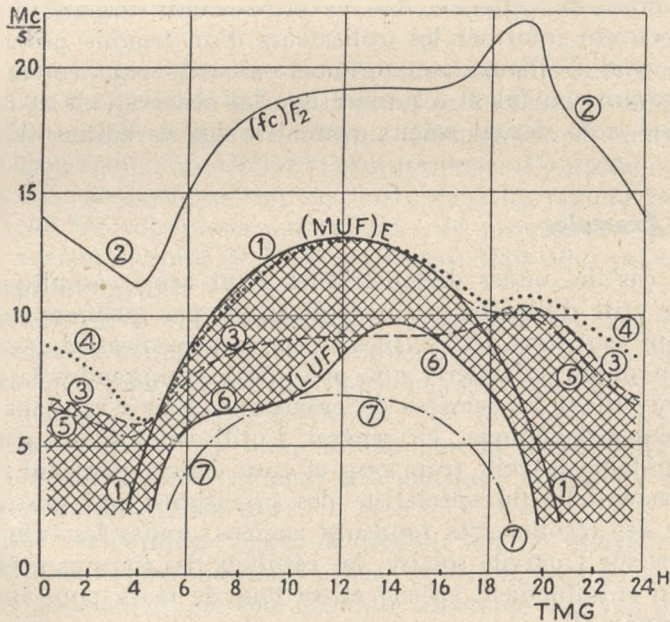


FIG. 7-845-1. — Prévisions France-Algérie.

toute absorption serait d'environ 160 $\mu\text{V}/\text{m}$ pour 1 kW rayonné. Avec un émetteur de 10 kW et un aérien de gain 16 dB, il devient :

$$160 \cdot \sqrt{10} \cdot 6,3 = 3\ 100 \mu\text{V}/\text{m} .$$

Le service est donc possible si l'absorption n'est pas trop forte. Examinons d'abord le rôle possible de la couche E.

D'après le paragraphe 7-841, la fréquence critique dans la zone subsolaire varie de 3 à 3,7 Mc/s environ.

Pour 1953, d'après les résultats expérimentaux, elle serait d'environ 3,4 Mc/s.

En outre, d'après le paragraphe 7-68, figure 3, pour une distance de 1 300 km, le coefficient $\frac{f_o}{f_c}$ de majoration pour l'incidence oblique est de 4,0.

Dans la zone exactement subsolaire, la fréquence maximum réfléchie est donc d'environ

$$4 \times 3,4 = 13,6 \text{ Mc/s}$$

La réflexion se faisant à une latitude d'environ 40°, la carte d'ionisation de la couche E (§ 7-841, fig. 3) montre qu'il faut réduire ce chiffre en fonction de l'heure dans le rapport suivant :

heure	midi	10 et 14	8 et 16,30	6 et 18	4,30 et 20
facteur	0,95	0,92	0,80	0,60	0,30

et, pendant la nuit, à une valeur encore bien plus faible.

On obtient ainsi les points reportés courbe **1**, figure 7-845-1, que nous prenons comme MUF pour la couche E (aucune majoration de sécurité ne semblant nécessaire, vu la stabilité de cette couche).

Passons maintenant à la couche F₂. La carte d'ionisation valable pour ce mois (fig. 7-841-4) nous donne les valeurs de la fréquence maximum utilisable à d=4 000 km ; pour la latitude 40° on trouve, en fonction de l'heure, la courbe **2**. Pour obtenir la fréquence maximum utilisable à d=1 200 km, il faut multiplier par

le coefficient $\frac{(f_a) 1\ 200}{(f_a) 4\ 000}$ tiré de la figure 7-68-3, soit environ $\frac{1,70}{3,30} = 0,52$.

On pourra ajouter une petite marge de sécurité, par exemple 10 %, pour tenir compte de la dispersion horaire, et l'on obtiendra ainsi la courbe **3**, donnant la MUF sur la couche F₂.

Naturellement la plus élevée des deux MUF sur E et sur F₂ constitue la limite (trait renforcé sur la figure).

A titre de comparaison la courbe **4** reproduit la MUF prévue par le B. I. F. pour Paris-Alger et la courbe **5** la « limite supé-

rieure de la zone des fréquences sûres » d'après le S. P. I. M. pour le même parcours ⁽¹⁾.

Passons à l'autre limite : limite inférieure causée par l'absorption.

Nous disposons d'un champ non affaibli de 3 100 $\mu\text{V}/\text{m}$; il nous faut 100 $\mu\text{V}/\text{m}$ la nuit et le matin, 400 $\mu\text{V}/\text{m}$ l'après-midi. La liaison sera donc acceptable tant que l'absorption sera inférieure à $\frac{3\ 100}{100}$ (soit 30 dB) ou $\frac{3\ 100}{400}$ (soit 8 dB).

D'après le paragraphe 7-842, cette absorption est le produit de l'absorption subsolaire (A_0x) de la figure 7-842-3, par le coefficient de réduction K, figure 7-842-2, représentant le degré d'ionisation de la courbe D. Pour la latitude 40°, ce coefficient vaut :

1 à midi ;
 0,88 à 20 heures et 14 heures ;
 0,65 à 8 heures et 16 heures ;
 0,35 à 6 heures et 18 heures ;
 sensiblement 0 de 20 heures à 4 heures .

La valeur disponible pour (A_0x) est donc obtenue en divisant la marge permise par ces coefficients, ce qui donnera :

A midi : 30 dB	De 20 heures à 4 heures : — l'infini
A 14 heures : 19 dB	à 6 heures : 39 dB
A 16 heures : 22 dB	à 8 heures : 34 dB
A 18 heures : 27 dB	à 10 heures : 31 dB

Se reportant alors à la figure 7-842-3 on a les fréquences minimums correspondantes, qui donnent la courbe 6 de la figure. (A titre de sécurité, nous avons pris les valeurs les plus fortes pour f , lues sur le réseau en trait pointillé, origine allemande.)

La zone hachurée comprise entre cette courbe 6 et la partie renforcée des courbes 2 et 3, représente donc l'intervalle des ondes favorables. On voit qu'une fréquence de l'ordre de 10 Mc/s est à la rigueur possible toute la journée, tantôt par réflexion sur E, tantôt par réflexion sur F_2 ; une fréquence un peu plus élevée serait peut-être meilleure au début de l'après-midi (à cause de l'augmentation du champ nécessaire à la réception, 400 $\mu\text{V}/\text{m}$ au lieu de 100) ; une fréquence un peu moins élevée serait acceptable en soirée, ou vers 6 heures ; la nuit, aucune difficulté, toute fréquence inférieure à 5 Mc/s doit convenir.

⁽¹⁾ Sur le graphique du S. P. I. M. la courbe de la MUF monte jusqu'à 20 Mc/s à midi, probablement par considération possible de couche E sporadique ?

Pour une réception *télégraphique*, on pourrait se contenter d'un champ de quelques microvolts/mètre ; c'est-à-dire que, même avec un émetteur moins puissant, on aurait une marge d'absorption accrue de 30 à 40 dB, ce qui abaisserait le sommet de la courbe 6 de la LUF jusque vers 5 à 6 Mc/s ; on retrouverait alors les prévisions du S.P.I.M. (courbe 7). Le service serait alors très facile avec une onde de jour et une de nuit.

Il faut seulement prendre garde que (d'après les chiffres inscrits sur les courbes figure 7-68-3) l'angle de départ du faisceau émis au-dessus de l'horizon est assez différent suivant que la réflexion se fait sur la couche E à 120 km de hauteur — il est alors de 12° environ —, ou au contraire sur la couche F₂ à 250-400 km — il monte à 35° environ. Il faudra en tenir compte dans le choix de l'aérien dirigé.

Tout ceci est valable pour juillet 1953. Pour d'autres saisons, il faudrait recommencer l'opération avec les cartes correspondantes ; la différence peut être notable d'un mois à l'autre. En hiver, les fréquences utiles seront diminuées ; par contre, l'activité solaire allant en augmentant, les fréquences utiles augmenteront aussi jusqu'en 1958.

7-846. Deuxième exemple : avion Paris-Madagascar

Voici maintenant un cas plus compliqué, où la distance varie rapidement. Un avion part de Paris à 12 heures (TMG) en juillet 1953, à la vitesse de 500 km/h à destination de Madagascar. Il dispose d'un émetteur de puissance rayonnée $W=0,01$ kW ; la réception est faite à Paris en télégraphie entretenue sur antenne losange bien orientée, de gain moyen supérieur à 10 dB. Prévoir les ondes à employer en cours de trajet pour liaison directe avec Paris.

Calculs préliminaires.

1. On reporte sur la carte figure 7-841-1, au moyen du graphique figure 7-841-2, l'arc de grand cercle PM de Paris à Madagascar, et on le gradue en distance. On voit (fig. 7-846-1) que la portée maximum est d'environ 7 500 km et que la différence de longitude

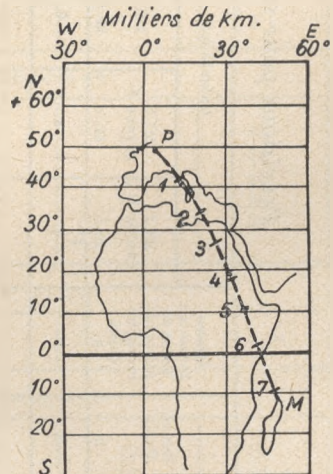


FIG. 7-846-1. — Trajet Paris-Madagascar.

TABEAU I
Prévisions pour avion Paris-Madagascar (juillet 1953)

Dis- tance km	Heure Paris h.	Heure locale au point de réflexion ionosphé- rique h.	Calculé ici				Prévisions B. I. F.			Prévisions S. P. I. M.		
			MUF couche E Mc/s	MUF couche F Mc/s	LUF Mc/s	Fréquences favorables optimum Mc/s	MUF Mc/s	LUF Mc/s	Optimum Mc/s	MUF Mc/s	LUF Mc/s	Optimum Mc/s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
500	13	13	6,1	6,1	4	4,5	6,5			9	3,5	5-6,5
1 000	14	14,30	7,5	8,7	6-7	5,7	10			14	4	6-9
1 500	15	16	12,0	11,6	7	6,5-8	13			18	5	7-12
2 000	16	17		15	6	7,0-10,5	16			20	5	6-15
3 000	18	19,30		20	4,5	6-15	19			22	< 2	2-18
4 000	20	21,30		17	Faible	5-17	17					
5 000	22	0		9-12	Faible	6-9	12	4	3-10	14	< 4	5-10
6 000	0	2,30										
7 500	3	6					10-12		6-8	9	< 4	5-8

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

atteint 45°, soit une différence d'heure de 3 heures. On en déduit aisément (connaissant la vitesse) les premières colonnes du tableau I.

2. On cherche la marge permise pour l'absorption atmosphérique (entre le champ reçu sans absorption et le champ nécessaire au récepteur).

Le champ reçu sans absorption se déduit de la figure 7-842-1 ; utilisant la courbe américaine 1, on voit qu'à 7 500 km, il serait, pour 1 kW rayonné, de 14 μ V/m ou +23 dB par rapport au microvolt/mètre. Tenant compte que la puissance émise est seulement de 0,01 kW (soit -20 dB), mais que l'aérien losange de réception rattrape +10 dB, tout se passe comme si l'on avait un champ non affaibli de $(23 - 20 + 10) = +13$ dB.

Recommençant aux distances de 5 000 km, 4 000 km, etc., on obtient les autres valeurs portées dans la colonne 2 du tableau II.

TABLEAU II

Marges d'absorption possibles sur le trajet Paris-Madagascar

1	2	3	4	5	6
Distance km	Champ non affaibli dB	Correction pour niveau de bruit			
		5 Mc/s	7 Mc/s	10 Mc/s	15 Mc/s
		1° DE JOUR			
		+ 6	+ 3	+ 2	+ 7
		Marge en dB			
500	+ 39	45	42	41	46
1 000	36	42	39	38	43
1 500	33	39	36	35	40
2 000	29	35	32	31	36
3 000	24	30	27	26	31
		2° DE NUIT			
		- 8,5	- 6	- 2	+ 10
		Marge en dB			
4 000	+ 21	12,5	15	19	31
5 000	18	9,5	12	16	28
7 500	13	4,5	7	11	23

D'autre part le niveau de bruit est donné par la carte (fig. 7-63-4), à Paris en été, c'est 4 ; les figures 7-63-5-6 permettent la correction du champ suivant la fréquence, d'où les valeurs inscrites dans les colonnes 3 à 6 du tableau II, en tenant compte que la réception se fait de jour jusque vers 3 000 km, et de nuit ensuite ; par exemple on aura, de nuit, une correction de $-8,5$ dB sur 5 Mc/s, de -6 sur 7 Mc/s, etc.

Additionnant ces chiffres avec celui de la colonne 2, on obtient les « marges d'absorption » disponibles ; la liaison sera possible tant que l'absorption effective ne les atteindra pas.

Détermination de la fréquence favorable. — Première zone.

Dans une première zone, jusqu'à environ 1 500 km, la réflexion peut avoir lieu (de jour), soit sur la couche E, soit sur la couche F, en des points de latitude 45 à 40° N et d'heure (locale) 13 heures à 16 heures. Pour la couche E, la carte (fig. 7-841-3) montre que l'ionisation en ces points est d'environ 0,9 à 0,85 du maximum subsolaire, soit environ (voir exemple précédent) 3,4 Mc/s.

Il faut d'autre part multiplier la fréquence critique f_c à incidence normale, par le coefficient $\frac{f_d}{f_c}$ convenant à l'obliquité, c'est-à-dire à la distance ; d'après la figure 7-68-3 il va de 2 pour $d=500$ km à 4,2 pour $d=1500$ km. D'où les valeurs de la $(MUF)_E$ indiquées dans la colonne 4 du tableau I.

Pour la couche F_2 , la carte (fig. 7-841-4) donne, dans la région de réflexion, une fréquence critique $f_u \approx 19$ Mc/s pour l'obliquité correspondant à un bond de 4 000 km.

Pour des bonds de 500 à 1 500 km seulement, il faut, d'après la figure 7-68-3, réduire cette valeur dans le rapport de $\frac{1,1}{3,4} = 0,32$ à $\frac{2,1}{3,4} = 0,62$. D'où les valeurs de la $(MUF)_F$ inscrites dans la colonne 5 du tableau I.

Pour avoir l'absorption à la traversée de la couche D, on utilisera :

— La figure 7-842-3 qui donne le coefficient de réduction par rapport à la valeur dans la zone subsolaire : ici encore 0,9 ;

— La figure 7-842-2, qui donne l'ordre de grandeur de l'absorption dans la zone subsolaire, en fonction de la distance et de la fréquence.

On tire de cette dernière les valeurs approchées suivantes :

APPLICATIONS. PROPAGATION DES DIFFÉRENTES GAMMES D'ONDES

	Distance .	500 km	1 000 km	1 500 km
		dB	dB	dB
Absorption en dB pour	4 Mc/s	30-47	—	—
	5 Mc/s	21-32	40-48	60
	7 Mc/s	10-20	20-28	30-82
	10 Mc/s	5-10	10-15	15-18

Comparant avec les « marges » prévues au tableau II, on en déduit les fréquences minimums utilisables (LUF) :

Distance en km	500	1 000	1 500
LUF (Mc/s).	4	6 à 7	7

D'où, en prenant une petite marge de sécurité, les fréquences favorables inscrites au tableau I, colonne 7, la réflexion ayant lieu, en principe, sur la couche F_2 .

Ces prévisions, quoique très simplifiées, sont assez bien confirmées par les graphiques des services spécialisés :

— D'après la carte des zones de silence du B. I. F. (fig. 7-841-5) on a les valeurs de la MUF portées colonne 8, tableau I ;

— D'après les graphiques du S. P. I. M. pour le cas A (correspondant à peu près à nos données) (fig. 7-841-7), les MUF sont plus élevées, mais les intervalles de fréquences favorables sont à peu près les mêmes (tableau I, colonnes 11-13) et les « angles de départ » inscrits correspondent bien à l'emploi de la couche F_2 .

Seconde zone.

Aux distances de 1 000 à 4 000 km, un seul bond sur la couche E ne suffit plus. Deux seraient possibles, mais au prix d'une absorption excessive dans la traversée de la couche D. On continuera donc à envisager un seul bond sur la couche F_2 .

D'après la carte de cette couche, aux points de réflexion mi-tieux des trajets 2 000, 3 000, 4 000 km, les fréquences $(f_d)_{4000}$ sont d'environ 20, 22 et 17 Mc/s ; les coefficients réducteurs d'obliquité (fig. 7-68-3) sont d'environ 0,74, 0,9 et 1, d'où les MUF marquées au tableau I, colonne 5.

Mais comme la nuit tombe sur le trajet, l'absorption diminue en même temps que la fréquence critique ; le coefficient (fig. 7-842-3)

diminue progressivement à 0,5, 0,2 et 0 ; l'absorption (fig. 7-842-2) est ainsi ramenée aux chiffres suivants :

Distance en km	2 000	3 000	4 000
	Mc/s	dB	dB
Fréquences	15	5	0
	10	10	0
	7	19-20	0
	5	30-40	0
		dB	dB
		3	0
		5-6	0
		8-14	0
		15-20	0

Comparant de nouveau avec les marges prévues (tableau II), on conclut que la fréquence minimum utilisable est aux environs de :

LUF	{ 2 000 km 6,4 Mc/s } inscrites col. 6
	{ 3 000 km 4,5 Mc/s }
	{ 4 000 km Faible }

Les fréquences les plus favorables paraissent donc, dans cette zone, entre 6-15 Mc/s et 5-17 Mc/s (col. 7).

Les documents B. I. F et S. P. I. M. sont en accord satisfaisant avec ces premières estimations (col. 8 et 13).

Troisième zone.

De 4 000 à 7 500 km, il faut deux bonds sur la couche F₂. Donc l'obliquité de l'incidence diminue pour chacun, et le coefficient $\frac{f_a}{f_c}$ aussi ; la carte de la couche F₂ montre que les deux réflexions se font dans des régions où la fréquence limite pour bonds de 4 000 km varie de 11 à 15 Mc/s ; pour des bonds de 2 500 km, elle serait réduite à 9-12 Mc/s environ.

L'absorption est en principe doublée, puisqu'il y a quatre traversées de la couche D au lieu de deux ; mais comme le trajet s'achève de nuit, elle reste faible ⁽¹⁾ et nous ne pouvons évaluer la fréquence minimum utilisable ; cependant, en raison de la faible marge laissée à l'absorption, il sera prudent de conserver une fréquence voisine de la MUF, par exemple 6-9 Mc/s.

Pour la liaison Paris-Tananarive, les bulletins du S. P. I. M. et du B. I. F. indiquent en effet jusqu'à 4 heures du matin des fréquences « sûres » de 6 à 8 Mc/s, mais dès que le jour se lève, la liaison devient précaire (la LUF montant rejoindre la MUF) ou même impossible (voir fig. 7-841-7, en bas à droite). La prévision

(1) Par contre, elle deviendrait très gênante de jour.

devrait donc être entièrement reprise, et deviendrait plus pessimiste, si l'avion partait le soir pour arriver dans la matinée.

7-847. Troisième exemple : liaisons à très grande distance

Lorsque l'on étudie des liaisons à très grande distance et notamment entre points présentant de grands écarts de longitude — par exemple Paris-Saïgon, Dakar-Tahiti, etc. — c'est-à-dire exigeant un nombre élevé de bords successifs dans des régions très différemment éclairées, on rencontre de plus en plus fréquemment la difficulté de l'exemple précédent pour Paris-Tananarive ; de jour : la courbe de la MUF s'abaisse à cause des parties de trajet dans la « nuit » ; la courbe de la LUF s'élève à cause des parties dans le « jour ». La liaison exige des changements d'onde de plus en plus nombreux et précis, et finit même par devenir impossible à certaines heures.

Si le trajet passe près du pôle, il faut en plus prévoir une absorption supplémentaire.

Ces conditions conduisent parfois à la conclusion (déjà mentionnée § 7-68) que l'arc de cercle le plus court joignant les stations n'est pas le meilleur trajet possible et que l'on peut avoir avantage à utiliser l'autre portion du grand cercle, par exemple parcourir 30 000 km de nuit au lieu de 10 000 dans le jour. Cette conclusion est confirmée par

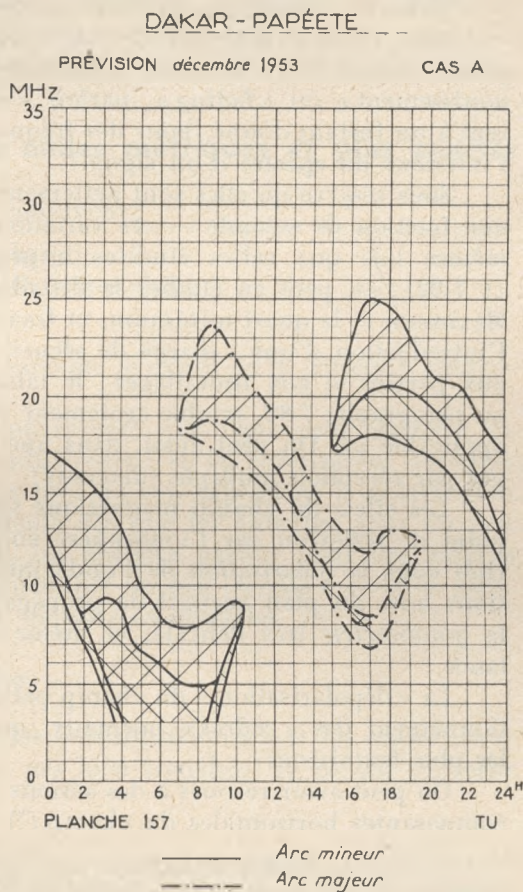


FIG. 7-847-1.

l'expérience et il arrive aux exploitants d'inverser leurs réflecteurs pour envoyer l'énergie dans la direction opposée au correspondant.

La figure 7-847-1 reproduit une prévision du S. P. I. M. relative à ce cas : sur le trajet Dakar-Tahiti (environ 15 500 km, écart de longitude 9 heures) la liaison directe (arc *mineur*) devient impossible de 10 heures à 16 heures TMG, où le soleil illumine une partie du trajet, tandis que l'autre est encore dans la nuit. Mais il est alors possible de communiquer en utilisant l'arc *majeur* (courbes en trait mixte).

7-848. Variations rapides des ondes décamétriques

Tout ceci s'applique aux valeurs médianes du champ.

Mais l'interférence des diverses composantes réfléchies en des points voisins de l'ionosphère ajoute des variations rapides : « évanouissement » ou « fading », parfois « sélectif » (c'est-à-dire différent à un instant donné, pour des fréquences très voisines, même à l'intérieur du spectre d'un signal).

Sous réserve qu'elles sont nettement plus rapides — parfois en une fraction de seconde — ces variations suivent sensiblement les mêmes lois que celles étudiées à propos des ondes moyennes (§ 7-82); on peut en étudier la distribution, déterminer le Quasi Maximum et le quasi minimum, et finalement en tenir compte par l'introduction d'une « marge de sécurité » dans les calculs relatifs aux portées et aux brouillages; le tableau de ces marges, donné au paragraphe 7-82, semble également (et peut-être même surtout) applicable ici. On peut aussi, dans une certaine mesure, les corriger par réception multiple (diversité).

Les effets du champ magnétique terrestre et les variations du point de réflexion sur l'ionosphère entraînent aussi des irrégularités dans la *polarisation* de l'onde indirecte, et même des *déviations* hors du plan vertical de propagation normale, ce qui rend la *goniométrie* très délicate, et même dangereuse, à grande distance :

La « dépolarisation » du champ perturbe complètement le fonctionnement des « cadres » normaux, qui donnent les relèvements les plus fantaisistes.

On peut avoir recours à des aériens compensés, insensibles aux composantes horizontales du champ ⁽¹⁾ et uniquement sensibles à

⁽¹⁾ Les composantes horizontales du champ ne sont pas annulées au voisinage du sol, parce qu'à ces fréquences le sol n'est plus un conducteur parfait (voir § 7-12). Dès que les aériens sont un peu surélevés, d'ailleurs, la

la direction d'arrivée de la composante verticale (Ancock et analogues); mais ils sont beaucoup plus encombrants et délicats.

Par ailleurs aucun aérien ne peut corriger les déviations accidentelles du rayon hors de son trajet normal, lesquelles peuvent atteindre quelques degrés dans la zone de bonne réception à grande distance, mais bien davantage dans la « zone de silence » et ses environs, où le rayon peut être renvoyé par diffraction et diffusion de la couche E normale ou « sporadique », c'est-à-dire provenir d'un point situé à des milliers de kilomètres de l'émetteur.

C'est un très grave handicap dans l'utilisation des ondes courtes pour la navigation aérienne et c'est pourquoi l'utilisation des ondes longues ou intermédiaires (celles-ci réfléchies bien plus régulièrement par la couche E) conserve des partisans.

L'influence des obstacles voisins du récepteur est également redoutable et impose, par exemple, de placer, sur les navires, les goniomètres O. C. en têtes de mât, avec toutes sortes de précautions.

7-85. Propagation des ondes métriques et plus courtes

Nous récapitulerons brièvement :

- Le rôle de l'ionosphère ;
- Celui du sol et de la troposphère ;
- Celui des obstacles ;

et nous prendrons comme exemple le calcul de la détection électromagnétique d'un obstacle.

Rappelons toutefois auparavant, que dans cette gamme, la polarisation est presque indifférente : si la polarisation verticale est théoriquement meilleure près du sol, cependant la polarisation horizontale devient équivalente dès que les antennes sont un peu surélevées. Entre les deux, on choisira parfois pour des raisons secondaires, telles que la sensibilité un peu inégale à certains parasites ou au re-rayonnement de certains obstacles.

7-851. Rôle de l'ionosphère

La limite entre les ondes « décamétriques » et les ondes « métriques » n'est évidemment pas bien tranchée, en ce qui concerne leur propagation.

polarisation horizontale est utilisable et presque équivalente à la polarisation verticale (§ 7-441) : c'est le principe des antennes losange, et c'est ce qui permet d'employer des antennes de réception de forme très quelconque.

Cependant, comme on l'a vu précédemment, les couches ionosphériques *normales* sont rarement assez ionisées pour réfléchir les fréquences supérieures à 30 Mc/s (même parties tangentielle-ment au sol); de sorte qu'en arrivant aux ondes « métriques », on se trouve bien en face d'un fait nouveau : l'impossibilité d'assurer des *services réguliers à très grande distance* par le rayon ionosphérique.

Cela ne veut pas dire que toute propagation ionosphérique à grande distance soit impossible en ondes métriques; comme nous l'avons signalé déjà, l'ionisation de la couche F_2 peut accidentellement dépasser la normale (surtout en novembre-décembre, aux périodes d'activité solaire maximum); la couche « E sporadique » peut réfléchir obliquement des fréquences jusqu'à 50, 60 et peut-être parfois même 80 Mc/s, pendant une fraction notable du temps. Il peut aussi y avoir de la « diffusion » par ces couches. Ceci explique :

— La réception de signaux de télévision européenne (ondes voisine de 6-7 m) aux U. S. A. pendant certains hivers ;

— L'interception de signaux de la police londonienne par des postes d'écoute allemands pendant la guerre 1940-1945 (également sur ondes de cet ordre);

— Des brouillages mutuels entre stations de télévision ou de modulation de fréquence, à des distances imprévues.

Mais tous ces phénomènes, bien que fréquents pendant certaines périodes, n'ont pas le caractère de régularité permanente ordinairement requis par les services radio-électriques.

Ils sont d'ailleurs, en l'état actuel de nos connaissances, difficilement prévisibles.

Nous n'y insisterons donc pas davantage ⁽¹⁾.

7-852. Rôle du sol et de la troposphère

Comme on l'a vu aux paragraphes 7-4 et 7-5, la nature du sol intervient très peu, si ce n'est par ses irrégularités. Le facteur essentiel est la *hauteur* des postes au-dessus de ce sol, ou, si l'on veut, le rapport entre la distance à couvrir et la « portée optique ».

Nous avons indiqué la subdivision nécessaire du problème suivant les valeurs de ce rapport : zone « de propagation libre », zone

⁽¹⁾ Voir, par exemple, MORGAN, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1953, pp. 583-587. D'après les plus récentes expériences, on peut espérer cependant des liaisons stables par diffusion ionosphérique à condition d'utiliser des émetteurs très puissants et des aériens très soigneusement dirigés.

« d'interférence », zone « de diffraction », séparées par une zone « intermédiaire » ; et nous avons donné des exemples de calcul du champ dans ces différents cas.

Nous avons également indiqué le rôle de la troposphère, soit par « réfraction normale », soit par « super-réfraction », soit par « absorption », soit enfin par « turbulence ».

Il est donc inutile de répéter ici ces considérations. Nous nous bornerons à résumer, au moyen d'un tableau général, les différents cas rencontrés, les formules à employer et les exemples (voir tableau page suivante).

Bibliographie :

Généralités — Projets de liaison :

- BULLINGTON, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, octobre 1947, pp. 1121-1136.
 BULLINGTON, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, janvier 1950, pp. 27-32.
 GUENTHER, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, septembre 1951, pp. 1027-1034.
 NORTON, ALLEN, J. *British Inst. Rad. Eng.*, mars 1951, pp. 93-100.
 NORTON, RICE, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, avril 1952, pp. 470-474.

Ondes métriques :

- LEWIS, *Communications*, août 1949, pp. 6-7 et 32.
 EBERT, *Techn. Mitt. P. T. T.* (suisses), octobre 1949, pp. 209-223.
 KIRKE, etc., *Pr. Inst. El. Eng.*, septembre 1951, III, pp. 343-359, 378-381.
 ROUX, *Annales Radio-El.*, octobre 1953, pp. 318-339.

Ondes décimétriques :

- FISHER, *Electronics*, septembre 1949, pp. 106-111.
 YOUNG, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mars 1950, p. 258.
 AIKENS, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, novembre 1950, pp. 1317-1319.
 GERKS, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, novembre 1951, pp. 1374-1382.
 KIRBY, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1952, pp. 525-536.
 YOUNG, BELLS, *Techn. J.*, novembre 1952, pp. 1068-1085.
 EPSTEIN, etc., *Electronics*, novembre 1952, pp. 102-109.

7-853. Rôle des obstacles

Le rôle des obstacles est important et complexe. Ici encore, une distinction s'impose.

Considérons d'abord un obstacle isolé, au voisinage de l'un des postes, par exemple le récepteur. Il produit un re-rayonnement qui se superpose au rayonnement primaire de l'émetteur.

Si l'aérien récepteur possède un pouvoir directif suffisant, et si la direction d'arrivée des champs primaire et secondaire est assez différente, il se peut que l'influence de ce champ secondaire soit faible ou négligeable : c'est généralement le cas en ondes centimétriques, et c'est ce qui confère aux « faisceaux hertziens », par

RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE : PROPAGATION DES ONDES

TABLEAU GÉNÉRAL

Propagation des ondes très courtes

Dist. d (km) = haut. h_1, h_2 (m) ; portée optique d_0 (km) = $4(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$				
Cas	Rôle du sol	Rôle de la troposphère	Résultats	Exemples
Grandes hauteurs $h_1 \gg d$ $h_2 \gg d$	Nul. Onde directe seule appréciable (§ 7-41)	Absorption ou réfraction faibles tant que $\lambda > 3$ cm	Champ fort et stable	Liaisons entre avions rapprochés
$d < d_0$ « visibilité optique »	Réflexion sur la « zone de Fresnel » (§ 7-422) et interférence avec le rayon direct (§ 7-42)	Idem	Diagramme « à feuilles », variations périodiques avec d, h_1 ou h_2 , maximums doublés, minimums pouvant tomber au 1/10 des maximums	Liaisons avion-sol, faisceaux hertziens, télévision, etc. (§ 7-42)
$d \approx d_0$ portée optique	Zone « intermédiaire » Interpoler entre cas précédent et suivant (§ 7-45)	Augmentation du rayon apparent de la terre (variable avec le temps)	Baisse rapide du champ, mais sans discontinuité, variations avec le temps	Idem (§ 7-45)
$d_0 < d < 2d_0$	Zone « d'ombre » ou de « diffraction » Calculer le champ au sol ou à hauteur critique, et multiplier ensuite par un « facteur de hauteur » (§ 7-44)	Idem	Idem	Idem (§ 7-443)
$d > 2d_0$ (jusque vers 700 à 1 000 km)	Champ diffracté négligeable	1. Au-dessus des mers chaudes : <i>super-réfraction</i> 2. A toute époque : <i>turbulence</i>	Formation de « conduits », portées anormales. Le champ peut atteindre, pendant 1 à 10 % du temps, des valeurs de -60 à -90 db au-dessous du champ « libre »	Radar (§ 7-52) Brouillages (§ 7-53)

exemple, une certaine indépendance vis-à-vis de tous les déplacements d'objets voisins.

Mais si, au contraire, l'aérien récepteur ne peut discriminer entre les directions d'arrivée des deux champs, leurs effets s'ajoutent avec une phase quelconque : la f.é.m. recueillie peut donc être augmentée ou diminuée, et les moindres déplacements relatifs de l'aérien et de l'obstacle, ou les moindres variations de la fréquence, modifiant notablement la phase, peuvent faire passer la résultante par des maximums et des minimums marqués. C'est ce qui arrive, par exemple, aux récepteurs de télévision en ondes métriques, où l'on constate maintes bizarreries — l'image étant bonne ou mauvaise suivant que certains objets conducteurs environnants (ou l'aérien) sont placés de telle ou telle façon (store métallique levé ou baissé, etc.).

Ces irrégularités peuvent être « sélectives », c'est-à-dire fonctions critiques de la fréquence, au point de se manifester dans le spectre même d'un signal et d'apporter une distorsion notable aux transmissions par « modulation de fréquence ».

Un obstacle *interposé* entre l'émetteur et le récepteur peut produire des effets très différents et paradoxaux.

En général, il affaiblit le champ (voir § 7-47); cependant, s'il se trouve sur le trajet du rayon réfléchi par le sol, et notamment dans la « zone de FRESNEL » où se produit cette réflexion, il peut atténuer le rayon réfléchi plus que le rayon direct, ce qui (dans la feuille inférieure du diagramme, ou au voisinage des minimums) se traduit finalement par une *augmentation* du champ reçu. Il a donc été souvent proposé, et parfois réalisé avec succès, soit de masquer ladite « zone de FRESNEL » par un « tapis absorbant » ou un petit écran vertical, soit, si le sol est irrégulier dans cette région, de déplacer (par tâtonnement) les postes, jusqu'à ce que la réflexion nuisible passe par un minimum ⁽¹⁾.

D'autre part, même si l'obstacle est interposé sur le trajet du rayon *direct*, on ne peut affirmer qu'il produira toujours un affaiblissement; nous avons vu, au paragraphe 7-473 (fig. 2, notamment), que ce n'est pas toujours vrai : en supprimant la deuxième zone de FRESNEL il peut, au contraire, produire un renforcement.

Ce résultat bienfaisant peut même être beaucoup plus marqué si l'on compare l'effet de l'écran avec celui qui serait produit, en son absence, par la courbure de la Terre; pour des postes très voisins du sol, on a vu que cette courbure crée un « masque » absor-

(¹) Voir, par exemple, BUSSEY, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, décembre 1950, p. 1453; BUSSEY, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, juin 1951, p. 718; GOUGH, *Marconi Review*, octobre-décembre 1949, pp. 121-139.

bant tout le long du trajet ; il peut en résulter un affaiblissement plus important que celui dû à la diffraction par un écran « en lame de couteau » interposé au milieu.

La vérification est facile à faire : en prenant deux postes distants de 10 km et surélevés de 1 m sur la longueur d'onde de 1 m, il n'y a pas visibilité optique ; le champ s'obtient en prenant la valeur au sol (§ 7-432, fig. 2, sur Terre) : $2 \mu\text{V}/\text{m}$ pour 1 kW rayonné, et en multipliant ensuite par le « facteur de hauteur » (§ 7-433, fig. 3, sol sec, polarisation verticale) : sensiblement 3 ; au total $2 \times 3 \times 3 = 18 \mu\text{V}/\text{m}$.

Supposons maintenant qu'on interpose au milieu du trajet un écran mince (colline, falaise...) de 10 m de hauteur, et appliquons la formule de SACCO (§ 7-473, fig. 3) ; on a :

$$d_1=5 \quad d_2=5 \quad h=0,1 \quad \lambda=0,001=z_1=z_2$$

le second terme du crochet est négligeable, on trouve $v = -2,8$ et en se reportant à la courbe (fig. 7-432-2), un affaiblissement de 0,08 par rapport au champ libre (qui est de 30 mV/m pour 1 kW rayonné), d'où un champ diffracté de 2,4 mV/m, beaucoup plus fort que le champ ayant contourné la Terre.

Ceci est un cas extrême et simplifié ⁽¹⁾, mais le renforcement produit sur une liaison en hyperfréquence, par un obstacle interposé, tel qu'une colline, a été réellement observé ⁽²⁾.

Enfin, si l'on a, au voisinage de l'un des postes, non pas un seul obstacle, mais un grand nombre d'obstacles de dimensions et de formes variées (arbres, maisons, superstructures métalliques, voitures...) — ce qui est le cas dans les agglomérations pour la radiodiffusion, les services de police, etc. — les effets de tous les re-rayonnements secondaires se combinent d'une façon désordonnée pour donner des fluctuations imprévisibles ; leur amplitude atteint couramment 12 à 20 dB le long d'une route, 40 dB en ville. En plus, évidemment, toute l'énergie dissipée par les courants induits dans ces obstacles eux-mêmes, étant empruntée au champ primaire, celui-ci se trouve, en moyenne, notablement affaibli ; comme on l'a vu au paragraphe 7-475, une baisse de 10 à 35 dB doit être prévue ; elle ne peut être rattrapée par la surélévation des aériens

⁽¹⁾ Voir aussi, pour le cas d'une colline sphérique, les §§ 7-472 et 7-473.

⁽²⁾ Voir, par exemple, Dickson, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, août 1953, pp. 967-969. Allusion y est faite aussi dans le doc. 160 (japonais) au C. C. I. R. de Londres, 1953. Ceci sans parler du cas où l'on place, au sommet de la colline, un « relais passif » comprenant un aérien récepteur, alimentant de l'autre côté un aérien émetteur ; c'est alors une véritable retransmission. Voir *RIME, Marconi Review*, 2^e trimestre 1953, pp. 96-106.

que dans la zone parfaitement dégagée, au-dessus de tous les obstacles (1).

Nous n'avons parlé ici que de l'amplitude du champ ; mais, bien entendu, sa polarisation et sa direction d'arrivée apparente, peuvent aussi être altérées par le re-rayonnement des obstacles.

Par suite, la *goniométrie* devient incertaine.

Si l'on emploie des goniomètres « différentiels », à cadre ou à antennes *Adcock*, travaillant à l'extinction de l'onde reçue, la présence d'une composante parasite, même faible, peut amener de grosses erreurs : c'est le cas pour la plupart des goniomètres à ondes métriques, pour lesquels il faut faire à peu près les mêmes réserves que pour ceux à ondes décimétriques.

Par contre, en arrivant aux ondes déci- et centimétriques, on emploie généralement des aériens « à maximum » (ou, ce qui revient presque au même, à « égalité »), dans lesquels on recueille la composante utile du champ, en phase sur toute une large surface (paraboloïdes, cornets, pavillons, etc.). Dans ces conditions, la présence d'une irrégularité ou d'une déformation très localisée, par suite d'obstacles voisins, est beaucoup moins gênante. Les effets de « masque » et de « déviation » diminuent ; les objets placés en arrière de l'aérien n'interviennent plus que par les « lobes secondaires » du diagramme, c'est-à-dire relativement peu. C'est ce qui permet de pointer correctement les radars sur leurs objectifs, même à bord des navires de guerre aux superstructures encombrées.

7-854. « Equation du radar »

On appelle ainsi la relation qui donne le champ réfléchi par un obstacle et reçu en détection électromagnétique.

Cette relation est très simple tant qu'on s'en tient à l'espace libre ; elle résulte immédiatement des formules de base pour le rayonnement dans un tel espace (§ 7-41) et de la connaissance de la « surface équivalente » de l'obstacle (§ 7-47).

Soit en effet un émetteur de puissance W (watts) utilisant un aérien dont le gain en énergie, par rapport à un « radiateur isotrope », est G . Dans la direction favorisée, tout se passe comme si l'on avait une puissance rayonnée GW , et la densité de cette énergie par unité de surface (m^2) à la distance $d(m)$ est :

$$\delta \left(\frac{W}{m^2} \right) = G \frac{W}{4 \pi d^2}$$

(1) Voir, par exemple, *GOLDSMITH, etc., Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1949, pp. 556-563 ; *DREYER, Electronics*, octobre 1949, pp. 82-85 ; *BERTAUX, etc., Note prélim. Lab. Nat. Radio*, 141, mars 1950 ; *EPSTEIN, Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1953, pp. 595-611.

Admettons que dans cette zone se trouve un obstacle de surface « équivalente » σ , c'est-à-dire qui, par définition, capte l'énergie traversant la surface σ et la re-rayonne de façon isotrope ; il se comportera donc comme un « radiateur secondaire » de puissance :

$$w_2(\text{watts}) = \frac{\sigma(\text{m}^2)}{4\pi d^2(\text{m})} \times G \cdot W(\text{watts})$$

et le même raisonnement, en sens inverse, montre qu'un aérien récepteur de surface S' (m^2) captera l'énergie en retour :

$$w'(\text{watts}) = \frac{\sigma S' G W}{16\pi^2 d^4}$$

la portée correspondant à une sensibilité donnée w' du récepteur est donc :

$$d = \sqrt[4]{\frac{\sigma S' G W}{16\pi^2 \cdot w'}}$$

On voit qu'elle est proportionnelle seulement à la racine *quatrième* des facteurs σ , S' , G , $\frac{1}{w'}$, et notamment puissance W .

Cette formule peut être mise sous différentes formes, suivant que l'on se donne les *gains* ou les *surfaces* des aériens, et la « surface équivalente » σ par diverses variantes.

En particulier, on a vu au paragraphe 7-413 que le gain *maximum* théorique d'un aérien de surface S , par rapport à un aérien isotrope, est :

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2}$$

mais qu'en pratique, il est difficile de dépasser la moitié de ce chiffre.

Si donc l'aérien d'émission a une surface S , on peut remplacer, dans la formule précédente, G par $(2 \text{ à } 4) \pi \frac{S}{\lambda^2}$; et inversement à la surface S' de l'aérien récepteur, on peut substituer son gain :

$$G' = (2 \text{ à } 4) \pi \frac{S'}{\lambda^2}$$

ce qui donne les deux variantes :

$$d = \sqrt[4]{\frac{\sigma S S' W}{(4 \text{ à } 8) \pi \lambda^2 w'}} = \sqrt[4]{\frac{\sigma G G' \lambda^2 W}{(32 \text{ à } 64) \pi^3 w'}}$$

En général, pour les radars mobiles, on est limité par la surface de l'aérien commun d'émission et de réception ; $S = S'$ est donc donné, et la première variante montre que l'on a avantage à *réduire la longueur d'onde* (tout au moins tant que la diminution

de la puissance émise W et l'augmentation de la puissance nécessaire au récepteur w' — par suite du facteur de bruit — ne compensent pas cet avantage).

Comme d'autre part cela augmente l'acuité des faisceaux et donc la précision du pointage, on comprend que l'évolution du radar ait en effet, tendu à la diminution de λ .

Mais en pratique, le gain n'augmente pas indéfiniment avec S ; les imperfections des réflecteurs limitent G (vers 10 000 par exemple); une fois cette valeur obtenue, la seconde variante de la formule montre que l'on aurait intérêt à augmenter λ et la surface de l'antenne réceptrice. Sans en arriver là, les grands radars terrestres conservent des ondes relativement longues, par exemple métriques.

L'application numérique est facile; prenons par exemple :

$$\begin{aligned} w &= 100 \text{ kilowatts} \\ S &= S' = 4 \text{ m}^2 \\ \lambda &= 0,1 \text{ m} \\ w' &= 10^{-13} \text{ watt} \quad (\text{sensibilité normale d'un bon récepteur}). \end{aligned}$$

On a vu au paragraphe 7-47 que la surface équivalente σ d'un avion atteignait facilement 10 m^2 .

Il vient donc :

$$d = \sqrt[4]{\frac{10 \cdot 16 \cdot 10^5}{(4 \text{ à } 8)\pi \times 10^{-2} \cdot 10^{-13}}} = 160 \text{ à } 190 \text{ km}$$

ordre de grandeur qui est en effet atteint par les radars puissants.

Ceci concerne la propagation *dans l'espace libre*, c'est-à-dire, par exemple, la détection des avions ou engins à haute altitude.

Pour des avions à basse altitude, et à plus forte raison pour des buts terrestres ou flottants, il faut faire intervenir l'onde réfléchie par le sol, d'où le facteur $2 \cdot \sin\left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right)$ du paragraphe 7-42 — réduit à $\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d}$ dans la plus basse « feuille ».

Ce facteur multiplie le champ à l'aller et au retour; il intervient donc au carré sur le champ et à la quatrième puissance sur l'énergie reçue, qui devient :

$$w' = \left[2 \sin\left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d}\right)\right]^4 \times \frac{\sigma S' GW}{16 \pi^2 d^4}.$$

Le facteur en sinus introduit naturellement, dans le diagramme vertical, des « feuilles » avec maximums et minimums, comme au paragraphe 7-45, et par suite, dans la zone « de couverture » d'un radar, des irrégularités considérables de portée. Etant donné qu'il

est important de connaître les angles auxquels un avion peut, de ce fait, échapper à la détection, on construit souvent, pour chaque radar (c'est-à-dire pour h_1 , λ , S' , G , W donnés), le diagramme « de couverture » formé par les lignes de « champ constant » (ou

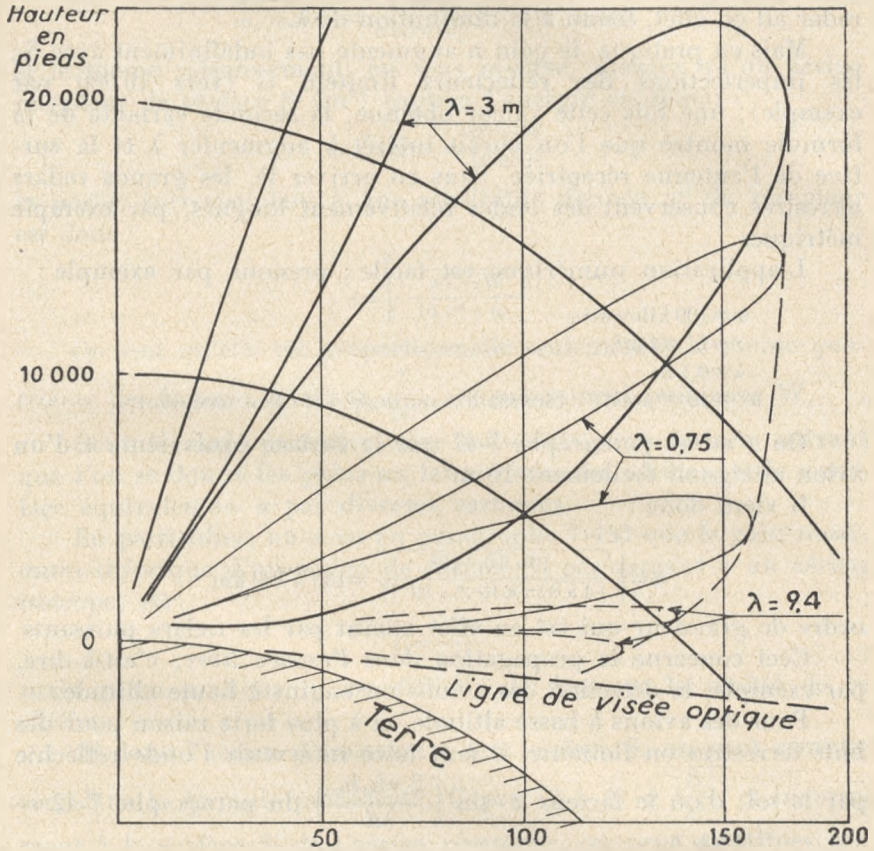


FIG. 7-85-1. — Diagramme de couverture avec $h_1 = 37$ m (courbes -43 dB par rapport à 1 km). Longueurs d'onde : 3 m, 0,75 m et 9,4 cm.

de w' constant), avec la distance d en abscisses et la hauteur h_2 de l'avion en ordonnées (à échelle exagérée). On y reporte ordinairement aussi la courbure terrestre.

La figure 7-85-1 représente un tel diagramme pour un émetteur situé à l'altitude $h_1 = 37$ m au-dessus de la mer, et pour trois ondes différentes $\lambda = 3$ m, $\lambda = 0,75$ m, $\lambda = 0,094$ m (seuls sont

représentés, pour chacune, les deux lobes inférieurs de la zone d'interférence, pour un champ de 43 dB en dessous du champ libre à $d=1$ km).

La figure 7-85-2 représente un diagramme analogue pour un émetteur situé à $h_2=9$ m au-dessus de la mer et l'onde $\lambda=10$ cm

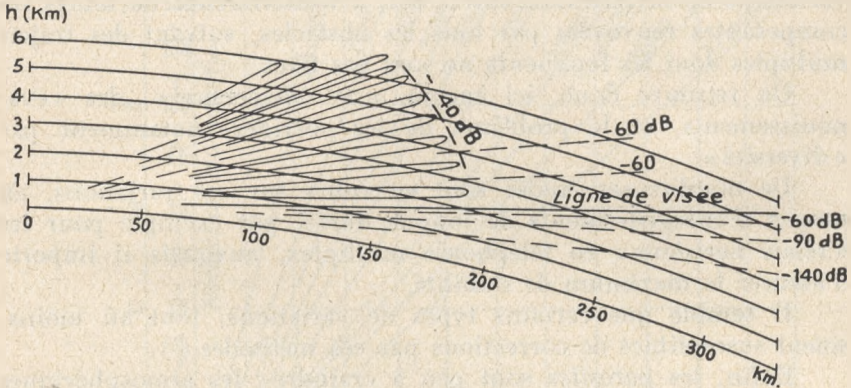


FIG. 7-85-2. — Diagramme de couverture
 $h_1=9$ m, $\lambda=10$ cm (pol. verticale sur mer).

Courbes de champ graduées en dB au-dessous du champ à 1 km.

(polarisation verticale). Les niveaux des courbes sont en décibels par rapport au champ libre à 1 km.

La portée aux minimums est de l'ordre du $\frac{1}{10}$ de la portée aux maximums.

A la limite de portée correspondant à l'altitude minimum, le sinus se confond avec l'arc et la formule devient :

$$d = \sqrt{\frac{h_1 h_2}{\lambda}} \cdot \sqrt[8]{16 \tau^2 \sigma S' G \frac{W}{w'}}$$

La portée ne croît plus que comme la racine huitième de la puissance ; mais elle croît comme la racine carrée de chaque hauteur et de $\frac{1}{\lambda}$; d'où avantage à augmenter h_1 et à diminuer λ au fur et à mesure que l'on veut détecter des obstacles plus bas ; c'est pourquoi les radars de navigation ou de veille en surface sont souvent à ondes de $\lambda=3$ cm et placés relativement haut dans les mâtures.

Enfin, il y aurait naturellement à tenir compte des super-réfractions éventuelles sur mer, comme indiqué au paragraphe 7-52.

7-855. Evanouissements et parasites

Bien que ne mettant pas en jeu les phénomènes variables de l'ionosphère, les liaisons en ondes très courtes sont moins stables qu'on ne le supposerait *a priori* : elles sont sensibles aux variations de la réfraction et de l'absorption dans l'atmosphère, aux variations de la réflexion sur le sol, à l'interférence de toutes les composantes renvoyées par tous les obstacles, suivant des trajets multiples dont les longueurs ne sont pas fixes.

On retrouve donc, ici encore, une « dispersion », des « évanouissements », et le problème de les corriger, notamment par « diversité ».

De nombreuses études sont en cours sur ces variations, au moyen d'enregistrements de longue durée, par exemple pour les « relais hertziens » en téléphonie multiplex, auxquels il importe d'assurer le maximum de stabilité.

Il semble que certains types de variations, tout au moins, soient susceptibles de corrections par ces méthodes ⁽¹⁾.

Enfin, les *parasites* sont peu à craindre : les atmosphériques sont quasi inexistantes ; les parasites artificiels deviennent moins intenses, sauf ceux dus aux allumages de moteurs à explosion, qui sont redoutables en ondes métriques et gênent la télévision dans les villes ; rappelons toutefois qu'il existe des parasites « solaires » et « cosmiques » et que le « rayonnement thermodynamique » de l'enceinte représente un champ de plus en plus intense au fur et à mesure que la fréquence augmente. D'où, inévitablement, une limite à la sensibilité des récepteurs (sans parler de leur bruit propre).

7-86. Propagation sous-marine et souterraine

On a vu, au paragraphe 7-83, la propagation et l'affaiblissement pour une onde plane se propageant dans un milieu conducteur et notamment dans la mer.

Ces formules s'étendent à toutes les propagations souterraines ou sous-marines comme si les ondes se propageaient verticalement vers le bas, après avoir traversé la surface de séparation sans discontinuité. On obtient donc le champ à une profondeur z , en prenant le champ en surface (quelle que soit son origine : onde directe, indirecte, etc.) et en lui appliquant la réduction $e^{-\alpha z}$, où α est

⁽¹⁾ Voir, par exemple, BARZILAI, LATMIRAL, *Wir. Eng.*, décembre 1948, pp. 390-395 ; KAYLOR, *Bull. S. Techn. J.*, septembre 1953, pp. 1187-1202.

donné par la formule du paragraphe 7-23 (c'est celle de « l'effet de peau ») en fonction de la conductibilité σ et de la perméabilité magnétique μ .

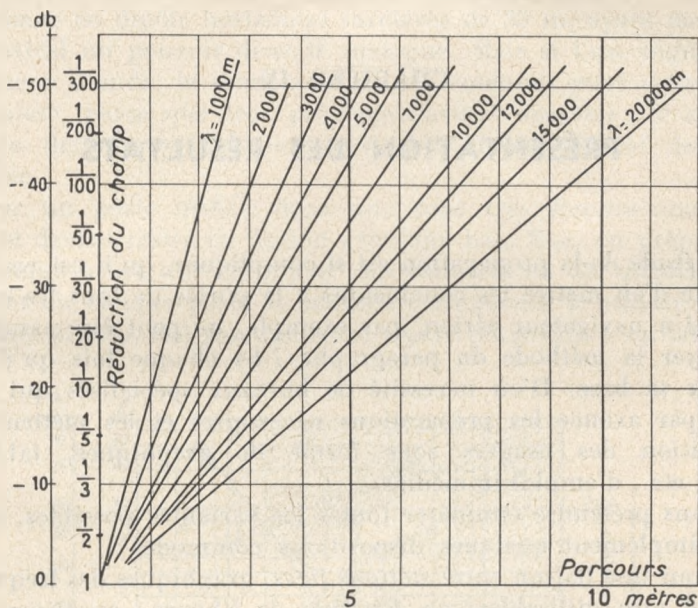


FIG. 7-86-1.

La figure 7-86-1 donne cet affaiblissement dans l'eau de mer ($\sigma=4$ mho/m). On voit que la réception n'est possible, pour les sous-marins en plongée, qu'à quelques mètres de la surface et seulement en ondes très longues.

CHAPITRE IX

PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

L'étude de la propagation est si compliquée, qu'il est vraiment difficile d'en mettre les conclusions à la portée de tous les exploitants. Un navigateur aérien, par exemple, ne peut être assujéti à employer la méthode du paragraphe 7-84 chaque fois qu'il veut appeler sa base. D'où nécessité de bureaux spécialisés qui effectuent par avance les préparations nécessaires et les mettent à la disposition des usagers sous forme de graphiques, tableaux, cartes, etc., d'emploi immédiat.

Sans prétendre énumérer toutes les variantes possibles, signalons simplement quelques dispositions commodes :

Pour une liaison entre *stations fixes*, graphiques des fréquences max et min utilisables, en fonction de l'heure : analogues à la figure 7-841-7. On peut y perfectionner l'indication de la probabilité de réussite.

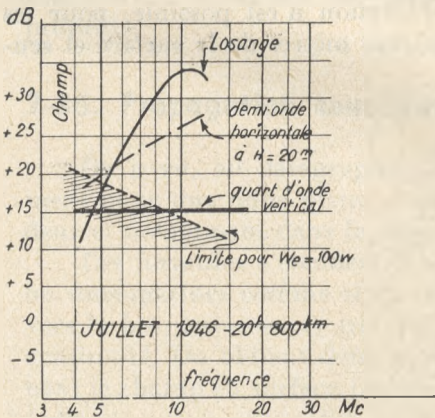


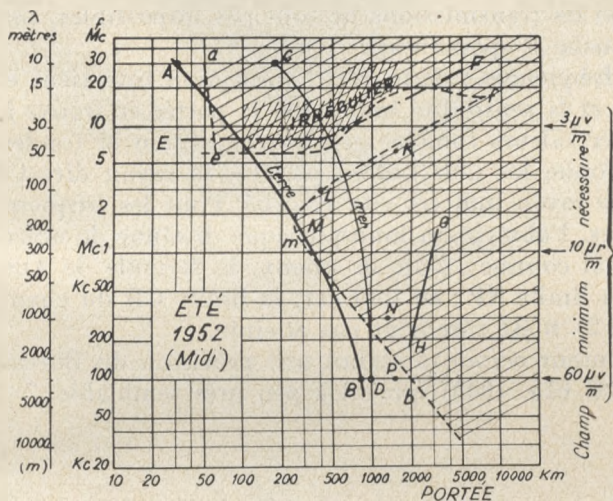
FIG. 7-9-1. — Prévisions pour distance fixe en fonction de l'antenne.

Pour un réseau de postes mobiles dans une certaine région — pas trop étendue, c'est-à-dire homogène du point de vue ionosphérique — (par exemple d'une armée en opérations), tableaux des fréquences à employer en fonction de l'heure et de la distance. On peut aussi prévoir les valeurs du champ, pour un type de poste donné, et, pour permettre le choix de l'antenne, indiquer, pour chaque portée, par un graphique, le gain obtenu en fonction de la fréquence et l'angle de départ.

PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

Par exemple, figure 7-9-1, à la distance de 800 km, sur la couche E, l'angle de départ devra être de 17° . Une certaine antenne losange aura son maximum de rayonnement sous cet angle pour la fréquence 10 Mc ; elle sera la meilleure possible. Ensuite viendra une antenne en dipôle horizontal surélevée de 30 m, ayant dans le plan vertical un pouvoir directif analogue. Mais si l'on augmente la longueur d'onde, le rendement de ces antennes pour cette distance baisse, parce que leur pointage devient mauvais : le maximum du diagramme est trop haut, un dipôle vertical devient préférable.

Pour un *poste mobile* dans une zone très étendue (navire, avion) et devant rester en liaison avec une base fixe, on préparera pour chaque heure une carte avec des contours ou un quadrillage indiquant en chaque point la meilleure fréquence à utiliser (soit par lecture directe, soit par une lettre-repère renvoyant à un tableau simple).



AB : onde directe, sur terre (courbes C.C.I.R.)
 CD : " " " " sur mer (" " "
 EF : fréquence MAX. utilisable (latitude 40°)
 GH : onde indirecte, nuit (courbes C.C.I.R.)
 aefmb : prédictions du Bureau of Standards, LC 615, 1940
 Portée d'un émetteur de 1 Kw rayonné
 (non dirigé)

FIG. 7-9-2.

Enfin, pour des stations de diffusion ou d'interception, il peut être commode de rassembler sur un graphique (valable à une époque donnée) l'indication de la portée en fonction de la fré-

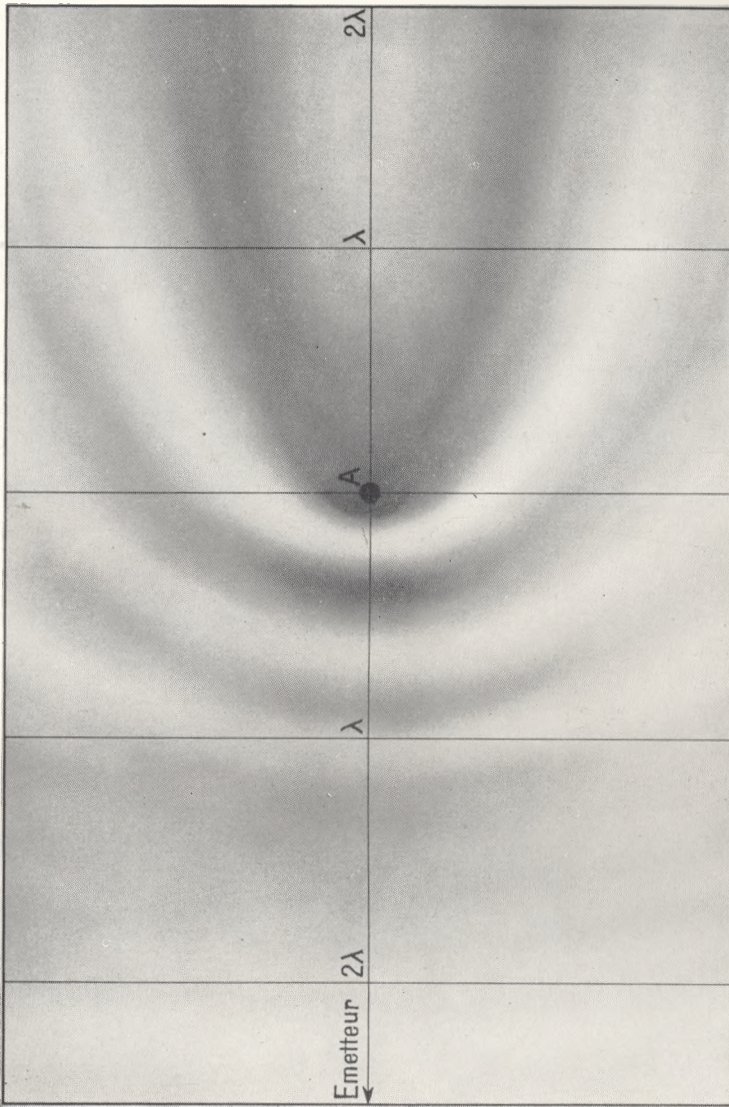
quence, pour les différents rayonnements. Tel est le sens de la figure 7-9-2, concernant un poste de 1 kW, non dirigé, pour l'été 1952, à midi, latitude 40° ; on suppose que le champ minimum nécessaire à la réception est de 3 $\mu\text{V}/\text{m}$ sur $\lambda = 30$ m, 10 $\mu\text{V}/\text{m}$ sur $\lambda = 300$ m et 60 $\mu\text{V}/\text{m}$ sur $\lambda = 3\,000$ m.

Moyennant quoi, la portée de l'onde directe de sol, sur terre, est reportée courbe AB d'après les graphiques C. C. I. R. (§ 7-432, fig. 3) — elle va de 30 km pour l'onde de 10 m (point A) à 800 km pour l'onde 3 000 m (point B). De même, sur mer, on obtiendrait la courbe CD.

Quant au rayon indirect, une étude rapide, semblable à celle faite au paragraphe 7-844, montre rapidement que la longueur d'onde critique sur la couche F_2 est d'environ 40 m : les fréquences supérieures ne sont donc réfléchies que pour des incidences obliques, c'est-à-dire qu'il existe une zone de silence de rayon croissant : sa limite est à peu près la courbe en trait mixte EF, au-dessus de laquelle les transmissions ne sont pas impossibles, mais irrégulières (couche E sporadique).

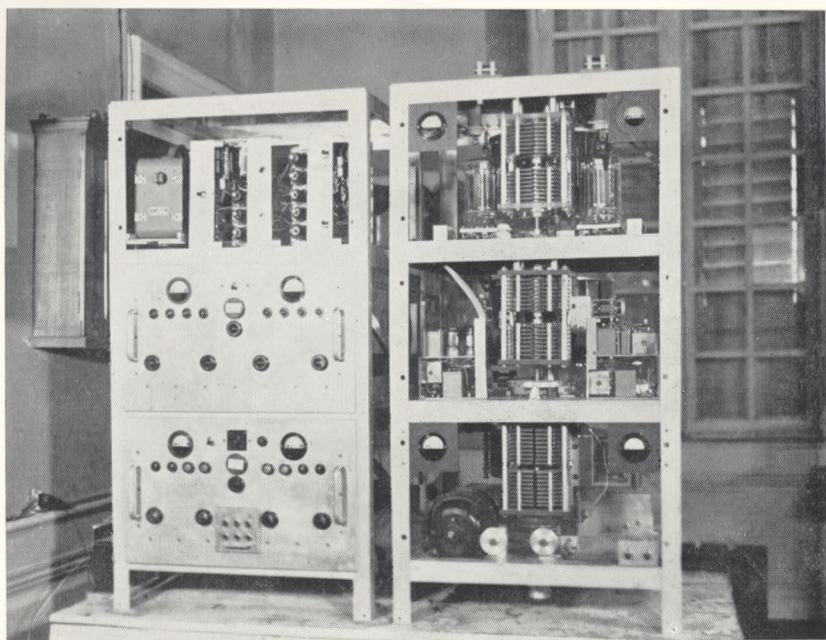
Aux fréquences inférieures, l'absorption intervient et, pour la puissance et la sensibilité indiquées, la portée se trouve à peu près limitée aux valeurs limitées par KL. La région M (ondes intermédiaires) donne les plus faibles portées, le rayon direct étant vite éteint et le rayon indirect vite absorbé. Pour les fréquences encore plus faibles, l'absorption ionosphérique diminue de nouveau, mais elle est mal connue ; faute de mieux, la formule de AUSTIN-COEN suggère la limite NP ; en tout cas, la limite GH du champ de nuit (fig. 7-83-2) n'est sûrement pas atteinte.

Le contour *afmb* reproduit une prévision du Bureau of Standards (L. C. 615, 1940) qui est à peu près semblable.

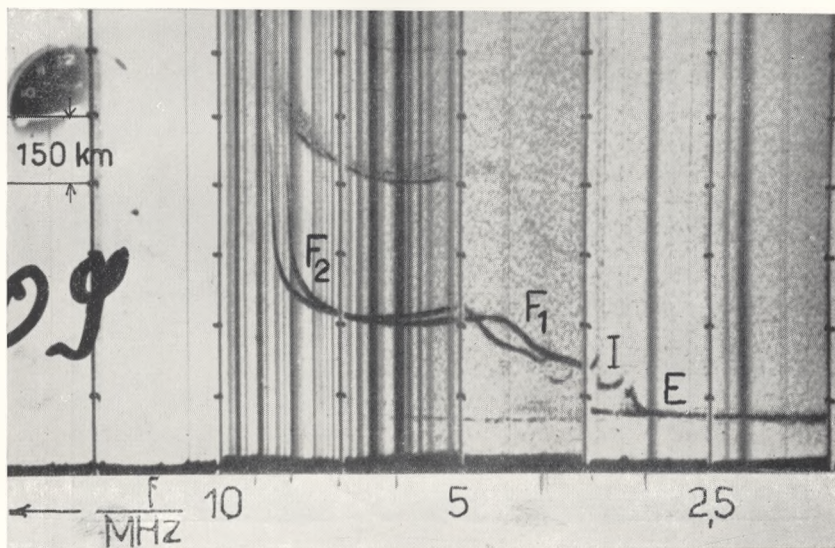


Zones hyperboliques de renforcement et d'affaiblissement du champ au voisinage d'un obstacle (dipôle accordé).

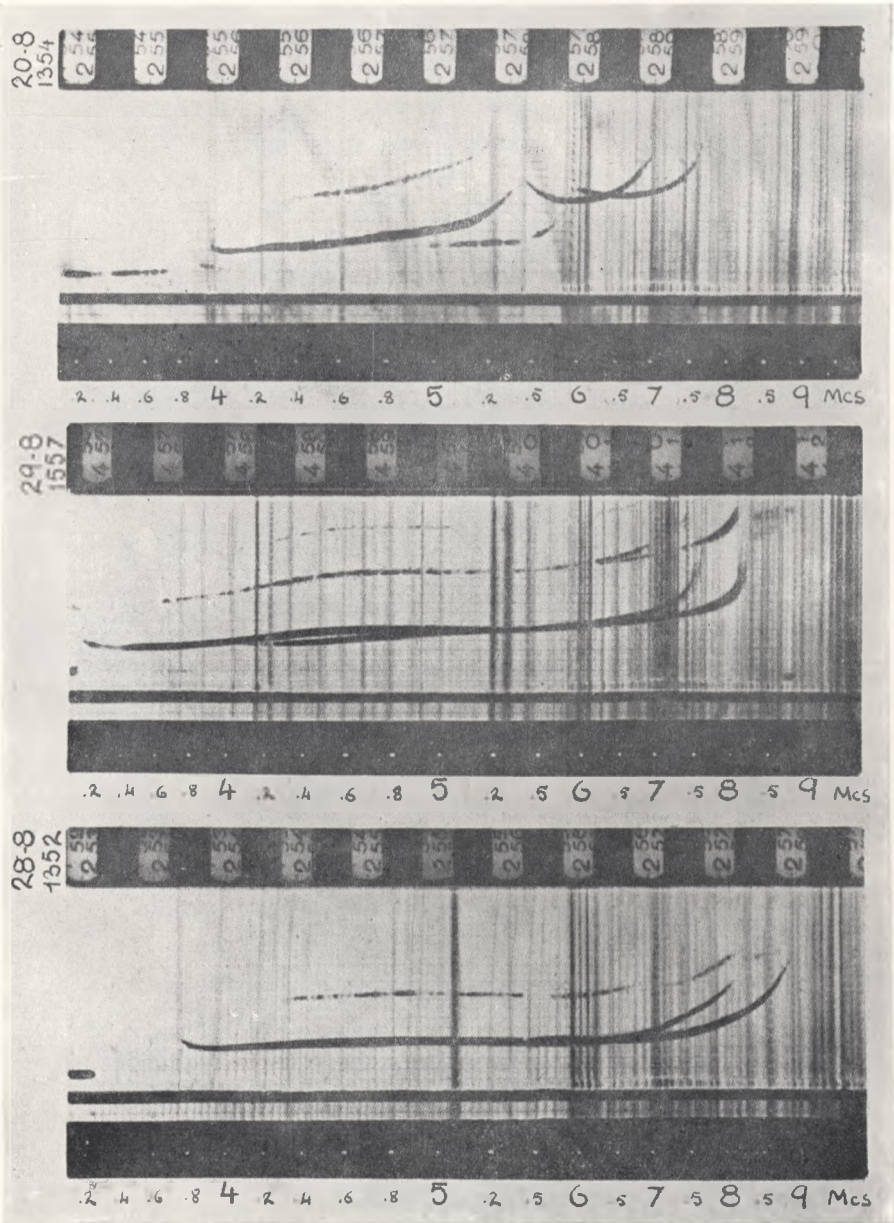
PLANCHE 2



Equiptement automatique de sondage ionosphérique du Service de Prévisions Ionosphériques Militaires (S. P. I. M.).



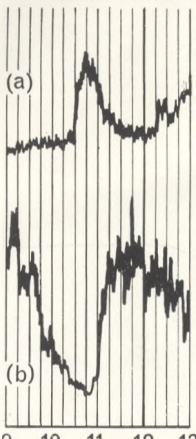
Spécimen d'enregistrement photographique des résultats du sondage. En abscisses, la fréquence en Mc/s (échelle logarithmique, croissant de droite à gauche). En ordonnées, la hauteur virtuelle de la couche (les intervalles entre les séries de points représentent 150 km). On voit la couche E (à droite) dont la fréquence critique est d'environ 3,2 Mc/s; puis une petite couche intermédiaire I; la couche F_1 , avec deux composantes distinctes, « ordinaire » et « extraordinaire »; la couche F_2 (à gauche), également dédoublée, et au-dessus d'elle un écho ayant subi une première réflexion sur F_2 , puis une sur le sol, et une seconde sur F_2 (Sondage S. P. I. M. à Lwivo, Congo. 19 janvier 1953, 09 h.)



Aspects variés de sondage de la couche F_1 , en été, de jour : **en bas**, les deux composantes (ordinaire et extraordinaire) sont confondues jusqu'à la fréquence 7 Mc/s; puis leurs fréquences critiques diffèrent d'environ 0,7 Mc/s; **au milieu** et surtout **en haut**, le dédoublement est plus marqué. (Sondage à Poitiers par M. RIVAULT, 1948.)

BAGNEUX (LNR)

11 Février 1946



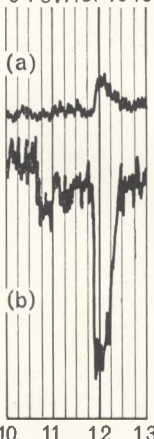
(a) Atmosphériques
11 000 mètres

(b) Champ Genève
48,66 mètres

LNR 4 122

BAGNEUX (LNR)

9 Février 1946

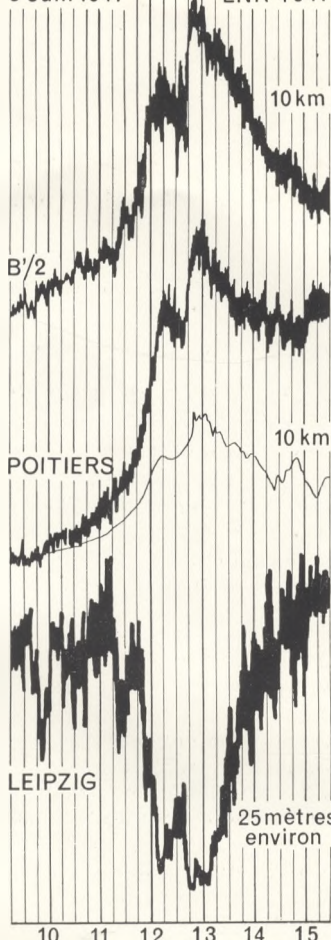


(a) Atmosphériques
11 000 mètres

(b) Champ Genève
48,66 mètres

LNR 4 128

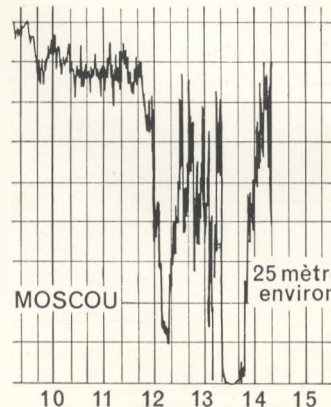
3 Juin 1947 LNR 4941



← Atmosphériques
à BAGNEUX

← Atmosphériques
à POITIERS

← Valeur du Champ
enregistré à
BAGNEUX



← Valeur du Champ
enregistré à
BAGNEUX

Enregistrements simultanés de parasites atmosphériques sur ondes longues, et de champ de signaux lointains sur ondes courtes, montrant que la même perturbation ionosphérique se manifeste souvent par une augmentation du niveau des premiers, et une diminution des seconds.

En haut à gauche : courbe supérieure : atmosphériques sur onde 11 000 m; courbe inférieure : champ de Genève sur 48 m; enregistrés à Bagnaux le 11 février 1946. — **En bas à gauche** : analogue, 9 février 1946. — **A droite** : les deux courbes supérieures sont les atmosphériques sur onde 10 000 m à Bagnaux et à Poitiers — les deux courbes inférieures sont les champs de Leipzig, onde 25 m, et Moscou, onde 25 m environ, enregistrés à Bagnaux, le 3 juin 1947.

(Laboratoire National de Radio-Électricité.)

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	7
CHAPITRE PREMIER. — <i>Courants dans différents milieux</i>	9
7-11. Propriétés des divers types de courants	9
7-12. Milieux complexes. Ionosphère. Sol	11
CHAPITRE II. — <i>Propagation dans différents milieux</i>	15
7-21. Milieu sans pertes	16
7-22. Milieu avec pertes faibles	17
7-23. Milieu avec pertes élevées	18
7-24. Résumé. Tableau	19
CHAPITRE III. — <i>Passage d'un milieu à un autre. Réflexion. Réfraction</i>	21
7-31. Incidence normale	21
7-32. Incidence oblique	24
7-321. Polarisation horizontale	24
7-322. Polarisation verticale	26
7-323. Discussion du coefficient de réflexion	26
7-324. Champ électrique résultant au voisinage de la surface de séparation	31
7-325. Vérifications expérimentales	32
CHAPITRE IV. — <i>Rôle du sol</i>	34
7-41. Formules de base dans l'espace libre	34
7-411. Formule du doublet à la transmission	34
7-412. Doublet récepteur	35
7-413. Transmission entre aériens quelconques	37
7-414. Cas réel des postes très surélevés	39
7-42. Postes au voisinage du sol, en visibilité directe. Zone d'inter- férence	40
7-421. Distance faible. Sphéricité de la terre négligeable	42
7-422. Rôle des irrégularités du sol. Critère de Rayleigh. Zones de Fresnel	47
7-423. Influence de la courbure terrestre	50
7-424. Modification de la courbure apparente par les reliefs du sol	57
7-43. Zone de diffraction (ou « d'ombre »)	58
7-432. Postes au ras du sol. Courbes officielles du champ	59
7-433. Propagation sur trajets mixtes (terre — mer)	66
7-44. Postes à des hauteurs quelconques	71
7-441. Faibles distances. Terre quasi plane	71
7-442. Distances élevées. Rôle de la courbure terrestre	72

TABLE DES MATIÈRES

7-443.	Zone « de proximité immédiate »	73
7-444.	Seconde zone; hauteur « critique » ou « naturelle »	75
7-445.	Grandes hauteurs. Courbes du gain de hauteur	76
7-446.	Méthode de Fishback, postes à la hauteur critique	78
7-45.	Zone intermédiaire. Voisinage de la visibilité optique	81
7-46.	Conclusions sur l'onde de sol	83
7-47.	Influence des obstacles	84
7-471.	Obstacles filiformes	85
7-472.	Obstacles sphériques	87
7-473.	Portions de plans	89
7-474.	Cylindres, ellipsoïdes, paraboloides, etc.	93
7-475.	Obstacles divers. Buts radar	94
7-476.	Vitesse et phase en cours de propagation	97
CHAPITRE V. — <i>Rôle de la troposphère</i>		99
7-51.	Rappel de notions météorologiques	101
7-52.	Variations de l'indice de réfraction atmosphérique. Super-réfractions	103
7-53.	Très grandes portées. Rôle de la turbulence	112
7-54.	Absorption par l'atmosphère	115
CHAPITRE VI. — <i>Rôle de l'ionosphère</i>		118
7-61.	Généralités	118
7-62.	Nécessité de la réflexion ionosphérique. Couche K. H.	120
7-63.	Sondage à fréquence fixe et incidence normale	120
7-64.	Sondage à fréquence variable	121
7-65.	Variations régulières de l'ionosphère	124
7-66.	Echos multiples	127
7-67.	Dédoublement du rayon réfléchi. Rôle du champ magnétique terrestre	128
7-68.	Incidence oblique. Propagation à grande distance	130
7-69.	Irrégularités et autres phénomènes de l'ionosphère	134
7-691.	Autres couches possibles. Couche E sporadique	134
7-692.	Eruptions solaires, orages magnétiques, aurores boréales	135
7-693.	Evanouissements généraux (perturbations à début brusque)	135
7-694.	Eclipses	138
7-695.	Echos à très long retard	138
7-696.	Interaction des ondes ; non-linéarité de l'ionosphère	138
CHAPITRE VII. — <i>Les parasites</i>		140
7-71.	Généralités	140
7-72.	Parasites artificiels	141
7-73.	Parasites atmosphériques	144
7-731.	Forme et durée. Microstructure	145
7-732.	Amplitude	146
7-733.	Localisation	147
7-734.	Niveau moyen. Courbes et cartes	148
7-74.	Parasites extra-terrestres	152

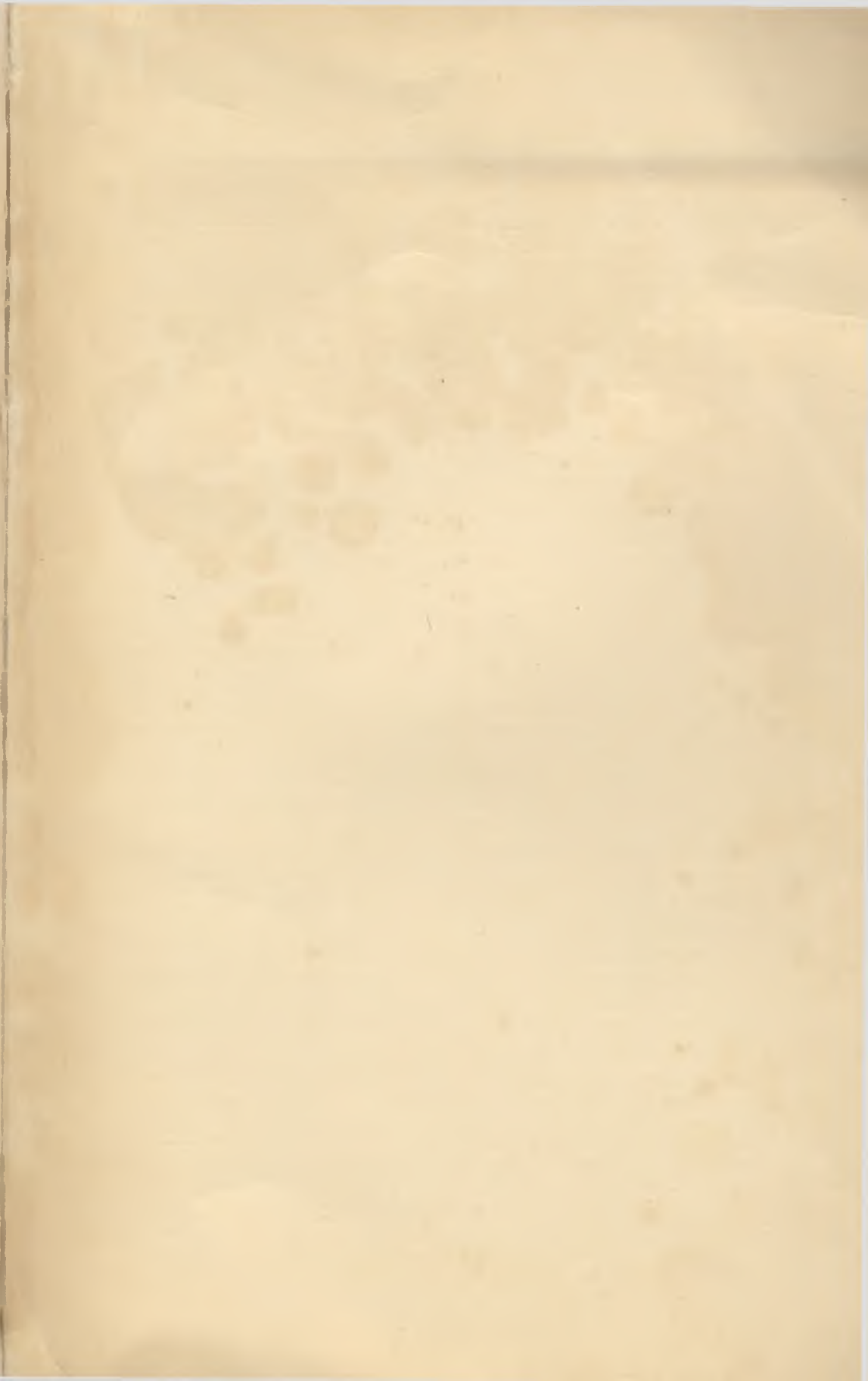
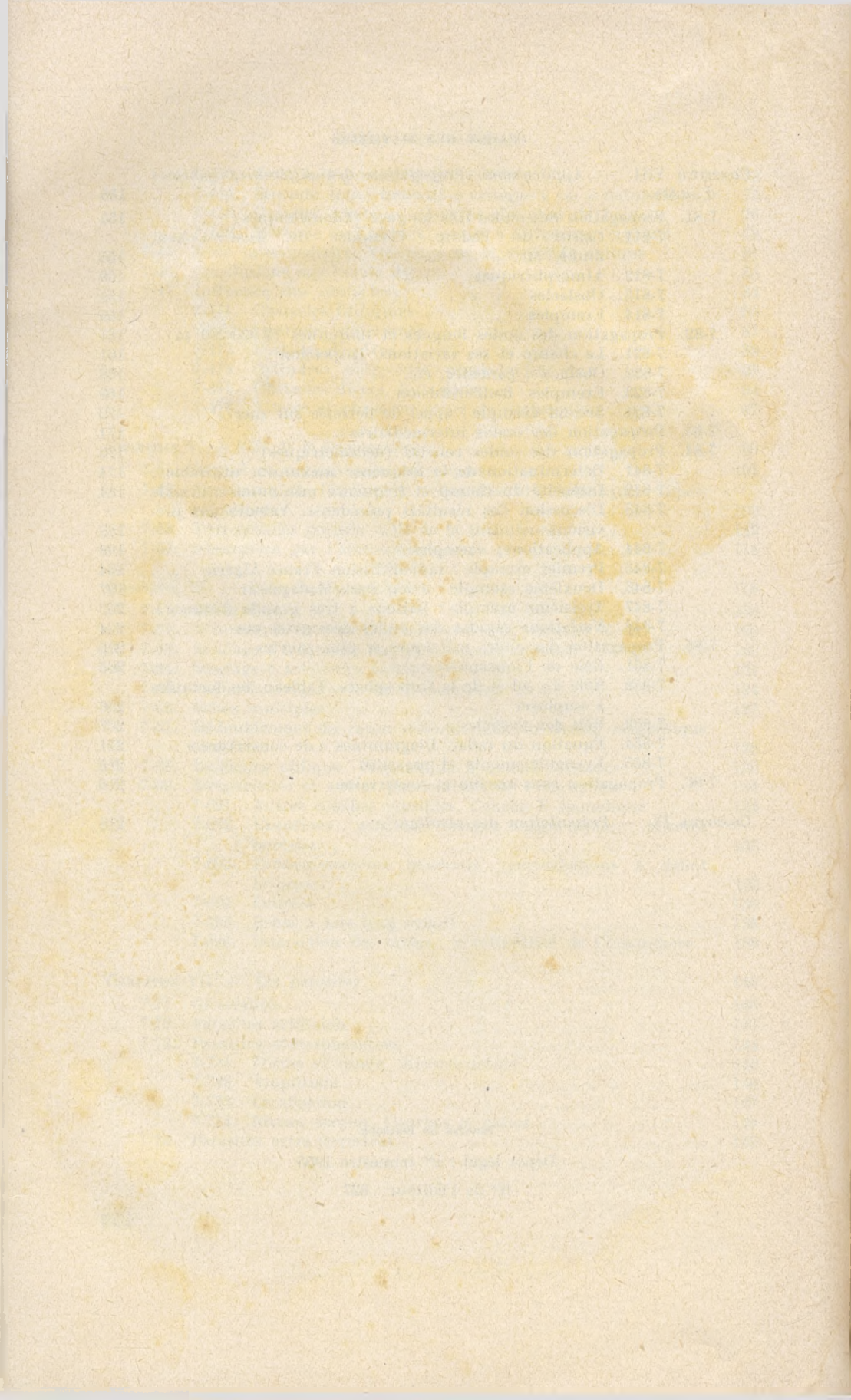
TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE VIII. — <i>Applications. Propagation des différentes gammes d'ondes</i>	155
7-81. Propagation des ondes très longues (kilométriques)	155
7-811. Calcul du champ. Formules de Austin-Cohen, Zinke, etc.	155
7-812. Atmosphériques	159
7-813. Obstacles	159
7-814. Exemples	159
7-82. Propagation des ondes longues et moyennes (2 000-200 m)	161
7-821. Le champ et ses variations. Dispersion	161
7-822. Obstacles, parasites, etc.	168
7-823. Exemples. Radiodiffusion.	168
7-824. Second exemple : appel de détresse sur mer	170
7-83. Propagation des ondes intermédiaires	171
7-84. Propagation des ondes courtes (décamétriques)	172
7-841. Détermination de la fréquence maximum utilisable	174
7-842. Intensité du champ et fréquence minimum utilisable	184
7-843. Discussion des résultats précédents. Valeurs des prévisions	189
7-844. Applications; exemples	193
7-845. Premier exemple : radiodiffusion France-Algérie	194
7-846. Deuxième exemple : avion Paris-Madagascar	197
7-847. Troisième exemple : liaisons à très grande distance	203
7-848. Variations rapides des ondes décamétriques	204
7-85. Propagation des ondes métriques et plus courtes	205
7-851. Rôle de l'ionosphère	205
7-852. Rôle du sol et de la troposphère. Tableau des formules à employer	206
7-853. Rôle des obstacles	207
7-854. Equation du radar. Diagrammes « de couverture »	211
7-855. Evanouissements et parasites	215
7-86. Propagation sous-marine et souterraine	216
CHAPITRE IX. — <i>Présentation des résultats</i>	218

IMPRIMÉ EN BELGIQUE

Dépôt légal : 1^{er} trimestre 1955

N° de l'éditeur : 827



ÉDITIONS EYROLLES

- BÉLUS, PARMENTIER et CROZE. — **Équipement des stations amplificatrices et réglage des circuits sur les câbles souterrains à grande distance**, 628 pages (1948).
- BLANC-LAPIERRE, GOUDET et LAPOSTOLE. — **Electronique générale**, 284 pages (1953).
- CABANTOUS et BLANCHARD. — **Cours de téléphonie automatique, système Rotary** : Tome I : Généralités. La communication locale, 164 pages (1954). — Tome II : Les communications distantes. Services divers, 176 pages (1950).
- CAILLET et JULIEN. — **Cours d'essais et mesures électriques**, 470 pages (1951).
- DUMAS-PRIMBAULT et PELLÉ. — **Cours de téléphonie automatique rurale**, 200 pages (1951).
- LANGLOIS. — **Appareillage des machines et des réseaux** : Tome I : Généralités. Appareils haute tension, 264 pages (1953). — Tome II : Appareils basse tension pour les machines, 288 pages (1953).
- PRACHE, JANNÈS, TROUBLÉ et CLAVAUD. — **Cours de lignes à grande distance (transmission, diaphonie, construction et entretien)**, 442 pages (1954).
- RIGAL. — **Les hyperfréquences** (circuits et propagation des ondes en vue de l'application au radar et aux télécommunications), 242 pages (1953).
- ROQUET. — **Théorie et technique de la transmission télégraphique** : Tome I : Théorie avec extension à la transmission de l'information, 252 pages (1954).
- ROUVIÈRE et BLANCHARD. — **Cours de téléphonie automatique. Système R. 6** (en 2 volumes : Texte et Atlas), 1954.
- SIMON et CROZE. — **Cours de transmissions téléphoniques**, 368 pages (1952).
- SUCHET. — **Cours d'électrotechnique générale** : Livre I : Electrostatique, 336 pages (1948). — Livre II : Machines à courant continu, 354 pages (1948).
- SUCHET et JANNÈS. — **Problèmes d'électricité avec solutions**, 176 pages (1951).
- VOGE. — **Les hyperfréquences** (tubes et appareils de mesure, applications aux télécommunications et au radar), 332 pages (1951).

ÉDITIONS EYROLLES