

ANNALES DE RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.

COMPAGNIES FRANÇAISES

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (CSF)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE (SFR)
RADIO-FRANCE (RF)
RADIO-ORIENT (RO)
COMPAGNIE RADIO-MARITIME (CRM)
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA (CRC)
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET C^{ie} (LA STÉATITE INDUSTRIELLE) (SI)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE-AFRIQUE (SFRA)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (LCC)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (CIME)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES (CICE)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

J. C. SIMON et G. WEILL. — Un nouveau type d'aérien à rayonnement longitudinal	183
A. LEBLOND. — Étude d'une ligne interdigitale utilisée comme circuit anodique de magnétron oscillateur pour U.H.F.	194
H. FAMILIER. — Discriminateur linéaire en hyperfréquences	211
R. LECHE. — Étude par microscopie électronique des formes de cristallisation dendritique.	223
A. SARAZIN. — Étude et réalisation d'un accélérateur linéaire à ondes stationnaires pour électrons (1 ^{re} partie).	228

Rédacteur scientifique : M. Robert WARNECKE

La reproduction des Mémoires et figures publiés dans les *Annales* est autorisée moyennant l'indication complète d'origine.

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F.,
Centre d'Information et de Documentation, 10, rue Carducci, Paris (19^e).

UN NOUVEAU TYPE D'AÉRIEN A RAYONNEMENT LONGITUDINAL

PAR J. C. SIMON ET G. WEILL,

Département Recherches générales,
Centre de Recherches techniques, Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — Une nouvelle théorie des aériens rayonnant en bout tels que les cierges diélectriques ou les Yagis est déduite de considérations sur l'onde de surface évanescence. De tels aériens sont constitués essentiellement d'une ligne à vitesse de phase inférieure à celle d'une onde plane dans le vide. Cette ligne ne rayonne à l'extérieur que si ses constantes varient. Le rayonnement de l'énergie a pour conséquence des variations de phase qu'il est facile de mettre en évidence expérimentalement. Un nouveau type d'aérien utilisant des diélectriques artificiels, donc uniquement constitué d'éléments métalliques, a été construit d'après ces idées. Il a permis de reculer considérablement la limite supérieure du gain en fonction de la longueur de l'aérien. Ces aériens sont très intéressants du point de vue pratique, particulièrement en ondes métriques où l'on ne dispose pas d'aérien à gain élevé. Des résultats expérimentaux sont donnés pour différents types. (C. D. U. 621.396.677.2.)

SUMMARY. — A new theory of end fire aeriels such as dielectric antennae or yagis has been formulated from the study of the evanescent surface wave. Such aeriels essentially consist of a transmission line with a phase velocity inferior to that of a plane wave in vacuo. This line radiates externally only if its characteristics vary. Energy radiation results in additional phase variations which can be shown experimentally. A new type of aerial making use of artificial dielectrics, therefore consisting solely of metallic components, was built on these principles. This permitted to push back upper gain limit as a function of aerial length. From a practical point of view, these aeriels are very interesting, particularly in the domain of metric waves where no high gain aerial is available. Experimental results are given for several types. (U. D. C. 621.396.677.2.)

INTRODUCTION.

Les idées de l'Optique classique transposées en Radioélectricité ont permis la réalisation dans ce domaine de projecteurs d'onde à grand rendement offrant la possibilité d'obtenir des pinceaux de grande finesse. Pour cela il est essentiel que l'énergie soit répartie uniformément en amplitude et surtout en phase dans une pupille de sortie dont les dimensions rapportées à la longueur d'onde déterminent la largeur angulaire du pinceau.

Or il existe une autre solution :

Répartir l'énergie avec des amplitudes et des phases convenables le long d'une ligne, de façon à obtenir un rayonnement longitudinal. L'antenne diélectrique en forme de « cierge », l'antenne en hélice, le guide à fente rayonnant en bout entrent dans cette catégorie d'aériens. Pour l'étude de ces

aériens, il n'est plus possible d'utiliser les notions d'Optique géométrique, il est essentiel de faire appel aux théories de la diffraction.

Rappelons le calcul d'une répartition linéaire de sources rayonnant en bout (end fire array). Soient des sources de rayonnement réparties sur un axe xx' avec une densité $f(x)$, chaque source élémentaire $f(x)dx$ ayant un diagramme de rayonnement $h(\theta)$, θ étant l'angle d'une direction quelconque avec xx' (fig. 1). Soit $e^{-jx\sin\theta}$ le facteur de phase des sources élémentaires.

Le diagramme à l'infini du rayonnement de l'ensemble s'écrit

$$(1) \quad F(\theta) = h(\theta) \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} f(x) e^{-jx\sin\theta} dx$$

avec

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

I
Rai
don
offr
gra
soit
en
sion
la
(

I
phu
à
dié
hél
dar

λ était la longueur d'onde dans l'air et L la longueur totale de l'aérien.

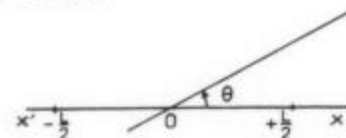


Fig. 1.

Supposons $k(x) = k$ et prenons la variable normalisée $\xi = \frac{x}{L}$.

Soit

$$u = Lk \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

il vient

$$(2) \quad F_1(u) = \int_0^1 h_1(u) f_1(\xi) e^{-u\xi^2} d\xi.$$

Soit g le gain dans l'axe du rayonnement d'une source élémentaire, et provenant de la directivité $h(\theta)$. Le gain G dans l'axe de l'ensemble s'écrit

$$(3) \quad G = \frac{L}{\lambda} \frac{\left| \int_{-1}^{+1} f_1(\xi) d\xi \right|^2}{\int_{-1}^{+1} f_1(\xi)^2 d\xi},$$

α est un coefficient qui dépend du mode de polarisation choisi et des dimensions latérales de la ligne.

Les formules (2) et (3) sont les mêmes que celles qui donnent le diagramme et le gain d'une antenne U. H. F. du type classique. Si $k(x) = \frac{2\pi}{\lambda}$ et si, comme c'est le cas habituellement $h(\theta)$ présente un maximum dans l'axe, le gain G est maximum dans l'axe si $f_1(\theta)$ est constant. Le diagramme est alors donné par

$$(4) \quad F_1(u) = L h_1(u) \frac{\sin u}{u}.$$

Soit $\frac{\lambda}{L}$ petit, l'écart θ_0 entre les points à 3 dB du diagramme s'écrit

$$(5) \quad \theta_0 \approx \sqrt{\frac{2\lambda}{L}}.$$

Le gain est proportionnel à la quantité $\frac{L}{\lambda}$ et la largeur du diagramme inversement proportionnelle à la racine carrée de la même quantité.

Pour réaliser ce type d'antenne il faut donc répartir sur xx' , avec la phase convenable, des sources de rayonnement, avec une densité aussi uniforme que possible.

La solution que nous utiliserons est de disposer

suivant xx' une ligne de transmission et de la faire rayonner.

Deux cas sont à considérer : la longueur d'onde λ , sur la ligne uniforme, donc la vitesse de phase, est supérieure ou inférieure à la quantité correspondante pour l'onde plane dans l'espace libre. Dans le premier cas, le guide à fentes par exemple, chaque fente peut être considérée comme une source rayonnante. Il n'en est plus de même dans le cas où $\lambda < \lambda_c$. Dans ce cas une « onde évanescente » accompagne à l'extérieur la propagation sur la ligne. La notion de « source rayonnante » n'est plus aussi claire que dans le cas du guide à fente. Ce dernier cas est celui des antennes cierge à diélectrique. C'est ce cas $\lambda < \lambda_c$ que nous considérerons par la suite.

Habituellement, pour calculer le rayonnement d'un cierge diélectrique, on prend pour source de rayonnement le champ à la surface de séparation du diélectrique et du vide. Cette méthode est calquée sur le calcul classique du rayonnement du dipôle. Les champs à la surface sont supposés voisins du champ réel et l'on espère ainsi pouvoir calculer la résistance de rayonnement. En réalité, ce calcul a un grave défaut. Il conduit à supposer qu'une ligne diélectrique à caractéristiques uniformes rayonne de l'énergie. Au contraire nous avons essayé de relier le rayonnement aux variations de ces caractéristiques, résumées par la variation de la vitesse de phase.

RAYONNEMENT D'UNE VARIATION D'INDICE

Étudions d'abord le cas le plus simple [1]. Celui d'une onde plane franchissant une discontinuité normale d'indice.

Soit $Oxyz$ un trièdre de coordonnées. Trois milieux d'indices n , $n + dn$ et 1 occupent respectivement les régions :

I. ($y < 0$, $x < 0$), II. ($y > 0$, $x < 0$) et III. ($y > 0$, $x > 0$).

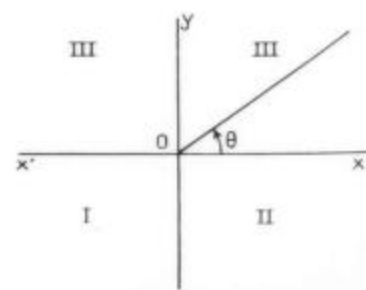


Fig. 2.

Soit faire
proprie
de λ_c
de λ_c
est
l'onde
spon-
nesce
Dans
nple,
surs
Or cas
réflecte
la
remet
n'est
pour
L'ente,
dié-
trons

ment
l'onde
de
tion
est

Les
posés
pon
voir
pré-
dité.
Exa-
oser
Au
dié-
uni-
mous
mil-
ions
le
tion

pour

celui
nité

Il

Jeux

affa-
me

tion

par

ter

ray

au

La

si

(f)

Soit une onde plane \vec{E}_0, H_0 dans le milieu I se propageant vers les x positifs. Supposons \vec{E}_0 parallèle à l'axe des z , H_0 à l'axe des y . Dans le milieu III l'onde \vec{E}_0, H_0 est accompagnée par une onde évanescente dite onde de surface $\vec{E}_0 e^{-\alpha x}, H_0 e^{-\alpha x}$ avec

$$\alpha^2 = k^2(n^2 - 1).$$

On peut supposer que les ondes transmises et réfléchies au passage des milieux I et II sont entièrement déterminées par les conditions aux limites pour y grand et négatif.

L'onde transmise a pour composantes

$$E_u \left(1 - \frac{dn}{n}\right), \quad H_u \left(1 - \frac{dn}{n}\right)$$

l'onde réfléchie

$$-E_u \frac{dn}{n}, \quad -H_u \frac{dn}{n}.$$

Les composantes des ondes évanescentes correspondantes s'obtiennent en multipliant les valeurs précédentes par le facteur $e^{-\alpha x}$ ou $e^{-(\alpha + i\beta)x}$. Examinons les champs ainsi trouvés pour $x = 0$. Au passage entre I et II le raccord est parfait par définition. Il n'en est plus de même dans les milieux III pour $x = 0$. En effet pour x petit négatif le champ s'écrit

$$E_u \left(1 - \frac{dn}{n}\right) e^{-\alpha x},$$

pour x petit positif :

$$E_u \left(1 - \frac{dn}{n}\right) e^{-(\alpha + i\beta)x}.$$

Il n'y a raccord que pour la valeur $y = 0$.

Nous allons admettre qu'il existe des sources fictives afin de compenser la différence de ces champs. Ce mode de raisonnement est à rapprocher de la diffraction d'un miroir plan par exemple. Les champs de part et d'autre du miroir sont connus, et la différence de ces derniers est prise comme sources de rayonnement.

Au second ordre près les champs sources s'écrivent

$$-E_u e^{-\alpha x} y dx, \quad -H_u e^{-\alpha x} dz,$$

Les champs électrique et magnétique sont donnés au loin par les formules de Huyghens-Kottler. La puissance rayonnée s'obtient en formant l'expression du vecteur de Poynting \vec{S} dans la direction θ (fig. 2)

$$S = \frac{E_u H_u}{R} \frac{k^2 (1 + \cos \theta)^2}{(x^2 + k^2 \sin^2 \theta)^2} (dx)^2.$$

En intégrant cette expression de 0 à π sur un cylindre de rayon R infiniment grand, l'énergie totale rayonnée δP^r s'écrit

$$\delta P^r = E_u H_u k^2 (dx)^2 I,$$

avec

$$I = \int_0^\pi \frac{(1 + \cos \theta)^2}{(x^2 + k^2 \sin^2 \theta)^2} d\theta.$$

Posons

$$\tan \frac{\theta}{2} = n, \quad 1 + \frac{x^2}{k^2} = \operatorname{ch} \tau;$$

I devient

$$I = \frac{4}{x^2} \int_0^\infty \frac{dn}{(1 + n^2)(n^2 + e^{\frac{1}{2}\tau})^2 (n^2 + e^{-\frac{1}{2}\tau})^2}.$$

Cette intégrale se calcule par la méthode des résidus

$$I = \frac{\pi}{4x^2} \frac{\frac{1}{2}k^2 + \frac{3}{2}k^2 + 1}{k^4 + \frac{k^2}{x^2}}$$

et

$$\delta P^r = \frac{\pi}{4} E_u H_u \frac{n^4 + n^2 + 1}{(n^2 - 1)^2} (dn)^2.$$

Posons

$$P = E_u H_u,$$

il vient

$$(7) \quad \frac{\delta P^r}{P} = f_{II}(n) \left(\frac{dn}{n-1}\right)^2$$

avec

$$f_{II}(n) = \frac{\pi}{4} \frac{n^4 + n^2 + 1}{(n+1)^2(n-1)}.$$

Le cas de l'autre polarisation, c'est-à-dire \vec{E}_0 parallèle à Oy se calcule de la même façon.

Il faut remarquer que les champs des ondes évanescentes ne se raccordent même plus pour $y = 0$. Le champ source est en effet égal à $E_u (2n dn - y dx) e^{-\alpha x} - H_u y dz e^{-\alpha x}$. La puissance rayonnée δP_{\perp} s'exprime de même par la formule

$$(7') \quad \frac{\delta P_{\perp}}{P} = f_{\perp}(n) \left(\frac{dn}{n-1}\right)^2$$

avec

$$f_{\perp}(n) = (2n^2 + 1) f_{II}(n).$$

Nous aboutissons ainsi à des résultats importants :

— la puissance rayonnée ne dépend pas du signe de dn ;

— elle est d'autant plus grande que n est voisin de l'unité;

— elle est plus grande si le vecteur électrique est

perpendiculaire à la surface de séparation air diélectrique que si ce vecteur lui est parallèle (*).

L'onde évanescence transporte de l'énergie le long de Oz. En intégrant le vecteur de Poynting dans une bande égale à l'unité suivant Oz et s'étendant de zéro à l'infini pour y, on trouve, dans le cas où E_0 est parallèle à Oz,

$$W = \frac{E_0 H_0}{22} = \frac{P}{22} = \frac{P}{2k(n^2 - 1)^2}$$

Nous connaissons l'onde transmise, nous pouvons donc calculer la variation dW de l'énergie transportée

$$dW = -P \frac{5n^2 - 4}{4kn} \frac{dn}{(n^2 - 1)^2}$$

Donc, d'une part l'énergie transportée par l'onde évanescence peut être considérable si n est voisin de l'unité, d'autre part dW a le signe contraire de dn . Si l'indice diminue il passe de l'énergie dans l'onde évanescence et inversement.

Maintenant on voit clairement le mécanisme du passage de l'onde à travers le plan :

Une portion de l'énergie de l'onde évanescence est rayonnée quel que soit le sens de variation de l'indice n . Si $dn > 0$, de l'énergie de l'onde évanescence retourne dans le diélectrique, si $dn < 0$ l'onde plane fournit de l'énergie à l'onde évanescence.

Enfin, il est intéressant de calculer le diagramme de la puissance rayonnée par les sources fictives en fonction de l'angle θ ,

$$h(\theta) = \left(\frac{1 + \cos \theta}{n^2 - \cos^2 \theta} \right)^2$$

La formule (8) montre que $h(\theta) = 0$ pour $\theta = \pi$ maximum pour $\theta = 0$. L'énergie est rayonnée d'autant plus au voisinage de $x = 0$ que n est voisin de l'unité. Ceci s'explique facilement par le fait que l'onde évanescence s'étend davantage dans la région $y > 0$.

L'intérêt du cas simple que nous venons de traiter est de pouvoir calculer complètement la résistance de rayonnement provoquée par une variation d'indice. Il est aisé physiquement de généraliser ce résultat. Un indice n'est en réalité qu'un symbole d'Optique classique pour une lon-

gueur d'onde, ou une vitesse de phase différente de celle du vide, $n\lambda_x = \lambda$.

Dans le cas général d'une propagation sur une ligne accompagnée d'une onde évanescence dans l'air, il est possible d'admettre que la puissance rayonnée δP est donnée par la formule

$$\frac{\delta P}{P} = f\left(\frac{\lambda_x}{\lambda}\right) \left(\frac{d\lambda_x}{\lambda_x - \lambda}\right)^2$$

$f\left(\frac{\lambda_x}{\lambda}\right)$ étant une fonction caractéristique de la ligne et du mode de propagation sur celle-ci et P le flux de puissance transportée par la ligne.

Il est facile maintenant de comprendre pourquoi l'allongement d'un cierge diélectrique classique n'amène pas, à partir d'une certaine longueur, un accroissement de gain proportionnel à $\frac{L}{\lambda}$.

Le cierge diélectrique rayonne par variation des caractéristiques de la ligne diélectrique. Si cette dernière s'allonge, S étant la surface de la section, la quantité $\frac{dS}{dL}$, donc $\frac{d\lambda_x}{dL}$ diminue; il n'y a plus d'énergie rayonnée, sauf évidemment dans la région terminale. Une solution à cette difficulté est de faire varier périodiquement $\frac{d\lambda_x}{dL}$ en fonction de x .

Nous verrons qu'ainsi nous avons pu reculer considérablement la limite supérieure du gain de ce type d'antenne.

Avant d'exposer ces résultats, examinons la possibilité de créer une ligne à diélectrique artificiel, c'est-à-dire simulant à l'aide d'éléments métalliques, une ligne en diélectrique.

LES LIGNES EN DIÉLECTRIQUE ARTIFICIEL

Un milieu dit diélectrique artificiel est un milieu constitué d'éléments métalliques dans lequel une onde plane se propage avec une vitesse de phase différente de celle de l'air. L'utilisation de tels milieux est bien connue pour la construction de lentilles en hyperfréquence [2]. Leurs trois dimensions sont utilisées. Différents auteurs [3] ont proposé l'utilisation d'un milieu à deux dimensions pour des antennes rayonnant en bout, essentiellement constitué par des plaques métalliques égales et équidistantes disposées normalement à un plan conducteur (corrugated surfaces).

Intéressons-nous plus spécialement à un milieu diélectrique artificiel qu'on peut qualifier d'unidimensionnel. C'est plus exactement une ligne de transmission qui peut transporter de l'énergie et analogue en quelque sorte à une ligne de Goubau.

Notons que les diélectriques artificiels présentent de sérieux avantages sur les diélectriques « naturels » : solidité, faible perte, légèreté, facilité d'obtention et prix, et cela d'autant plus que la longueur d'onde augmente.

Soient des éléments métalliques égaux et équidistants, supportés par une tige conductrice centrale. Pour simplifier, supposons que ces éléments soient des disques de diamètre D écartés de la quantité l , et que la tige centrale ait un diamètre ϕ . Le tout étant de révolution autour de l'axe $x'x$ (fig. 3).

Excitons une telle ligne par l'ouverture d'un guide circulaire lui-même parcouru par un mode H_{11} . Une excitation coaxiale dans l'axe serait plus simple mais conduirait à un champ à symétrie axiale inutilisable dans un rayonnement dans l'axe. Une onde se propage le long de la ligne. Il est possible de diviser le champ en deux régions en fonction du rayon. Dans la région $r < r_0$ le champ est comparable à celui d'un câble diélectrique de rayon r_0 . À l'extérieur dans la région $r > r_0$ le champ décroît exponentiellement. Dans cette dernière région il est possible d'atteindre expérimentalement la vitesse de phase de l'onde qui parcourt la ligne.

Pour effectuer cette mesure, une méthode de battement est utilisée. À l'aide d'une sonde une portion d'énergie est prélevée au voisinage de la

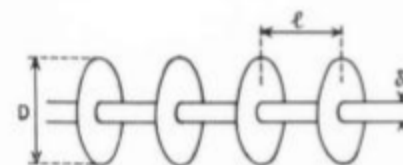


Fig. 3.

ligne en un point A. En faisant battre sur un banc de mesure cette onde avec une onde de référence de phase déterminée, un régime d'ondes stationnaires s'établit. À une différence de phase en A correspond un déplacement des minima. Ce type de mesure d'ailleurs classique en hyperfréquence, permet de mesurer des variations de phase avec une très grande précision (fig. 8).

Lorsque $\frac{l}{\lambda}$ est petit, λ_x est très inférieur à λ .

Or, pour les antennes considérées il convient d'utiliser des λ_x voisins de λ . C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à des $\frac{l}{\lambda} > 0,1$.

Il est à remarquer qu'en premier approximation λ_x ne dépend que de $\frac{l}{\lambda}$ et $\frac{d}{\lambda}$ avec $d = D - \phi$. La figure 4

représente les variations de λ_x en fonction de $\frac{d}{\lambda}$, pour trois valeurs de $\frac{l}{\lambda}$: $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{8}$.

— si $\frac{d}{\lambda}$ est petit, λ_x est très peu différent de λ mais lui est toujours inférieur ;

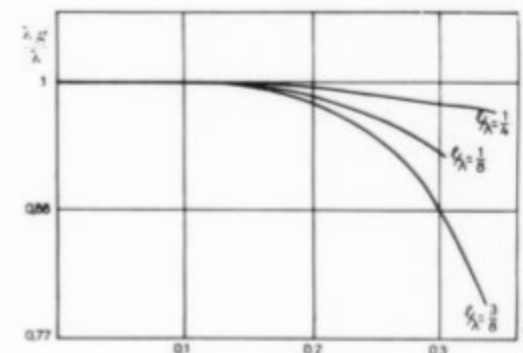


Fig. 4.

— $\lambda - \lambda_x$ passe par un minimum pour $\frac{l}{\lambda}$ voisin de $\frac{1}{4}$;

— lorsque $\frac{l}{\lambda}$ dépasse $\frac{1}{4}$, la ligne ne transmet plus d'énergie ;

Si $\frac{d}{\lambda} > 1$ une nouvelle bande passante apparaît. Ce fait est bien connu pour la « corrugated line » (cf. [4] par exemple).

Il est donc possible de faire varier les caractéristiques de la ligne soit en laissant $\frac{l}{\lambda}$ fixe et en faisant varier $\frac{d}{\lambda}$, soit inversement en laissant $\frac{d}{\lambda}$ fixe et en faisant varier $\frac{l}{\lambda}$.

Ces deux solutions ont été utilisées pour la construction d'antennes rayonnant en bout d'après les principes que nous avons précédemment énoncés.

LE RAYONNEMENT LIÉ AUX VARIATIONS DE LA VITESSE DE PHASE DANS UNE ANTENNE A RAYONNEMENT LONGITUDINAL

Nous savons que le gain maximum dans l'axe est obtenu lorsque l'énergie est répartie en sources rayonnantes sur la ligne avec des phases convenables. Or, c'est en faisant varier λ_x que nous obtenons des sources rayonnantes.

Considérons un premier ensemble constitué de

(*) Le cas général d'une onde se propageant suivant xx' en polarisation quelconque se traite en décomposant l'onde en question en deux ondes dont les polarisations sont normales ou parallèles au plan $y = 0$.

deux éléments de longueur λ . Chacun de ces éléments, dont le profil rappelle la forme d'un cigare, est constitué de rondelles circulaires pour lesquelles

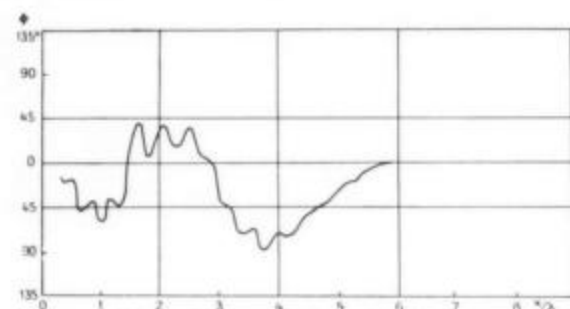


Fig. 5.

$l/\lambda = 0,17$ et d/λ varie de 0,13 à 0,30. Mesurons la phase de l'onde qui se propage le long de cette ligne. Sur la figure 5 nous avons porté en abscisse le rapport x/λ , en ordonnée l'écart Φ en degrés de la phase par rapport à une onde plane de référence. Les ondulations de faible amplitude et de courte périodicité sont dues à des ondes stationnaires. Un écart important, autour d'une valeur moyenne prise pour référence, reste à expliquer.

La première idée qui vient à l'esprit est d'utiliser la théorie classique des milieux à indice variable.

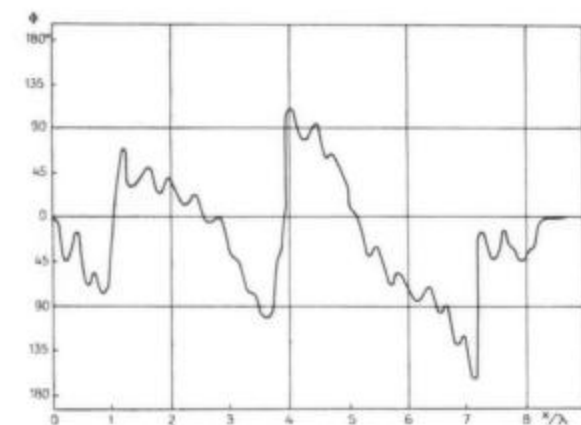


Fig. 6.

Connaissant λ_x en fonction de d/λ à l/λ constant pour une ligne homogène, nous pouvons supposer que le λ_x « instantané » d'une ligne à caractéristiques variables est le même que celui de la ligne homogène correspondante (fig. 4).

L'écart Φ de la phase autour de la valeur de référence s'écrit donc

$$(9) \quad \Phi = \pi \int_0^x \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_x} \right) dx.$$

Or les écarts de phase que nous trouvons expérimentalement sont beaucoup plus importants que ceux qui pourraient être calculés à l'aide de la formule (9). D'autre part, bien que $\lambda_x < \lambda$, Φ oscille autour d'une valeur nulle, la phase de référence étant celle d'une onde plane.

Ces faits sont encore plus nets sur la figure 6 correspondant à une ligne à quatre éléments de λ identiques aux précédents, donc de longueur totale 8λ .

La mesure de phase met alors en évidence des zones où $\frac{d\Phi}{dx}$ est grand et positif. Ce fait est inexplicable par la théorie de l'indice variable. Nous ne pouvons que le rattacher au rayonnement des sources fictives dont nous avons déjà parlé au paragraphe 2.

C'est un fait connu qu'un rayonnement par diffraction est toujours accompagné d'une variation de phase.

Or, le raisonnement du type Kirchhoff-Fresnel utilisé pour le calcul de l'énergie rayonnée et du diagramme, n'est pas capable de nous fournir un renseignement sur la variation de phase correspondante.

Il n'est plus possible également de dire que le champ de l'onde évanescence est déterminé uniquement par les conditions à l'intérieur du diélectrique. L'énergie transportée dans la zone $r < r_b$ est, pour la ligne de diamètre comparable à la longueur d'onde, du même ordre que l'énergie située dans la zone de l'onde évanescence.

Un raisonnement qualitatif permet toutefois d'expliquer le sens de variation de Φ .

Reprenons le problème du paragraphe 2.

Soient U la densité d'énergie magnétique et V la densité d'énergie électrique.

Distinguons les deux cas où le vecteur électrique est parallèle à la surface de séparation du diélectrique ou perpendiculaire, notés respectivement par les symboles \parallel et \perp .

Le rapport $\rho = \frac{V}{U}$ des densités d'énergie électrique aux densités d'énergie magnétique est donné dans les deux cas par

$$(10) \quad \rho_{\parallel} = \frac{1}{n^2} = \left(\frac{\lambda_x}{\lambda} \right)^2, \quad \rho_{\perp} = n^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_x} \right)^2.$$

Le cas qui nous intéresse, celui d'une ligne excitée par un mode H_{11} est à rapprocher du cas où le vecteur

électrique est perpendiculaire à la surface de séparation (cas \perp). Il y a donc prédominance de l'énergie électrique sur l'énergie magnétique. On peut penser que les sources rayonnantes puisent donc plus d'énergie sous forme électrique que sous forme

magnétique. Or, c'est le rapport de l'énergie électrique à l'énergie magnétique qui donne le signe de $\frac{d\Phi}{dx}$. Un déséquilibre en faveur de l'énergie magnétique peut donc nous donner un $\frac{d\Phi}{dx} > 0$.

électrique est perpendiculaire à la surface de séparation (cas \perp). Il y a donc prédominance de l'énergie électrique sur l'énergie magnétique. On peut penser que les sources rayonnantes puisent donc plus d'énergie sous forme électrique que sous forme

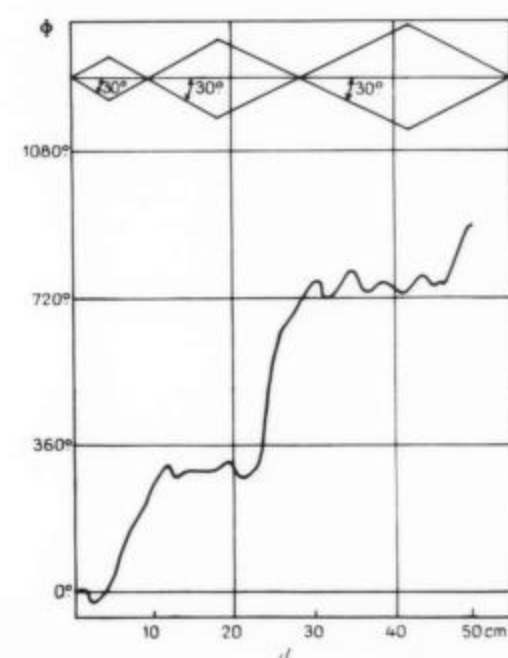
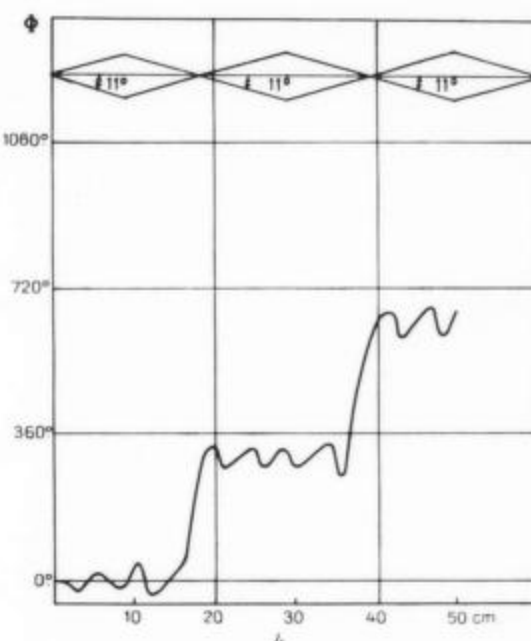
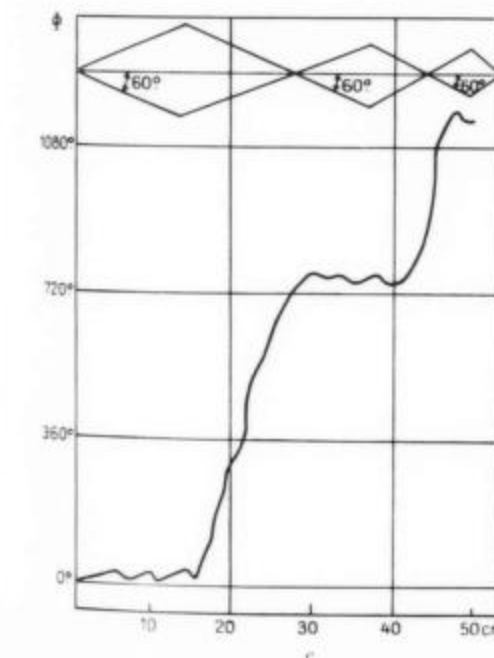
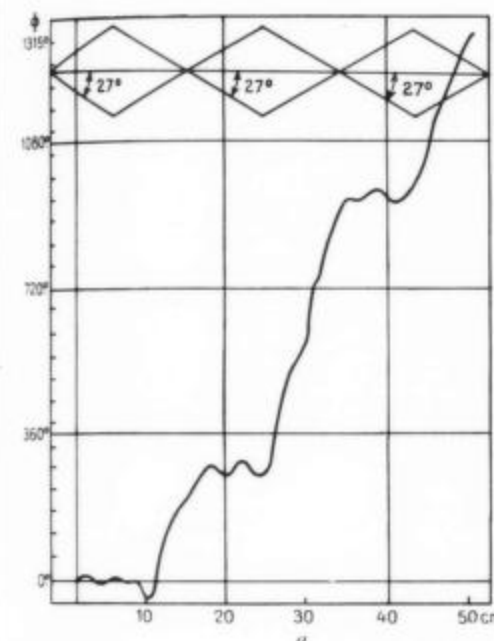


Fig. 7.

En fait, cette avance de phase due au rayonnement nous permet d'une part de repérer la position des sources rayonnantes, d'autre part de maintenir la valeur de la phase au voisinage de celle d'une onde plane dans le vide, et cela sur une longueur grande par rapport à λ .

C'est la raison pour laquelle nous avons pu augmenter l'efficacité de l'antenne en fonction de la longueur, bien au delà des limites classiques.

Cette avance de phase peut ne pas être un avantage. Donnons par exemple une série de mesures de phase effectuées sur des losanges mis bout à bout. Sur les figures 7, nous avons porté les valeurs de Φ en regard de la disposition géométrique correspondante. Les figures 7a et 7b sont relatives à des losanges égaux de longueur voisine de 2λ et de largeur λ et $\frac{\lambda}{2}$. Les figures 7c et 7d sont relatives à deux antennes de même allure à losanges inégaux excitées à l'une ou l'autre extrémité. Sur ces figures nous voyons clairement que les avances de phase peuvent être considérables et qu'elles se produisent dans les « convergents » des losanges.

Les sources rayonnantes n'étant plus en phase avec l'onde plane correspondante, le maximum du diagramme de rayonnement ne se trouve plus dans l'axe. Nous retrouvons ainsi simplement un résultat bien connu du réseau d'antennes losanges.

La théorie classique de ces antennes comme celle des Yagis fait un grand usage des courants dans des éléments métalliques en nombre restreint. Pour des grandes longueurs, les problèmes posés deviennent rapidement inextricables.

Notre point de vue est entièrement différent. Il consiste à partir d'une ligne « homogène » de grande longueur et à la modifier de façon à la faire rayonner utilement. Physiquement c'est un point de vue beaucoup mieux adapté aux aériens de grande dimension.

Nous allons donner quelques exemples de réalisation.

RÉSULTATS OBTENUS.

Nous avons utilisé comme ligne suivant xx' le type de ligne décrit au paragraphe 3 constitué de rondelles métalliques équidistantes soutenues par une tige métallique cylindrique.

Les meilleurs résultats du point de vue du gain ont été obtenus en créant des variations dont la dimension longitudinale ne dépasse pas quelques longueurs d'onde. L'ensemble semble composé d'éléments au profil de cigare mis bout à bout. Pour obtenir une loi de phase convenable, donc un meilleur

gain, il s'est avéré nécessaire d'intercaler entre les éléments successifs, des « déphaseurs » constitués de portions de ligne homogène ($\frac{d}{\lambda}$ constant).

La figure 8 présente un exemple de mesure de phase le long d'une antenne de grande dimension.

Des maquettes, dont la fréquence de fonctionnement est voisine de 3 000 Mc/s, ont permis



Fig. 8. — Mesure de phase le long d'une antenne de 80 λ en diélectrique artificiel.

d'obtenir les performances résumées dans le tableau ci-dessous :

	Longueur de l'antenne en longueur d'onde $\frac{L}{\lambda}$			
	4	6	20	80
Gain G en décibels par rapport au rayonnement isotrope.....	16	17,5	23	28
Largeur θ_0 du lobe central à mi- puissance en degrés.....	27	24	10	7
Niveau en décibels des premières feuilles latérales.....	19	19	15	12
Rayonnement arrière.....	Pour tous les cas inférieur à 10 dB			

Une antenne de $\frac{1}{4}\lambda$ fonctionnant entre 1700 et 3 000 Mc/s conserve sensiblement dans cette bande, un gain de 16 dB, avec un taux d'ondes stationnaires inférieur à 1,5 (fig. 11).

La figure 9 représente la courbe de variation du gain en fonction de la quantité $\frac{L}{\lambda}$. On peut considérer que le gain (G) est de la forme

$$G_{dB} = A_{dB} + G'_{dB}$$

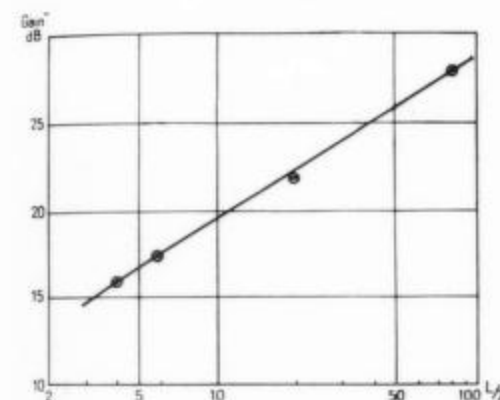


Fig. 9.

G' représente la contribution de l'aérien proprement dit, à celui de l'excitation. Pour les aériens décrits précédemment, il est possible d'écrire

$$A_{dB} = 5 \text{ dB} \quad \text{et} \quad G'_{dB} = 5 + 10 \log_{10} \frac{L}{\lambda}$$

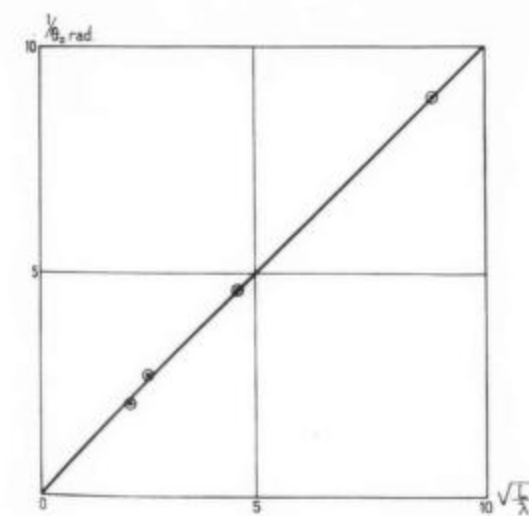


Fig. 10.

La figure 10 représente $\frac{L}{\theta_0}$, c'est-à-dire le « pouvoir séparateur » d'un aérien en fonction de $\sqrt{\frac{L}{\lambda}}$. La

ligne représentative est une droite, très bien représentée par l'équation

$$\frac{1}{\theta_0 \text{ radians}} = \sqrt{\frac{L}{\lambda}}$$

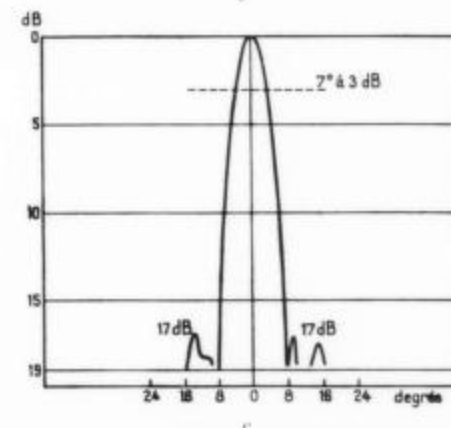
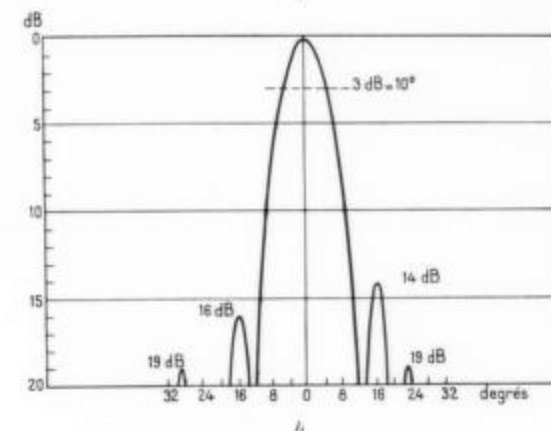
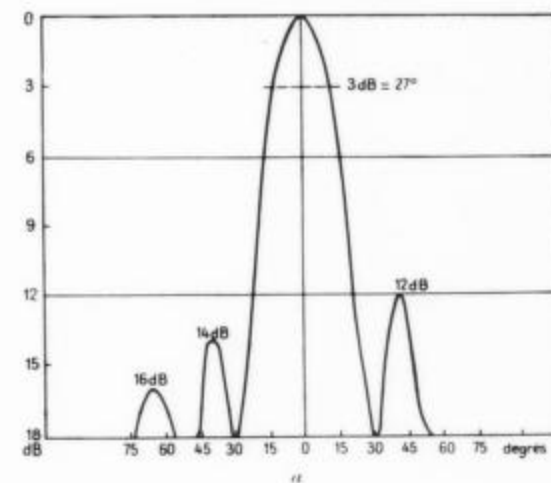


Fig. 11.

Nous avons également indiqué sur la figure 11 les diagrammes de rayonnement d'antennes cigare de $\frac{1}{4}\lambda$, 20λ et 80λ (a, b, c).

Il est intéressant de rapprocher les antennes

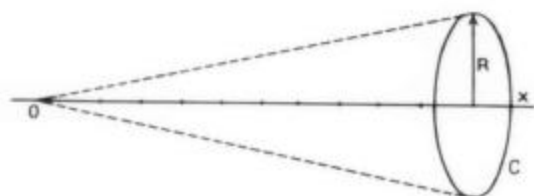


Fig. 12.

U. H. F. de type optique des antennes à rayonnement axial. Dans les antennes de type optique, il est possible de trouver une « plus grande pupille ». C'est à partir de cette pupille, sur laquelle l'énergie est répartie avec les phases et amplitudes convenables, que le calcul du gain est habituellement effectué.

Soit une antenne linéaire à rayonnement axial, plaçons-nous à l'émission. Il est possible de dire que les différentes sources que nous avons envisagées sur la ligne Ox composent leur rayonnement pour illuminer une surface limitée par un cercle (C) de rayon R (fig. 12). Sur la figure nous supposons que l'excitation est en O. Pour appliquer le raisonnement du type Huyghens des antennes optiques, il suffit de dire que l'énergie est convenablement répartie en amplitude et en phase à l'intérieur de (C). Ce qui est certainement réalisé puisque le gain est convenable. Il est possible de se demander

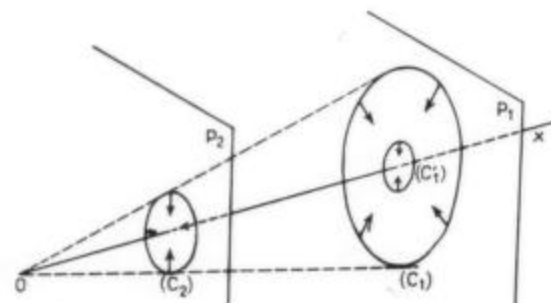


Fig. 13.

quelle est la loi de croissance optimum de R en fonction de x. Pour que les différentes sources donnent des rayonnements en phase dans (C) il est nécessaire que le déphasage dans (C) n'excède pas $\frac{\lambda}{8}$. L'analogie de ces aériens avec les cornets devient ainsi évidente.

L est la longueur totale et nous rappelant que $G \leq \frac{4\pi^2 R^2}{\lambda^2}$ il vient

$$G \leq \pi^2 \frac{L}{\lambda}$$

Nous retrouvons une loi en $\frac{L}{\lambda}$ avec évidemment un coefficient π^2 plus fort que le coefficient 3,5 trouvé expérimentalement.

Plaçons-nous maintenant à la réception. Soit une



Fig. 14. — Antenne cigare à deux éléments $\frac{L}{\lambda} = \frac{1}{4}$ fonctionnant de 1700 à 2000 Mc/s.

onde plane en P_1 à l'extrémité de l'antenne, se propageant suivant xO. Une portion d'énergie est prélevée par la ligne à l'intérieur du cercle (C₁). Il se produit une sorte d'appel sur l'onde plane au cours de la propagation; quand l'onde plane est en P_2 le cercle (C₁) s'est contracté en (C₂). Finalement toute l'énergie située à l'intérieur de (C₁) se retrouve en O.

La surface de captation est la surface intérieure à (C₁). Ces considérations peuvent être vérifiées expérimentalement.

Approchons une plaque métallique normalement à l'axe. Au voisinage de O il est possible de l'approcher très près ($\frac{\lambda}{2}$) sans modifier l'énergie reçue. Au contraire, à l'autre extrémité de l'antenne,

l'énergie reçue diminue dès qu'on empiète sur la surface de (C₁) c'est-à-dire pour des distances qui peuvent être de plusieurs longueurs d'onde.

CONCLUSION.

Jusqu'à maintenant les pinceaux fins et les gains élevés semblaient être l'apanage des antennes de type « optique ». Cette étude montre que les antennes formées de lignes à rayonnement longitudinal peuvent également prétendre à ces qualités. Un vaste champ d'application leur est ouvert.

Dans le domaine des U. H. F. la structure pro-

posée de disques métalliques soutenus par un tube métallique est parfaitement adapté à la construction pratique (fig. 14). Il surclasse d'ailleurs le cierge diélectrique classique pour les raisons de poids, de solidité, d'approvisionnement, de fabrication et de prix de revient.

Pour les ondes métriques, les avantages sont encore plus nets. Les antennes de type optique reviennent à un prix élevé pour des raisons de prise au vent et de support. Les antennes préconisées échappent à ces inconvénients, et il est possible de réaliser des gains élevés avec des structures particulièrement économiques.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] J. C. SIMON et G. WEILL, *Sur le rayonnement longitudinal d'antennes diélectriques* (C. R. Acad. Sc., t. 235, 1952, p. 1379).
- [2] C. SUSSKIND, *Obstacle Type artificial Dielectrics for Microwaves* (J. B. I. R. E., vol. 12, n° 1, janvier 1952).
- [3] D. K. REYNOLDS et W. S. LUCKE, *Corrugated end fire antennas* (Proc. Nat. Elec. Conf., vol. 6, septembre 1950).
- [4] J. R. PIERCE, *Traveling wave tubes* (Bell. Telephone, Séries, p. 59).