

Beitrag zu einer Näherungsformel für die Nachtfeldstärkenkurve des CCIR : Zylinderwellenformel nach Weyrich

Autor(en): **Glinz, C.**

Objektyp: **Article**

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

Band (Jahr): **27 (1949)**

Heft 4

PDF erstellt am: **15.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-876395>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Frequenzen. Dieser Nachteil kann aber durch Schneidestichel und Abspielnadeln mit kleinem Krümmungsradius kompensiert werden. Als Folge dieser Massnahme lässt sich nun eine grössere Rillenzahl/cm anwenden, wodurch als weiterer Vorteil eine längere Spieldauer und damit eine grössere Wirtschaftlichkeit erreicht wird.

Als Ganzes gesehen, ergeben also die neuen Normen einen bedeutenden technischen Fortschritt.

aux hautes fréquences. Cet inconvénient peut-être cependant partiellement compensé par l'emploi d'aiguilles et de burins pointus.

On est ainsi conduit à graver des sillons d'un pas plus fin, ce qui a l'avantage d'augmenter la durée des enregistrements et par conséquent de les rendre plus économiques.

Dans l'ensemble, l'adoption des nouvelles normes américaines présente un avantage incontestable.

Beitrag zu einer Näherungsformel für die Nachtfeldstärkenkurve des CCIR

(Zylinderwellenformel nach Weyrich)

Von C. Glinz, Bern

621.396.81.001.4

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.

1. Die Feldstärkenkurven des CCIR

Die Hertzsche Kugelwellenformel bildet die Grundlage der theoretischen Gesetze über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Steht eine vertikale kurze Antenne, deren Höhe kleiner als $\lambda/4$ ist, auf einer vollkommen leitenden Erdoberfläche, so gilt nach Abraham:

$$E_0 = \frac{300}{r/\text{km}} \cdot \sqrt{P/\text{kW}} \cdot \cos \alpha \quad \frac{\text{mV}}{\text{m}} \quad (1)$$

Diese Formel stellt in der Schreibweise nach DIN 1313 eine zugeschnittene Grössengleichung dar, worin beispielsweise der Faktor P/kW nicht als Bruch, sondern als Zahlenwert der Strahlungsleistung, in kW gemessen, zu sehen ist. Gemäss Formel (1) ist die elektrische Feldstärke E_0 abhängig vom Abstand r des Aufpunkts, von der Strahlungsleistung P und vom Abstrahlwinkel α , den die Richtung nach dem Aufpunkt mit der horizontalen Erdoberfläche einschliesst.

Die Messungen längs der Erdoberfläche ergaben in Wirklichkeit eine gegenüber dem Idealbetrag E_0 reduzierte Feldstärke E . Auf mehrere Arten versuchte man, die Verluste in den Uebertragungsmedien mathematisch anzugeben. Das Comité Consultatif International des Radiocommunications (CCIR) diskutierte an seiner zweiten Tagung in Kopenhagen 1931 die Ausbreitung der direkten Wellen nach folgenden Formeln¹⁾:

- nach Austin-Cohen (1926), worin die Absorption in einem Dämpfungsfaktor enthalten war, dessen Exponent α rein empirisch von Fall zu Fall ermittelt wurde;
- nach Sommerfeld-van der Pol (1931) für ebene Erde, wobei in der Sommerfeldschen numerischen Entfernung Q die Dielektrizitätskonstante ϵ und die elektrische Leitfähigkeit σ des Erdbodens enthalten waren;
- nach G. N. Watson (1919), worin die Beugung der Wellen längs der gekrümmten Erdoberfläche beachtet wurde.

Die Formel für Kugelwellen längs einer ebenen Fläche erwies sich nur auf kurze Distanzen (100...200 km) als brauchbar. T. L. Eckersley konnte in seiner Neuberechnung der Watson-Formel den Dämpfungsexponenten als Funktion der Leitfähigkeit und der Wellenlänge angeben. Die Beugungsformel von Watson-Eckersley ist nur für Entfernungen über 100 km anzuwenden. Es schien vernünftig, sie mit der Sommerfeld-Formel für kurze Distanzen zu kombinieren.

Zuhanden der Weltnachrichtenkonferenz von Madrid 1932 besorgte eine Kommission unter dem Vorsitz von B. van der Pol eine graphische Darstellung der Feldstärke über Land und Meer, im Wellenbereich von 2000...200 m. Diese Kurvenscharen sind unter der Bezeichnung «Madrider Feldstärkenkurven» bekanntgeworden²⁾. Sie bildeten eine technische Grundlage für die Diskussionen an der Europäischen Rundspruchkonferenz von Luzern 1933.

Eine Kommission der USA erweiterte zuhanden der entsprechenden Nordamerikanischen Konferenz von Mexiko 1933 die Madrider Kurven auf fünf verschiedene Leitfähigkeiten³⁾. Durch das etwas willkürliche Zusammenfügen der Kurvenstücke nach Sommerfeld und Watson-Eckersley entstand für die kürzeren Wellenlängen ein unnatürlich anmutender Buckel, der in den USA-Kurven von 1933 besonders deutlich zu erkennen ist.

Zur dritten Tagung des CCIR in Lissabon, 1934, wurde von Eckersley vorgeschlagen, der Zahlfaktor 34 in seiner Beugungsformel sei so abzuändern, dass sich

ein glatter Uebergang an die Kurve von Sommerfeld ergebe. Das bewirkte in der üblichen einfach logarithmischen Darstellung eine Parallelverschiebung des Kurvenstücks von Watson-Eckersley.

Im Beitrag Deutschlands wird betont, dass man mit zwei verschiedenen Ausbreitungsformeln zu rechnen hat. Am Tag gilt als Grenzfall die Kugelwellenformel (1), mit Faktoren für die Erdkrümmung und die Dämpfung. Die Wirkung der Ionosphäre wird vernachlässigt. Die ideale Feldstärke nimmt mit $1/r$ ab. Nachts werden die Wellen zwischen zwei halbleitenden Kugelflächen, der Erdoberfläche und der Ionosphäre, geführt. Die ideale Feldstärke nimmt mit $1/\sqrt{r}$ ab, wobei im zusätzlichen Dämpfungsfaktor die Absorption des Erdbodens und der Ionosphäre enthalten ist. Diese Zylinderwelle ist nicht zu verwechseln mit der alten Sommerfeldschen Aufspaltung in eine Oberflächenwelle ($1/\sqrt{r}$) und eine Raumwelle ($1/r$). *Weyl* und *Noether* haben bekanntlich gezeigt, dass diese Aufspaltung mathematisch unhaltbar ist.

Frankreich möchte die Begriffe wie folgt präzisiert haben: Die theoretischen Kurven nach Sommerfeld-Watson-Eckersley seien als «Kurven der direkten Strahlung» zu bezeichnen. Der Name «Tagesausbreitungskurven» sei auf die experimentell erhaltenen Kurven anzuwenden. Aus der Divergenz beider Scharen ist der Einfluss der Ionosphäre am Tag ersichtlich.

In Lissabon wurden schliesslich provisorische neue Kurven akzeptiert (Avis Nr. 72). Im besondern wurde darauf hingewiesen, dass der Ionosphäreneinfluss am Tag noch nicht genügend genau bekannt sei, so dass die gestrichelten Kurven unterhalb $10 \mu\text{V/m}$ nur beschränkt gültig sind.

Zur vierten Tagung des CCIR in Bukarest im Jahre 1937⁴⁾ legte die amerikanische Kommission neue Kurvenscharen vor, in denen, dank einer neuen Auswertung der Formel von Sommerfeld, die Werte der direkten Strahlung bis zur Wellenlänge von 60 m angegeben werden konnten. Daneben wurde noch eine erweiterte Beugungstheorie von *Burrows* beachtet, worin auch die Refraktion in der untersten Atmosphäre enthalten ist. Eine weitere Schar von Kurven wurde von *Eckersley* angegeben, die mit einer Beugungstheorie von *Wedensky* und *Eckersley* berechnet worden waren. Die Beratungen von Bukarest führten zur Einsetzung einer neuen Kommission, die ihren Bericht im Hinblick auf die Weltkonferenz von Kairo 1938 abzufassen hatte.

Diese Kommission tagte im November 1937 in London⁵⁾ und stellte für die direkte Ausbreitung über Meer ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ absolut elektromagnetische Einheiten) und Land ($\sigma = 10^{-13}$ a.e.m.E.), für die Wellenlängen 2000...60 m und die Distanzen 50...2000 km neue Kurven auf. Für die Ausbreitung in der Nacht wurden für Distanzen bis zu 12 000 km, entsprechend dem magnetischen Einfluss, zwei Zweige angegeben. Die Nachtkurven von London liegen höher als alle Werte der vorangehenden Jahre, zwischen 500 km

und 1000 km übersteigt das Quasimaximum die Kurve $1/r$ (Fig. 1). Das bedeutet, dass die Darstellung der Nachtkurven durch die Kugelwellenformel (1) nicht genügen kann, wenn man Messwerte findet, die höher als die Idealfeldstärke E_0 liegen.

Die Ausbreitungskurven der direkten Wellen nach *Van der Pol* und *Bremmer* aus den Jahren 1937/38 fallen im vorstehend angegebenen Wellenbereich mit den Londoner Kurven zusammen; sie wurden andererseits bis zu 1 m Wellenlänge ausgedehnt.

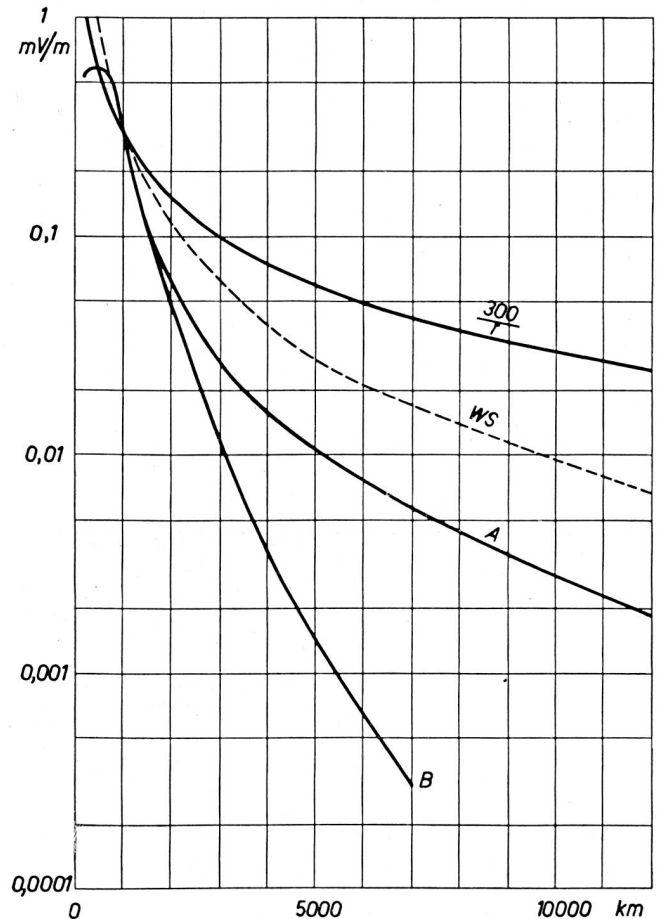


Fig. 1. Quasimaximale Feldstärke über Land während der Nacht
 $P = 1 \text{ kW}$
 A = Uebertragungsweg in grosser Entfernung von den magnetischen Polen
 B = Uebertragungsweg in der Nähe der magnetischen Pole
 $\frac{300}{r}$ = Kugelwellenformel (1)
 WS = Zylinderwellenformel (11) und (12) nach *Weyrich-Sommerfeld*

2. Ausbreitungsformel für Zylinderwellen nach *Weyrich*

Eine ganze Reihe von Theorien behandeln die direkte Strahlung, wobei mit den Arbeiten von *Van der Pol* und *Bremmer* ein streng richtiges, in gewissem Sinne endgültiges Resultat erreicht worden ist. Eine Theorie der Ausbreitung der indirekten Wellen hat, ausser den nicht einfachen Bedingungen der halbleitenden sphärischen Erdoberfläche, noch die erheblich grösseren Schwierigkeiten der

Ionosphäre zu bewältigen (komplexer Brechungsindex, Erdmagnetfeld, dauernd veränderlicher Ionisationszustand usw.). Angesichts dieser Tatsachen wird man sich mit groben Näherungsformeln begnügen müssen.

Im folgenden soll versucht werden, eine Theorie der Zylinderwellen zwischen zwei leitenden Ebenen nach *R. Weyrich*⁶⁾ auf den Wellenbereich 2000... 200 m anzuwenden. *L. Bergmann* und *W. Doerfel*⁷⁾ bestätigten durch ihre Messungen mit Dezimeterwellen diese Theorie, indem sie das Strahlungsfeld

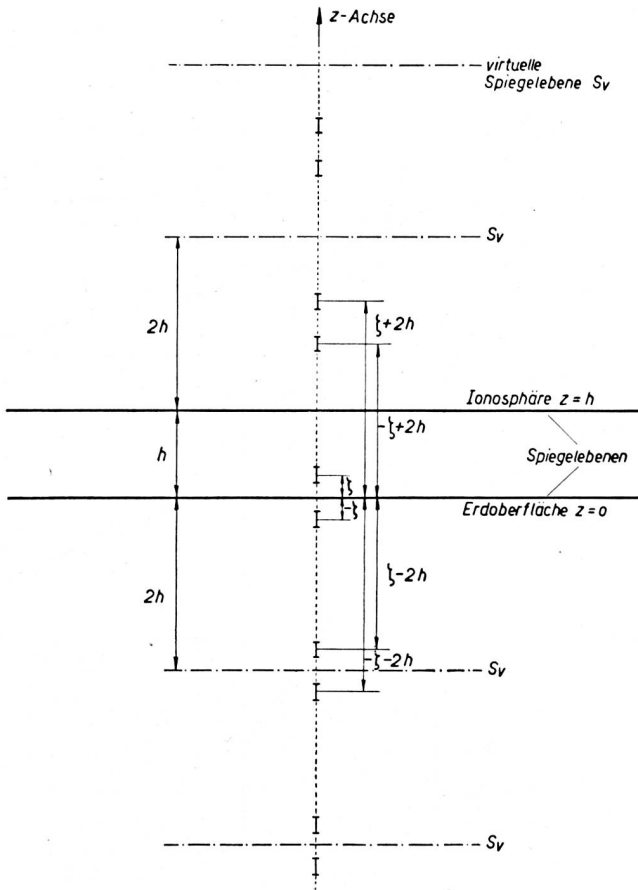


Fig. 2. Spiegelung der Antenne in der Höhe ζ an der Erdoberfläche, an der Ionosphäre und an den virtuellen Spiegelebenen S_v . Bildung einer unendlichen Dipolreihe

einer Vertikalantenne zwischen zwei Metallflächen untersucht. Nachdrücklich muss aber betont werden, dass dabei die Abmessungen der Antenne, die Wellenlänge, der Abstand vom Sender zum Empfänger und der Abstand der beiden Ebenen in der Größenordnung einander gleich waren. Eine Uebertragung der Theorie auf Antennen von 100...300 m Höhe, auf Hektometer- und Kilometerwellen, auf einen Schichtabstand von 100 km und auf Distanzen von Tausenden von Kilometern wird zum vornherein nur angenähert richtig sein.

Nach den Ausführungen Weyrichs befasst sich seine Theorie hauptsächlich mit den Interferenzerscheinungen, die nach der *Maxwellschen* Theorie auftreten müssen, wenn die Antenne zwischen zwei

leitenden Schichten strahlt. Die Rechnung wird durch folgende Annahmen vereinfacht: vollkommen leitende Medien, scharfe Trennungsfäche zwischen Ionosphäre und nicht ionisiertem Luftraum, keine Absorption. Durch die angenommene Verlustfreiheit ist man gezwungen, von der Erdkrümmung abzu- sehen. Durch die Annahme ebener Grenzflächen tritt der Zusammenhang mit den Arbeiten von *Sommerfeld* hervor. Das Fernfeld kann dargestellt werden durch Superposition einer endlichen Zahl von Zylinderwellen. Ist der Abstand der leitenden Ebenen kleiner als $\lambda/2$, so ergibt sich eine einzige reine Zylinderwelle. Für die genaue Ableitung der Theorie muss auf die Originalarbeit von *Weyrich*⁶⁾ verwiesen werden.

In einem System von Zylinderkoordinaten r, z, φ sei die Ebene $z = 0$ die Erdoberfläche, die Ebene $z = h$ die Grenze der reflektierenden Ionosphärenschicht. Die Antenne stehe vertikal und liege in der z -Achse, ihr Mittelpunkt an der Stelle $z = \zeta$. Für die *Hertzsche* Funktion Π lässt sich ein viergliedriger Ausdruck finden, der die gesamte Felderregung als Superposition von Kugelwellen darstellt. Anschaulich bedeutet das, dass die beiden parallelen Plan- spiegel $z = 0$ und $z = h$ von der wirklichen Dipol- Antenne eine unendliche Reihe von Dipol-Spiegel- bildern entwerfen (Fig. 2). Das Feld dieser unendlichen Dipolreihe muss in der z -Richtung räumlich periodisch sein, da alle Punkte $z \pm \nu \cdot 2h$ einander gleichwertig sind. Entwickelt man in eine Fourier- Reihe, so treten aus Symmetriegründen nur gerade Koeffizienten auf. Dabei gilt für die Wellenzahlen (in *Heaviside*-Einheiten):

$$k_\nu = \sqrt{k^2 - \frac{\nu^2 \pi^2}{h^2}} \quad (\nu = 0, 1, 2, \dots \infty) \quad (4)$$

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

Wenn man zur Grenze $\sigma \rightarrow 0$ übergeht, so gilt:

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

$$k_\nu = \frac{\pi}{h} \cdot \sqrt{4h^2 - \nu^2 \lambda_0^2} \quad (4')$$

Mit N wird jene Zahl bezeichnet, die durch die Un- gleichung definiert wird:

$$N \cdot \frac{\lambda_0}{2} \leq h < (N + 1) \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad (5)$$

Von den Werten k_ν sind alle jene rein reell, für welche $\nu \leq N$ ist, während alle jene rein imaginär sind, für welche $\nu > N$ ist. Gilt das Gleichheitszeichen, so wird die Reihenentwicklung durch das Auftreten einer uneigentlichen Resonanzerscheinung unbrauchbar und erfordert eine spezielle Behandlung.

Die Teilwellen des Spektrums mit den Ordnungs- zahlen $\nu \leq N$ haben eine reelle Wellenzahl k_ν und be- deuten daher in radialer Richtung *ungedämpfte* Zylinderwellen. Für $\nu > N$, bei rein imaginärem k_ν ,

kann man nicht mehr von Wellen sprechen, da deren Amplituden exponentiell mit r verschwinden. Im hinreichend grossen Abstand r vom Dipol kann man die Reihe bei $\nu = N$ abbrechen und sich mit der Superposition einer *endlichen* Zahl von Zylinderwellen begnügen. Zudem ersetzt man für grosse r bequemer die *Hankelschen* Funktionen durch ihren asymptotischen Wert.

Beträgt die magnetische Permeabilität $\mu = 1$, bedeutet ferner M das Dipolmoment, so lautet nach der Rechnung von Weyrich das Schlussresultat für die Feldkomponente E_z für $\nu \leq N$:

$$E_z = E_z^{(0)} + \sum_{\nu=1}^{\nu=N} E_z^{(\nu)}$$

$$E_z^{(0)} = \frac{\omega M}{c h} \cdot \sqrt{\frac{2 \pi}{k r}} \cdot \sin \left(k r - \omega t - \frac{3 \pi}{4} \right) \quad (6)$$

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

Die Feldkomponente E_r verschwindet im allgemeinen nicht, enthält aber einen Faktor $\sin \frac{\nu \pi z}{h}$, so dass sie aus der folgenden Rechnung für $z = 0$ herausfällt. Berechnet man den Energiestrom, so findet man, dass nur die Wellen mit $\nu \leq N$ Energie transportieren. Bedeutet U die vom Sender je Periode aufzubringende Energie, so beträgt die Strahlungsleistung P:

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

An Stelle der sin-Funktion treten für die Effektivwerte die Faktoren $1/\sqrt{2}$ auf. Für das Dipolmoment M ergibt sich in den von Weyrich benützten *Heaviside*-Einheiten:

$$M = \frac{J_0 \cdot l}{4 \pi c} \quad (8)$$

Hier bedeutet J_0 den Scheitelwert der Stromstärke. Schreibt man E_z und J_0 in *Gaußschen* Einheiten, so fällt der Faktor 4π im Nenner weg. Beim Uebergang zu den Einheiten nach *Giorgi* (m, kg, sec, A, V) findet man schliesslich für die Feldstärke E_z am Boden ($z = 0$) die folgenden zugeschnittenen Grössengleichungen:

$$E_z^{(0)} = 30 \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \frac{J_0}{\text{Amp}} \cdot \frac{l}{\text{m}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \sqrt{\frac{m^2}{\lambda r}} \cdot \frac{V}{\text{m}} \quad (9)$$

$$E_z^{(\nu)} = 60 \sqrt{\pi} \cdot \frac{J_0}{\text{Amp}} \cdot \frac{l}{\text{m}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{k_\nu}{k} \cdot \sqrt{\frac{k_\nu \cdot m^2}{r}} \cdot \cos \frac{\nu \pi \zeta}{h} \cdot \frac{V}{\text{m}}$$

Zur weiteren Vereinfachung wird das Verhältnis $\zeta/h = \text{Antennenmittelpunkt/Ionosphärenschichthöhe}$ vernachlässigt. Die Gleichungen (7) und (8) können nach dem unbekanntem Produkt $J_0 \cdot l$ aufgelöst werden:

$$\frac{J_0 \cdot l}{\text{Amp} \cdot \text{m}} = \sqrt{\frac{P \cdot h \cdot \lambda}{30 \pi^2 \cdot \left[1 + \frac{2}{k^2} \sum k_\nu^2 \right]} \cdot \frac{1}{\text{Watt} \cdot \text{m}^2}} \quad (10)$$

Setzt man die Werte $h = 100 \text{ km}$, $\lambda = 2000 \text{ m}$, $\lambda = 600 \text{ m}$, $\lambda = 200 \text{ m}$ ein, wobei $N = 100$ bzw. $N = 333$ bzw. $N = 1000$ ist, und bildet man die Summe aller Teilwellen bis $\nu = N$, so ergibt sich für die gesamte Feldstärke E_z :

$$\lambda = 2000 \text{ m}: \quad E_z = 304 \sqrt{\frac{P}{r}} \frac{\text{km}}{\text{kW}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}$$

$$\lambda = 600 \text{ m}: \quad E_z = 590 \sqrt{\frac{P}{r}} \frac{\text{km}}{\text{kW}} \frac{\text{mV}}{\text{m}} \quad (11)$$

$$\lambda = 200 \text{ m}: \quad E_z = 960 \sqrt{\frac{P}{r}} \frac{\text{km}}{\text{kW}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}$$

Diese Gleichungen zeigen eine andere Abhängigkeit von der Wellenlänge λ als Formel (1), da hier der Zahlfaktor nicht konstant ist.

Nach der Zylinderwellenformel (11) ergeben sich Feldstärken, deren Betrag zwei bis drei Grössenordnungen höher ist als nach der Kugelwellenformel (1). Um eine angenäherte Uebereinstimmung mit der gemessenen Nachtfeldstärkenkurve von London zu erhalten, wird man diese «freie Feldstärke» mit einer Dämpfungsfunktion multiplizieren müssen, wobei die Sommerfeldsche Funktion $f(\varrho)$ das Naheliegendste ist. Für die graphisch dargestellte Dämpfungsfunktion gilt nach *Van der Pol* bekanntlich die Rechenformel:

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

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

Auf diesem Umweg wird nun die endliche Leitfähigkeit der Grenzflächen wieder eingeführt, wobei Erde und Ionosphäre nicht die gleichen σ -Werte aufweisen. Lässt man die theoretische Zylinderwellenkurve mit der experimentellen Londoner Kurve im steilsten Stück, bei $r = 1000 \text{ km}$, zusammenfallen, so bedingt dies, rückwärts gerechnet, folgende mittlere Leitfähigkeiten:

$$\lambda = 2000 \text{ m}: \quad \sigma = 8 \cdot 10^{-15} \text{ a.e.m.E.}$$

$$\lambda = 600 \text{ m}: \quad \sigma = 5 \cdot 10^{-14} \text{ a.e.m.E.}$$

$$\lambda = 200 \text{ m}: \quad \sigma = 3 \cdot 10^{-13} \text{ a.e.m.E.}$$

Diese Werte liegen im Bereich zwischen der Erdbodenleitfähigkeit (für Meer: $\sigma = 4 \cdot 10^{-11} \text{ aem.}$, für Land: $\sigma = 10^{-13} \text{ aem.}$) und der grob abgeschätzten Ionosphärenleitfähigkeit. Diese lässt sich aus dem Ansatz

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

finden, wobei für die Stosszahl in 100 km Höhe $\nu = 10^5 \text{ sec}^{-1}$ und als Elektronendichte bei Nacht

$N = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ gewählt wird. Es ergibt sich für 2000...200 m eine Leitfähigkeit $\sigma = 3 \cdot 10^{-16} \dots 3 \cdot 10^{-18}$ aem.

Für grössere Distanzen verläuft die Kurve nach (11) und (12) zu hoch, bei 12 000 km etwa um das Vierfache (Kurve WS in Fig. 1). Der Grund dazu dürfte in der stark vereinfachten Rechnung liegen, sowie darin, dass man die Erdkrümmung nicht beachtet, die auch im Hertz-Sommerfeldschen Fall der Kugelwellen die Feldstärke zusätzlich herabsetzt.

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. Doerfel. Ann. Phys. V. Folge. 13 (1932), 409...429.

HD-Schmieröle in Otto-(Benzin-)Motoren

Von H. Künzler, Bern

621.892.097

Die Versuche, die wir im Toggenburg durchführten¹⁾, zeigten, dass sich das verwendete Hochleistungs-Schmieröl mit Zusätzen zur Schmierung von Dieselmotoren hervorragend eignet. Weitere Erfahrungen, die wir beim Dieselmotorbetrieb mit dem neuartigen Schmieröl sammelten, waren ebenfalls günstig. Es galt nun, die Versuche auch auf Otto-(Benzin-)Motoren auszudehnen. Zu diesem Zwecke wurden zwei fabrikneue Personenwagen Marke Citroën 11 léger in Betrieb genommen, wobei der eine (im folgenden mit A bezeichnet) mit einem gewöhnlichen gemischt-basischen Schmieröl und der andere (im folgenden mit B bezeichnet) mit einem Hochleistungsöl oder Heavy-Duty-Oel geschmiert wurde. Ueber die technischen Daten der Versuchswagen orientiert die Tabelle I. In der Fig. 1 ist eines der beiden Fahrzeuge abgebildet.

Wert bei B 11,1 Liter je 100 km betrug. Der Wagen A war etwa zu 1/10 seiner Fahrleistung im Stadtverkehr und zu 9/10 im Ueberlandverkehr eingesetzt, während der HD-geschmierte Wagen B rund zu einem Drittel seiner Fahrleistung im intermittierenden Stadtverkehr benützt und somit unter eher ungünstigeren Verhältnissen betrieben wurde als der Wagen A.

Tabelle I

Technische Angaben über die Versuchsfahrzeuge

Art des Fahrzeuges	Personenwagen
Marke	Citroën 11 léger
Herstelljahr	1947
Betriebsstoff	Benzin
Anzahl Zylinder	4
Zylinderbohrung	78 mm
Kolbenhub	100 mm
Leistung	9,73 PS
Karosserie	Limousine
Leergewicht	1045 kg
Platzzahl	4

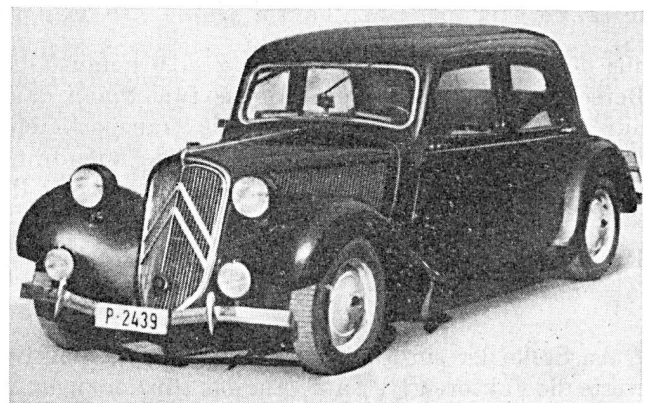


Fig. 1. Einer der Versuchswagen

Die Kennziffern der beiden Schmieröle sind in der Tabelle II zusammengestellt. Die Versuche wurden im Jahre 1947 begonnen und im April 1949 abgebrochen. Während der ganzen Versuchsdauer wurde jeder Motor mit Oel der Viskositätsklasse SAE 20 gefahren. Auf den Wechsel zwischen Sommer- und Winteröl wurde verzichtet. Der Wagen A (gemischt-basisches Schmieröl) legte bis zum Versuchsende 28 927 km zurück, der Wagen B (HD-Oel) 28 936 km. Dabei verbrannte der Motor A durchschnittlich 11,0 Liter Benzin je 100 km während der entsprechende

Bei Versuchsende wurde bei beiden Wagen der Zylinderkopf abgenommen. Mit Rücksicht auf die geringe Fahrleistung und den verhältnismässig guten Motorenzustand der beiden Wagen entschlossen wir

Tabelle II

Kennzeichnung der Schmieröle

Kennziffer	A gemischt-basisches Schmieröl	B Hochleistungs-Schmieröl mit HD-Zusätzen
Dichte bei 20° C	0,917	0,872
Viskosität in cSt		
bei 20° C	360	260
bei 50° C	47,9	46,1
bei 80° C	13,7	14,5
Flammpunkt oT	218° C	234° C
Stockpunkt oT	-17° C	-35° C
SAE-Klasse	20	20

¹⁾ Vgl. H. Künzler, Tech. Mitt. PTT 26 (1948), Nr. 5, S. 193 und Nr. 6, S. 249 oder Automobil-Revue 45 (1949), Nr. 20, S. 15.