Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe

Band: 28 (1950)

Heft: 4

Artikel: Formule approximative pour les courbes d'intensité du champ nocturne établies par le CCIR

Autor: Glinz, C.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-874365

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Bibliographie

[1] *H. Jacot.* Principes de la téléphonie à courants porteurs. Techn. Mitt." PTT 1945, No. 5, p. 193...203, et No. 6, p. 248...256.

[2] *F. Locher.* Trägertelephonie. Generaldirektion PTT, Abteilung Versuche und Forschung. Bern 1946.

[3] *H. Düll.* Das deutsche 12-Band-Trägerfrequenzsystem. Europ. Fernsprechdienst 1939, H. 51, S. 43...49.

[4] *F. J. D. Taylor.* Carrier System No. 7. Post Office Electr. Eng. J. **34** (1941), p. 101...108; 161...168.

[5] *Ch. Moccand.* Description d'une grosse installation de téléphonie à courants porteurs type Hasler. Hasler Mitt." 1947, Nr. 3, S. 57...69.

[6] *G. H. Bast, D. Goedhart und J. F. Schouten.* Ein Trägerfrequenztelephoniesystem für 48 Kanäle. Philips Techn. Rdsch. 1947, Nr. 6, S. 161...171.

[7] *M. Parmentier, J.-L. Hurault et E. Boucherot.* Système à courants porteurs 12 voies. Câbles et Transmission 1948, No. 1, p. 31...50.

[8] *O. Henkler.* Anwendung der Modulation beim Trägerfrequenzfernsprechen auf Leitungen. Leipzig 1948.

[9] *R. A. Brockbank and C. F. Floyd.* The Unit Bay I B Coaxial Cable Transmission System. Post Office Electr. Eng. J. **38** (1945), p. 43...47; 82...87.

[10] *R. Sueur.* Les liaisons à grande distance par câble coaxial et leur évolution. Onde électr. **28** (1948), p. 186...199.

[11] *C. F. Floyd.* Through-Group Working in the Coaxial Cable Network. Part. I. Post Office Electr. Eng. J. **40** (1947), p. 57...62.
E. F. S. Clarke and T. F. Reed. Trough-Group Working in the Coaxial Cable Network. Park II. Post Office Electr. Eng. J. **40** (1947), p. 109...114.

[12] *R. A. Leconte, D. B. Penick, C. W. Schramm, A. J. Wier.* A Carrier System for 8000-Cycle Program Transmission. Bell Syst. Techn. J. **28** (1949), No. 2, p. 165...180.

[13] *F. S. Farkas, F. J. Hallenbeck, F. E. Stehlik.* Band Pass Filter, Band Elimination Filter and Phase Simulating Network for Carrier Program Systems. Bell. Syst. Techn. J. **28** (1949), No. 2, p. 196...220.

[14] *Hans Schmid.* Die Probleme beim Trägerbetrieb auf älteren Fernkabeln. Österreichische Zeitschrift für Telegraphen-, Telephon-, Funk- und Fernsehtechnik 1948, H. 7/8, S. 109...121.

[15] *G. Wuckel.* Komplexe magnetische Nebensprechkopplungen in Fernsprechkabeln. Elektr. Nachr.-Techn. **11** (1934), H. 5, S. 157...171.

[16] *H. Kaden.* Das Nebensprechen zwischen unbelasteten Leitungen in Fernsprechkabeln. Europ. Fernsprechdienst 1938, H. 49, S. 173...181.

[17] *R. Sueur.* La technique moderne des télécommunications sur câbles. Rev. générale de l'Electricité **57** (1948), No. 12, p. 515...527.

[18] *W. Klein.* Systeme der Ultrakurzwellen-Mehrkanal-Telephonie. Bull. SEV 1948, Nr. 17, S. 571...588.

Formule approximative pour les courbes d'intensité du champ nocturne établies par le CCIR

(d'après la formule de l'onde cylindrique de Weyrich)

C. Glinz, Berne

621.396.81.001.4

Résumé. *La première partie récapitule les données rassemblées dans les documents des différentes conférences du Comité Consultatif International des Radiocommunications sur la propagation des ondes radioélectriques. Dans la seconde partie, on essaie d'appliquer une théorie de R. Weyrich sur le rayonnement d'une antenne finie entre deux plans parfaitement conducteurs au cas des ondes de 2000 à 200 m se propageant entre le sol et l'ionosphère. Il résulte d'effets d'interférences et de superposition une onde cylindrique dont le champ varie comme $1/\sqrt{r}$. Si l'on introduit, au moyen de la fonction $f(\rho)$ de Sommerfeld, l'amortissement tout d'abord négligé, on obtient des formules qui, pour les grandes valeurs de r, peuvent valoir comme approximation des courbes d'intensité du champ nocturne.*

L'article original a paru en allemand dans le Bulletin technique n° 4/1949, pages 178...182.

Zusammenfassung. *Im ersten Teile werden die Angaben über die Ausbreitung der Radiowellen zusammengefasst, die in den Akten der verschiedenen Konferenzen des Comité Consultatif International des Radiocommunications (CCIR) enthalten sind. Im zweiten Teile wird versucht, eine Theorie von R. Weyrich über das Strahlungsfeld einer endlichen Antenne zwischen zwei vollkommen leitenden Ebenen auf den Wellenbereich 2000...200 m, zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre, anzuwenden. Durch Interferenz und Superposition entsteht eine Zylinderwelle, deren Feldstärke mit $1/\sqrt{r}$ abnimmt. Führt man die zunächst vernachlässigte Dämpfung auf dem Umweg über die Sommerfeldsche Funktion $f(\rho)$ wieder ein, so lassen sich für grosse r näherungsweise Formeln angeben, die als Approximation der Nachtfeldstärkenkurve gelten können.*

Die Originalarbeit in deutscher Sprache erschien in den Technischen Mitteilungen 1949, Nr. 4, S. 178...182.

1. Courbes d'intensité de champ établies par le CCIR

La formule de *Hertz* pour l'onde sphérique est le fondement des lois théoriques de propagation des ondes électromagnétiques. Si une courte antenne verticale, dont la hauteur est inférieure à $\lambda/4$, se trouve sur un sol absolument conducteur, on a d'après *Abraham*:

$$E_o = \frac{300}{r/\mathrm{km}} \cdot \sqrt{P/\mathrm{kW}} \cdot \cos\alpha \quad \frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{m}} \qquad (1)$$

Cette formule, écrite selon les normes allemandes DIN 1313, est une équation adaptée à des unités déterminées dans laquelle, par exemple, le facteur P/kW ne doit pas être considéré comme une fraction mais comme la valeur numérique de la puissance rayonnée en kW. Selon la formule (1), l'intensité du champ électrique E_o dépend de la distance r de l'émetteur, de la puissance rayonnée P et de l'angle α entre la direction d'émission considérée et la surface du sol.

En réalité, les mesures faites au sol ont donné, par rapport à la valeur idéale E_o, une intensité de champ réduite E. Par diverses méthodes on a essayé d'exprimer mathématiquement les pertes se produisant dans le milieu de transmission. Dans sa deuxième réunion, à Copenhague, en 1931, le Comité Consultatif International des Radiocommunications exa-

mina les formules suivantes de propagation des ondes directes[1]):

a) la formule *Austin-Cohen* (1926) selon laquelle l'absorption était contenue dans un facteur d'affaiblissement dont l'exposant α était déterminé d'une façon purement empirique dans chaque cas particulier;
b) la formule *Sommerfeld-van der Pol* (1931) pour une terre plane où la constante diélectrique ε et la conductivité du sol σ étaient contenues dans la *distance numérique* ϱ de Sommerfeld;
c) la formule *G. N. Watson* (1919) dans laquelle on tenait compte de la diffraction des ondes le long de la courbure de la terre.

On constata que la formule pour les ondes sphériques le long d'une surface plane ne pouvait s'appliquer que pour de courtes distances (100...200 km). *T. L. Eckersley*, après avoir calculé à nouveau la formule de Watson, put indiquer que l'exposant d'affaiblissement était une fonction de la conductivité du sol et de la longueur d'onde. La formule de diffraction de *Watson-Eckersley* n'est applicable qu'aux distances supérieures à 100 km. Il paraît raisonnable de la combiner avec la formule de Sommerfeld pour les courtes distances.

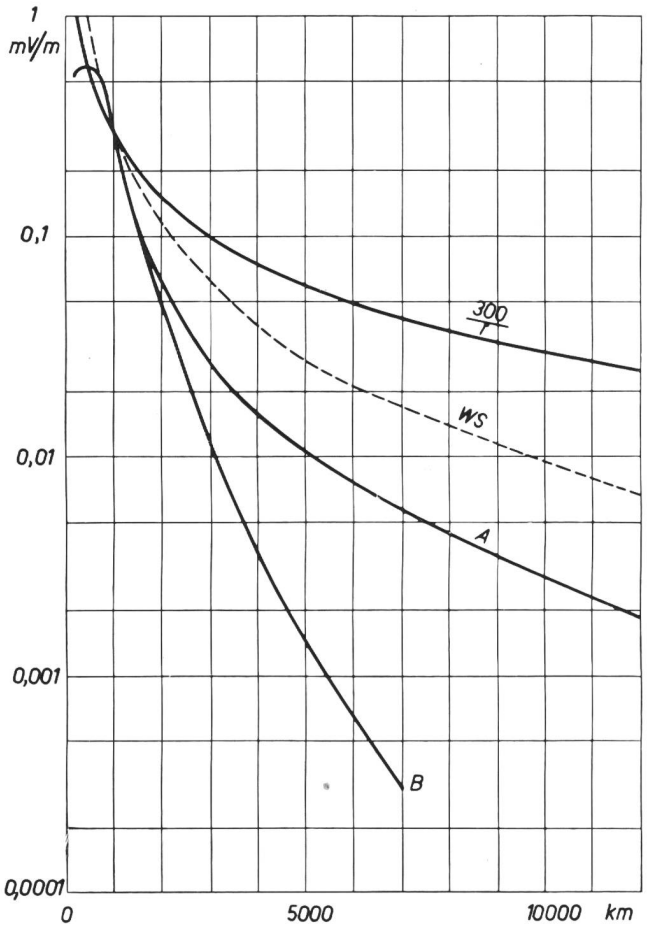

Fig. 1. Intensité de champ quasi-maximum au-dessus du sol durant la nuit

P = 1 kW
A = Trajectoire des ondes très éloignée des pôles magnétiques
B = Trajectoire des ondes proche des pôles magnétiques
$\frac{300}{r}$ = Formule de l'onde sphérique (1)
WS = Formule de l'onde cylindrique (11) et (12) selon *Weyrich-Sommerfeld*

Pour la Conférence Radiotélégraphique Internationale de Madrid, en 1932, une commission présidée par B. van der Pol établit une série de graphiques de l'intensité de champ au-dessus du sol et de la mer pour la gamme d'ondes de 2000...200 m. Ces courbes sont connues sous le nom de «courbes de Madrid»[2]). Elles formèrent une base technique de discussion à la Conférence Européenne de Radiodiffusion de Lucerne, en 1933.

Pour la Conférence nord-américaine de Mexico, en 1933, une commission des Etats-Unis établit une famille de courbes plus complète que celle de Madrid en l'étendant à cinq conductivités différentes[3]). Le raccordement quelque peu arbitraire des tronçons de courbes selon Sommerfeld et selon Watson-Eckersley produit pour les courtes longueurs d'ondes une inflexion contre nature qui ressort tout particulièrement dans les courbes américaines de 1933.

A la troisième réunion du CCIR à Lisbonne, en 1934, Eckersley proposa de modifier le facteur numérique 34 de sa formule de diffraction de manière à rendre la courbe tangente à celle de Sommerfeld. Cette opération se réduit, dans la représentation logarithmique usuelle, à une simple translation de la courbe de Watson-Eckersley.

Le rapport présenté par l'Allemagne relève qu'on a affaire à deux formules de propagation différentes. Le jour, le cas limite est représenté par la formule de l'onde sphérique (1) avec des facteurs tenant compte de l'absorption et de la courbure de la terre. L'influence de l'ionosphère peut être négligée. L'intensité de champ idéale varie comme $1/r$. La nuit, les ondes se propagent entre deux surfaces sphériques semi-conductrices, la terre et l'ionosphère. L'intensité de champ idéale varie comme $1/\sqrt{r}$, l'absorption du sol et de l'ionosphère étant comprise dans le facteur supplémentaire d'affaiblissement. Cette onde cylindrique ne doit pas être confondue avec celle provenant de l'ancienne séparation de Sommerfeld en onde de surface ($1/\sqrt{r}$) et onde spaciale ($1/r$). *Weyl* et *Nœther* ont démontré que cette séparation est mathématiquement insoutenable.

La France voudrait préciser les notions de la manière suivante: Les courbes théoriques de Sommerfeld-Watson-Eckersley doivent être appelées «courbes de rayonnement direct», le nom de «courbes de jour» étant réservé aux courbes expérimentales. Les écarts entre les deux familles indiquent l'influence de l'ionosphère pendant le jour.

A Lisbonne, on a finalement accepté de nouvelles courbes provisoires (Avis nº 72), en relevant en particulier que l'influence de l'ionosphère de jour n'est pas encore suffisamment connue, de sorte qu'au-

dessous de 10 μV/m, les portions de courbes pointillées ne sont valables que dans certaines limites.

A la quatrième réunion du CCIR à Bucarest, en 1937[4]), la commission américaine présenta de nouvelles familles de courbes (courbes de Norton) qui donnaient, grâce à un calcul plus exact de la formule de Sommerfeld, les valeurs du rayonnement direct jusqu'à une longueur d'onde de 60 m. On y appliquait en outre un développement, présenté par *Burrows*, de la théorie de la diffraction tenant compte aussi de la réfraction dans les couches inférieures de l'atmosphère. Une nouvelle famille de courbes calculées d'après une théorie de diffraction de *Wedensky* et *Eckersley* fut présentée par Eckersley. Les discussions de Bucarest conduisirent à la nomination d'une nouvelle commission chargée d'élaborer un rapport pour la Conférence Internationale du Caire de 1938.

Cette commission se réunit en novembre 1937 à Londres[5]) et établit de nouvelles courbes pour la propagation directe au-dessus de la mer ($\sigma = 4.10^{-11}$ unités électromagnétiques absolues) et au-dessus du sol ($\sigma = 10^{-13}$ U.E.M. abs.) pour les longueurs d'ondes de 2000...60 m et les distances de 50...2000 km. Pour la propagation de nuit sur des distances allant jusqu'à 12 000 km, on indiqua deux branches correspondant à l'influence du champ magnétique terrestre. Les courbes de champ nocturne de Londres sont plus élevées que toutes les valeurs des années précédentes; entre 500 et 1000 km, le quasi-maximum dépasse la courbe $1/r$ (fig. 1). Cela signifie que la représentation de courbes nocturnes par la formule de l'onde sphérique (1) ne peut pas suffire quand les valeurs mesurées sont supérieures à l'intensité de champ idéale E_o.

Les courbes de propagation des ondes directes de *Van der Pol* et *Bremmer*, des années 1937/38, correspondent dans la gamme d'ondes indiquée ci-dessus aux courbes de Londres; elles ont été étendues en outre jusqu'à la longueur d'onde de 1 m.

2. Formule de propagation de l'onde cylindrique selon Weyrich

Toute une série de théories traitent du rayonnement direct, et les travaux de *Van der Pol* et *Bremmer* ont permis d'atteindre un résultat absolument exact et, dans un certain sens, définitif. Une théorie de la propagation des ondes indirectes doit non seulement tenir compte des conditions compliquées de la surface terrestre sphérique et semi-conductrice, mais vaincre aussi les difficultés beaucoup plus considérables que présente l'ionosphère (indice de réfraction complexe, champ magnétique terrestre, état d'ionisation en perpétuel changement, etc.). On est donc obligé de se contenter de grossières formules d'approximation.

Nous essayerons dans les lignes qui suivent d'appliquer à la gamme d'ondes de 2000...200 m une théorie de l'onde cylindrique entre deux surfaces conductrices selon *R. Weyrich*[6]). *L. Bergmann* et *W. Dœrfel*[7]), qui, avec des ondes décimétriques, ont étudié le champ de rayonnement d'une antenne verticale entre deux plans métalliques, confirment cette théorie. Il faut cependant relever expressément que les dimensions de l'antenne, la longueur d'onde, la distance entre l'émetteur et le récepteur et la distance entre les deux plans sont du même ordre de grandeur. L'application de la théorie à des antennes de 100...300 m de haut, à des ondes hectométriques ou kilométriques, à un espace de 100 km entre les couches et à des distances de milliers de kilomètres ne peut, à priori, qu'être approximative.

Selon Weyrich, sa théorie traite surtout des phénomènes d'interférences qui devraient se manifester, d'après la théorie de *Maxwell*, quand l'antenne rayonne entre deux couches conductrices. Pour simplifier le calcul, on suppose que ces couches sont des conducteurs parfaits, que la séparation entre l'ionosphère et l'espace non ionisé est nette, qu'il n'y a pas d'absorption. En admettant l'absence de pertes, on est obligé de négliger la courbure de la terre, et le fait qu'on admet des surfaces limites planes fait ressortir la relation avec les travaux de *Sommerfeld*. Le champ à grande distance peut être représenté par superposition d'un nombre fini d'ondes cylindriques. Si la distance des surfaces conductrices est in-

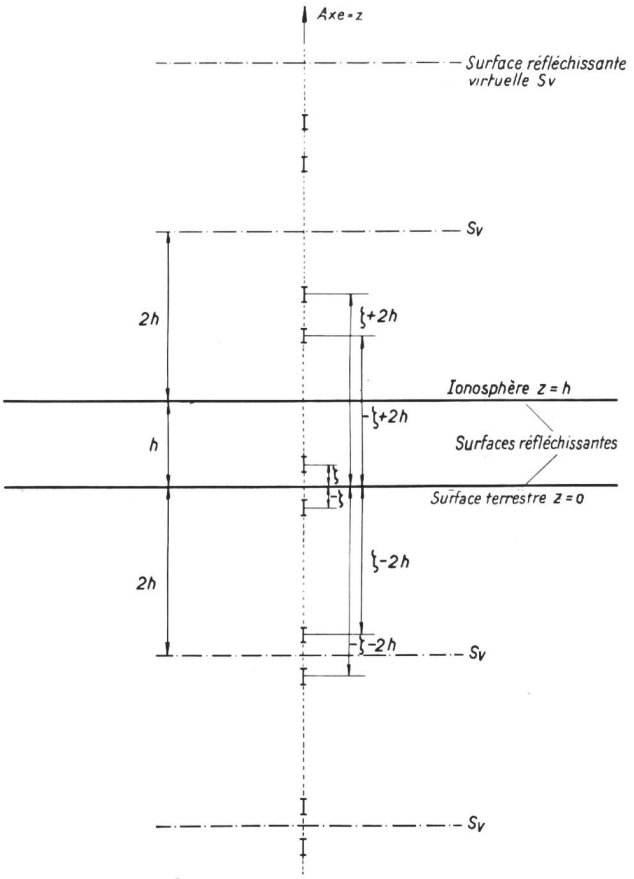

Fig. 2. Réflexion d'une antenne située à une hauteur ζ sur la surface terrestre, sur l'ionosphère et sur les surfaces réfléchissantes virtuelles S_V. Formation d'une série infinie de dipôles

férieure à $\lambda/2$, on aura une seule onde cylindrique pure. Pour le développement exact de la théorie, nous renvoyons à l'ouvrage original de *Weyrich*[6]).

Dans un système de coordonnées cylindriques r, z, φ, le plan $z = 0$ est la surface de la terre, le plan $z = h$ la limite de la couche réfléchissante de l'ionosphère. L'antenne est verticale et se trouve dans l'axe z, son point milieu à la position $z = \zeta$. Pour la fonction Π de *Hertz*, on peut trouver une expression de quatre termes qui représente le champ total et résulte de la superposition d'ondes sphériques. Cela montre que les deux plans réflecteurs parallèles $z = 0$ et $z = h$ projettent une série infinie d'images de l'antenne réelle (fig. 2). Le champ de cette série infinie de dipôles doit être périodique dans la direction z, tous les points $z \pm \nu \cdot 2\,h$ étant équivalents. Si on développe en série de Fourier, on n'obtient, pour des raisons de symétrie, que des coefficients pairs. On a donc, pour les nombres d'ondes (en unités *Heaviside*):

$$k_\nu = \sqrt{k^2 - \frac{\nu^2 \pi^2}{h^2}} \tag{4}$$

$$(\nu = 0, 1, 2, \ldots \infty)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \mu \cdot \left(\varepsilon + \frac{i\,\sigma}{\omega}\right)$$

Si l'on passe à la limite $\sigma \longrightarrow 0$, on a:

$$k_o = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{2\pi}{\lambda_o}$$

$$k_\nu = \frac{\pi}{h} \cdot \sqrt{\frac{4\,h^2}{\lambda_o^2} - \nu^2} \tag{4'}$$

Si l'on désigne par N le nombre défini par l'inégalité:

$$\mathrm{N} \cdot \frac{\lambda_o}{2} \leq h < (\mathrm{N} + 1) \cdot \frac{\lambda_o}{2} \tag{5}$$

les valeurs k_ν seront purement réelles quand on aura $\nu \leq \mathrm{N}$, alors qu'elles seront purement imaginaires quand on aura $\nu > \mathrm{N}$. Quand $\mathrm{N}\,\frac{\lambda_o}{2} = h$ (5), le développement en série n'est pas utilisable par suite de l'apparition d'une sorte de résonance; ce cas doit être traité spécialement.

Les ondes élémentaires d'ordre $\nu \leq \mathrm{N}$ ont un nombre d'ondes réel k_ν et représentent en conséquence en direction radiale des ondes cylindriques *non amorties*. Pour $\nu > \mathrm{N}$, avec k_ν purement imaginaire, on ne peut plus parler d'ondes, car leurs amplitudes diminuent exponentiellement quand r croît. A une distance r suffisamment grande du dipôle, on peut interrompre la série à $\nu = \mathrm{N}$ et se contenter de la superposition d'un nombre *fini* d'ondes cylindriques. En outre, il est commode de remplacer, pour les grandes valeurs de r, les fonctions de *Hankel* par leurs valeurs asymptotiques.

Soit $\mu = 1$ la perméabilité magnétique et M le moment du dipôle, le résultat final pour la composante de champ E_z pour $\nu \leq \mathrm{N}$ sera, d'après le calcul de Weyrich:

$$E_z = E_z^{(o)} + \sum_{\nu=1}^{\nu=\mathrm{N}} E_z^{(\nu)}$$

$$E_z^{(o)} = \frac{\omega M}{c\,h} \cdot \sqrt{\frac{2\,\pi}{k\,r}} \cdot \sin\left(kr - \omega\,t - \frac{3\,\pi}{4}\right) \tag{6}$$

$$E_z^{(\nu)} = \frac{2\,\omega\,M\,k_\nu}{c\,h\,k^2} \cdot \sqrt{\frac{2\,\pi\,k_\nu}{r}} \cdot \cos\frac{\nu\,\pi\,\zeta}{h} \cdot \cos\frac{\nu\,\pi\,z}{h} \cdot \sin\left(k_\nu r - \omega\,t - \frac{3\,\pi}{4}\right)$$

La composante de champ E_r n'est généralement pas nulle, mais elle contient un facteur $\sin\frac{\nu\,\pi\,z}{h}$ qui la fait disparaître du calcul suivant pour $z = 0$. Si on calcule l'énergie, on trouve que seules les ondes avec $\nu \leq \mathrm{N}$ transportent de l'énergie. Si U représente l'énergie que l'émetteur doit fournir à chaque période, la puissance rayonnée P est:

$$P = \frac{U}{T} = \frac{U\,c}{\lambda} = \frac{M^2\,\pi^2\,c^2}{\lambda\,h}\left[1 + \frac{2}{k^2}\sum_{\nu=1}^{\nu=\mathrm{N}} k_\nu^2 \cdot \cos^2\frac{\nu\,\pi\,\zeta}{h}\right] \tag{7}$$

Pour les valeurs effectives du champ le facteur $1/\sqrt{2}$ remplace les termes sinusoïdaux. Pour le moment du dipôle M, on obtient dans les unités *Heaviside* utilisées par Weyrich:

$$M = \frac{J_o \cdot l}{4\,\pi\,c} \tag{8}$$

J_o représentant la valeur de crête du courant. Si l'on écrit E_z et J_o en unités de *Gauss*, le facteur $4\,\pi$ du dénominateur tombe. En passant aux unités *Giorgi* (m, kg, sec, A, V), on trouve finalement pour l'intensité de champ au sol E_z ($z = 0$) les équations adaptées suivantes:

$$E_z^{(o)} = 30\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \frac{J_o}{\mathrm{A}} \cdot \frac{l}{\mathrm{m}} \cdot \frac{\mathrm{m}}{h}\sqrt{\frac{\mathrm{m}^2}{\lambda\,r}}\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}} \tag{9}$$

$$E_z^{(\nu)} = 60\sqrt{\pi} \cdot \frac{J_o}{\mathrm{A}} \cdot \frac{l}{\mathrm{m}} \cdot \frac{\mathrm{m}}{h} \cdot \frac{k_\nu}{k}\sqrt{\frac{k_\nu \cdot \mathrm{m}^2}{r}} \cdot \cos\frac{\nu\,\pi\,\zeta}{h}\,\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$$

Par simplification, on néglige encore le rapport $\zeta/h =$ point milieu de l'antenne/hauteur de l'ionosphère. Les équations (7) et (8) sont résolues par rapport au produit inconnu $J_o \cdot l$:

$$\frac{J_o \cdot l}{\mathrm{A} \cdot \mathrm{m}} = \sqrt{\frac{P \cdot h \cdot \lambda}{30\,\pi^2\left[1 + \frac{2}{k^2}\sum k_\nu^2\right]} \cdot \frac{1}{\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^2}} \tag{10}$$

Si l'on introduit les valeurs $h = 100$ km, $\lambda = 2000$ m, $\lambda = 600$ m, $\lambda = 200$ m pour lesquelles $\mathrm{N} = 100$ ou $\mathrm{N} = 333$ ou $\mathrm{N} = 1000$, et si l'on fait la somme de toutes les ondes partielles jusqu'à $\nu = \mathrm{N}$, on obtient pour l'intensité de champ totale E_z:

$$\begin{aligned} \lambda &= 2000\ \mathrm{m}: & E_z &= 304\sqrt{\frac{P}{\mathrm{kW}}\,\frac{\mathrm{km}}{r}}\ \frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{m}} \\ \lambda &= 600\ \mathrm{m}: & E_z &= 590\sqrt{\frac{P}{\mathrm{kW}}\,\frac{\mathrm{km}}{r}}\ \frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{m}} \\ \lambda &= 200\ \mathrm{m}: & E_z &= 960\sqrt{\frac{P}{\mathrm{kW}}\,\frac{\mathrm{km}}{r}}\ \frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{m}} \end{aligned} \tag{11}$$

Dans ces équations, le facteur numérique dépend de λ alors qu'il était constant dans la formule (1).

En appliquant la formule de l'onde cylindrique (11), on obtiendrait des intensités de champ d'un ordre de grandeur deux ou trois fois plus élevé que celles données par la formule de l'onde sphérique (1). Pour obtenir une concordance approximative avec la courbe de Londres donnant l'intensité de champ nocturne mesurée, on devra multiplier ces intensités de champ dans l'espace libre par une fonction d'affaiblissement, la fonction de Sommerfeld $f(\varrho)$ étant la plus indiquée. Pour la fonction d'affaiblissement représentée graphiquement, on applique la formule connue de Van der Pol:

$$f(\varrho) = \frac{2 + 0{,}3\,\varrho}{2 + \varrho + 0{,}6\,\varrho^2}$$

$$\text{avec } \varrho = \frac{10^{-15}\,\pi}{6} \cdot \frac{r}{\text{km}} \cdot \frac{\text{km}^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\text{aem.}}{\sigma} \qquad (12)$$

On réintroduit de cette façon la conductivité finie des surfaces limites, la terre et l'ionosphère ne présentant toutefois pas les mêmes valeurs de σ. Si l'on fait correspondre la courbe théorique de l'onde cylindrique avec la courbe expérimentale de Londres là où sa pente atteint son maximum, vers $r = 1000$ km, on obtient, en faisant le calcul en sens inverse, les conductivités moyennes suivantes:

$\lambda = 2000$ m: $\sigma = 8.10^{-15}$ U.E.M. abs.
$\lambda = 600$ m: $\sigma = 5.10^{-14}$ U.E.M. abs.
$\lambda = 200$ m: $\sigma = 3.10^{-13}$ U.E.M. abs.

Ces valeurs se trouvent comprises entre la conductivité de la surface terrestre (au-dessus de la mer: $\sigma = 4.10^{-11}$ U.E.M. abs., au-dessus du sol: $\sigma = 10^{-13}$ U.E.M. abs.) et la conductivité grossièrement évaluée de l'ionosphère. On peut trouver celle-ci par la formule

$$\sigma = \frac{N\,e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \qquad (13)$$

dans laquelle le nombre des chocs à 100 km de hauteur est $\nu = 10^5$ sec^{-1} et la densité électronique de nuit $N = 10^4$ cm^{-3}. On aura donc pour 2000...200 m une conductivité de $\sigma = 3.10^{-16}...3.10^{-18}$ U.E.M. abs.

Pour les distances plus grandes, la courbe WS, dans la figure 1, formules (11) et (12), passe trop haut; pour 12 000 km, environ quatre fois plus haut que la courbe expérimentale. La raison doit en être cherchée dans la forte simplification du calcul et dans le fait qu'on n'a pas tenu compte de la courbure de la terre qui contribue aussi à diminuer l'intensité de champ dans le cas des ondes sphériques de Hertz-Sommerfeld.

Bibliographie

1) Documents du comité consultatif international technique des communications radioélectriques. Copenhague 1931.
2) Documents de la conférence européenne des radiocommunications. Lucerne 1933.
3) Documents du CCIR. Lisbonne 1934. Tomes I et II.
4) Documents du CCIR. Bucarest 1937. Tomes I et II.
5) Documents de la conférence internationale des radiocommunications du Caire. 1938.
6) *R. Weyrich.* Annalen der Physik. IV. Folge. **85** (1928), 552...580.
7) *L. Bergmann, W. Dœrfel.* Ann. Phys. V. Folge. **13** (1932), 409...429.

Der telephonische Nachrichtendienst

Von *Alfred Langenberger*, Bern 621.395.91

Am 21. Januar 1950 hat der Vorsteher des Eidgenössischen Post- und Eisenbahndepartementes, Herr Bundesrat Dr. *E. Celio*, eine Konzession unterzeichnet, mit der der Schweizerischen Depeschenagentur (SDA) das Recht erteilt wird, zur Verbreitung von Pressenachrichten einen telephonischen Nachrichtendienst einzurichten und zu betreiben. Mit diesem Tage fanden somit lange, bis ins Jahr 1938 zurückreichende Verhandlungen zwischen dem Schweizerischen Zeitungsverlegerverband, dem Verband der Schweizer Presse und der Schweizerischen Depeschenagentur und dem Eidgenössischen Post- und Eisenbahndepartement und der Generaldirektion der PTT-Verwaltung ihren Abschluss. Schon im Jahre 1938 hatte die Agentur die Verwirklichung eines solchen Dienstes studiert, und der Abschluss einer Vereinbarung schien unmittelbar bevorzustehen. Der Schweizerische Zeitungsverlegerverband befürchtete jedoch, dass diese neue Form des Nachrichtendienstes sich als eine gefährliche Konkurrenz der Zeitungen entwickeln könnte und glaubte deshalb, die SDA in der Verwirklichung ihrer Absichten nicht

Le service d'information téléphonique

Par *Alfred Langenberger*, Berne 621.395.91

Le 21 janvier 1950, le chef du département fédéral des postes et des chemins de fer, Monsieur le Conseiller fédéral E. Celio, signait l'acte concédant à l'Agence Télégraphique Suisse (A.T.S.) le droit de créer et d'exploiter un service de diffusion téléphonique des nouvelles de presse. Cette date marque l'aboutissement de longs pourparlers dont le début remonte à 1938 et qui se sont déroulés entre l'Association suisse des éditeurs de journaux, l'Association de la presse suisse et l'Agence télégraphique suisse, d'une part, le département fédéral des postes et des chemins de fer et la direction générale des P.T.T., d'autre part. Cette agence avait alors déjà étudié un tel projet et la conclusion d'un accord paraissait imminente. Mais, craignant que cette nouvelle forme de l'information puisse concurrencer par trop dangereusement son aînée, la presse imprimée, les éditeurs n'avaient pas cru devoir encourager l'agence dans la réalisation de ses aspirations. Le projet fut abandonné et, à ce moment, tout laissait à penser que ce renoncement était définitif.

Mais ceux qui étaient conscients de l'évolution