

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 33 (1942)
Heft: 19

Artikel: Zur Frage der Verzerrungen im metallischen Hohlleiter
Autor: Samulon, Heinz
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1061679>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 03.04.2025

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

La maçonnerie de moellons bruts est recommandée pour des barrages de dimensions modestes, pour lesquels les délais d'exécution sont suffisamment longs. Le mortier ne sera pas gélif s'il est fabriqué au dosage de 400 kg de ciment Portland par m³ avec un sable de rivière bien gradué. Pour permettre un jointoyage absolument étanche, les

revêtements amont et aval, aussi bien que le couronnement devront être en moellons piqués. L'intérieur de la maçonnerie ne pouvant être obtenu absolument compact (sans vides) et des infiltrations d'eau ne pouvant guère être évitées, il est recommandable d'exécuter des injections à ciment.

Zur Frage der Verzerrungen im metallischen Hohlleiter

Von Heinz Samulon, Zürich

538.566.5: 621.395.73.029.5

Nach einer Einleitung (Abschnitt A), die sich mit den Hohlleitern im allgemeinen befasst, wird im Abschnitt B die Frage der Verzerrung der Amplitudenkurve einer elektromagnetischen Schwingung im Hohlleiter infolge des Frequenzganges der Phasengeschwindigkeit untersucht. Im Abschnitt C werden die Resultate des Abschnitts B auf zwei einfache Zahlenbeispiele angewandt.

L'auteur fournit tout d'abord quelques renseignements généraux sur les conducteurs creux, puis examine la question de la déformation de la courbe des amplitudes d'une oscillation électromagnétique dans un conducteur creux, déformation due à la caractéristique de fréquence de la vitesse de phase. Pour terminer, l'auteur applique ces résultats à deux exemples numériques simples.

A. Einleitung

Zur Fortleitung elektromagnetischer Schwingungen kann man sich metallischer Hohlzylinder (Wave-Guides, in folgendem meist «Hohlleiter» genannt) bedienen. Dies gilt jedoch nur mit einer Einschränkung: Es kann sich eine Schwingung im Innern des Rohres nicht fortpflanzen, wenn ihre Frequenz unterhalb einer sogenannten «Grenzfrequenz» liegt; diese hängt von den Rohrdimensionen und dem Wellentyp ab, in dem das Rohrinne schwingt. — Man unterscheidet die verschiedenen Wellentypen entsprechend dem Feldlinienverlauf innerhalb des Hohlleiters nach folgenden Gesichtspunkten: Existiert in der Fortpflanzungsrichtung (d. h. in der Achsenrichtung des Hohlleiters) eine magnetische Feldstärkekomponente, jedoch keine elektrische, so redet man von H-Wellen, im entgegengesetzten Falle von E-Wellen. Zwei Indices geben an, um welche (räumliche) Oberwelle es sich dabei handelt; der erste Index gibt die Zahl der Knotendurchmesser, der zweite die der Knotenkreise in einer zur Fortpflanzungsrichtung normalen Querschnittsebene an. Man spricht also beispielsweise von H₁₃-Wellen oder E₄₂-Wellen. (Es sei noch bemerkt, dass man, falls der zweite Index gleich Null ist, nur den ersten angibt.) Durch die Art der Anregung hat man es in der Hand, zu erreichen, dass das Innere des Hohlleiters in einem bestimmten Wellentyp schwingt. — Ganz besonders in den letzten Jahren ist eine umfangreiche Literatur über die mit Hohlleitern zusammenhängenden Probleme (wie: Frequenzgang der Dämpfung und der Phasengeschwindigkeit, Schwingungsanregung, Abstrahlung an den Enden, Rohrkrümmun-

Auch die Frage der praktischen Verwendbarkeit von Hohlleitern ist bereits nach verschiedenen Richtungen hin untersucht worden, so z. B. von Schriever⁵), speziell hinsichtlich der Dämpfungseigenschaften der Hohlleiter. Im folgenden soll die gleiche Frage im Hinblick auf die Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit und die dadurch bewirkte «Dispersion» diskutiert werden.

B. Die Verzerrungen im Hohlleiter

Bei einem Uebertragungssystem wird im allgemeinen zwischen einer «Dämpfungsverzerrung», «Phasenverzerrung» und «nicht-linearen Verzerrung» unterschieden. Während die erste durch die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung bedingt ist, wird die zweite durch die Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit verursacht. Die «nicht-lineare Verzerrung» tritt auf, wenn Phasengeschwindigkeit und Dämpfung vom Momentanwert der zu übertragenden Schwingung abhängig sind. Wir wollen uns hier allein auf die Phasenverzerrung bei einer amplitudenmodulierten elektromagnetischen Schwingung beschränken. Dies bedeutet jedoch nicht, dass auch die Amplitudenkurve dieser Schwingung nur eine Phasenverzerrung erfährt; im allgemeinen wird diese vielmehr auch nicht-linear verzerrt werden, wie es die folgende Ableitung zeigen wird:

Es sei: z die Koordinate in der Achsenrichtung des Hohlleiters.

Es sei: die unmodulierte Hochfrequenzschwingung an der Stelle $z=0$ dargestellt durch: $\cos \Omega t$.

Es sei: die Amplitudenkurve an der Stelle $z=0$ dargestellt durch:

$$f(t)_{z=0} = \sum_{\mu=0}^n a_{\mu} \cdot \cos(\mu \omega t + \varphi_{\mu}) = a_0 \cdot \cos \varphi_0 + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos(\mu \omega t + \varphi_{\mu})$$

gen usw.) entstanden. Hierbei sind es nach Riedinger¹) insbesondere die Arbeiten von Southworth²), Barrow³), sowie von Carson, Mead, Schelkunoff⁴), «die den Ausgangspunkt für die Entwicklung bilden, welche die Hohlzylinderforschung neuerdings genommen hat».

wobei, unbeschadet der Allgemeinheit, $\varphi_0=0$ bzw. $\cos \varphi_0=1$ gesetzt werden kann. Dann hat die modulierte Schwingung an der Stelle $z=0$ die Form:

$$F(t)_{z=0} = \cos \Omega t \cdot \sum_{\mu=0}^n a_{\mu} \cdot \cos(\mu \omega t + \varphi_{\mu}) \quad (1)$$

oder nach leichter Umformung

¹), ²), ³), ⁴), ⁵) Siehe Literatur am Schluss der Arbeit.

$$F(t)_{z=0} = a_0 \cdot \cos(\Omega t) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos[(\Omega + \mu\omega)t + \varphi_{\mu}] + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos[(\Omega - \mu\omega)t - \varphi_{\mu}] \quad (2)$$

An der Stelle $z=z$ wird jede dieser Teilschwingungen eine Phasenverschiebung gegen die Stelle $z=0$ haben, die eine Funktion der Frequenz der Teilschwingung und proportional zu z ist. Nennen wir die der Frequenz $(\Omega + \mu\omega)$ zukommende Phasenverschiebung: $\alpha_{\mu}z$, die der Frequenz $(\Omega - \mu\omega)$ zukommende: $\beta_{\mu}z$, so wird:

$$F(t)_{z=z} = a_0 \cdot \cos(\Omega t - \alpha_0 z) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos[(\Omega + \mu\omega)t + \varphi_{\mu} - \alpha_{\mu}z] + \frac{1}{2} \cdot \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos[(\Omega - \mu\omega)t - \varphi_{\mu} - \beta_{\mu}z] \quad (3)$$

Nach Carson⁴⁾ errechnet sich die Phasengeschwindigkeit im Hohlleiter für eine Schwingung

von der Kreisfrequenz ω^* nach folgender Formel:

$$v_{\omega^*} = \frac{c \cdot \omega^*}{\sqrt{(\omega^*)^2 - (\omega_{gr})^2}}$$

falls das Produkt aus Permeabilität und Dielektrizitätskonstante zu eins angenommen wird, wie es angenähert für Luft gilt (c sei die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum). Es bedeutet hierin ω_{gr} die Grenzfrequenz für jene Wellenform, in der wir den Hohlleiter erregen wollen (über die Bedeutung der Grenzfrequenz vgl. auch die Einleitung). Aus der Phasengeschwindigkeit folgen die Phasenverschiebungen pro Längeneinheit:

$$\alpha_{\mu} = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(\Omega + \mu\omega)^2 - \omega_{gr}^2} \quad (4a)$$

$$\beta_{\mu} = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(\Omega - \mu\omega)^2 - \omega_{gr}^2} \quad (4b)$$

Wir können $F(t)_{z=z}$ weiter umformen:

$$F(t)_{z=z} = a_0 \cdot \cos(\Omega t - \alpha_0 z) + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos\left(\Omega t - \frac{\alpha_{\mu} + \beta_{\mu} z}{2}\right) \cdot \cos\left(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \frac{\alpha_{\mu} - \beta_{\mu} z}{2}\right) \quad (5a)$$

und setzen dabei $\frac{1}{2}(\alpha_{\mu} + \beta_{\mu}) = \varepsilon_{\mu}$, $\frac{1}{2}(\alpha_{\mu} - \beta_{\mu}) = \eta_{\mu}$. Es wird dann

$$F(t)_{z=z} = (a_0 \cdot \cos \alpha_0 z) \cdot \cos \Omega t + (a_0 \cdot \sin \alpha_0 z) \cdot \sin \Omega t + \sum_{\mu=1}^n [a_{\mu} \cdot \cos \varepsilon_{\mu} z \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z)] \cdot \cos \Omega t + \sum_{\mu=1}^n [a_{\mu} \cdot \sin \varepsilon_{\mu} z \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z)] \cdot \sin \Omega t \quad (5b)$$

$$= \cos \Omega t \cdot \left\{ a_0 \cdot \cos \alpha_0 z + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos(\varepsilon_{\mu} z) \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \right\} + \sin \Omega t \cdot \left\{ a_0 \cdot \sin \alpha_0 z + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \sin(\varepsilon_{\mu} z) \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \right\} \quad (5c)$$

Somit ergibt sich die Amplitudenkurve an der Stelle $z=z$ zu:

$$f(t)_{z=z} = \quad (6a)$$

$$\sqrt{\left\{ a_0 \cdot \cos \alpha_0 z + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \cos(\varepsilon_{\mu} z) \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \right\}^2 + \left\{ a_0 \cdot \sin \alpha_0 z + \sum_{\mu=1}^n a_{\mu} \cdot \sin(\varepsilon_{\mu} z) \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \right\}^2}$$

$$f(t)_{z=z} = \quad (6b)$$

$$\sqrt{\sum_{\mu=0}^n a_{\mu}^2 \cdot \cos^2(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) + 2 \sum_{\mu=0}^n \sum_{\substack{\nu=0 \\ \mu \neq \nu}}^n a_{\mu} \cdot a_{\nu} \cdot \cos(\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu}) z \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \cdot \cos(\nu\omega t + \varphi_{\nu} - \eta_{\nu} z)}$$

Normalerweise sind die Werte von $(\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu})z$ sehr klein, so dass sich $\cos(\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu})z$ durch die ersten zwei Glieder der Potenzreihe für den Cosinus ersetzen lässt:

$$f(t)_{z=z} = \sqrt{\sum_{\mu=0}^n a_{\mu}^2 \cdot \cos^2(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) + 2 \sum_{\substack{\mu=0 \\ \mu \neq \nu}}^n \sum_{\nu=0}^n a_{\mu} \cdot a_{\nu} \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \cdot \cos(\nu\omega t + \varphi_{\nu} - \eta_{\nu} z) - \sum_{\substack{\mu=0 \\ \mu \neq \nu}}^n \sum_{\nu=0}^n a_{\mu} \cdot a_{\nu} \cdot (\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu})^2 \cdot z^2 \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu} z) \cdot \cos(\nu\omega t + \varphi_{\nu} - \eta_{\nu} z)} \quad (7a)$$

Die ersten zwei Terme lassen sich als vollständiges Quadrat schreiben:

(7 b)

$$f(t)_{z=z} = \sqrt{\left\{ \sum_{\mu=0}^n a_{\mu} \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu}z) \right\}^2 - \sum_{\mu=0}^n \sum_{\substack{\nu=0 \\ \mu \neq \nu}}^n a_{\mu} \cdot a_{\nu} \cdot (\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu})^2 \cdot z^2 \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu}z) \cdot \cos(\nu\omega t + \varphi_{\nu} - \eta_{\nu}z)}$$

Wir erkennen, dass die nichtlineare Verzerrung der Amplitudenkurve durch das Vorhandensein des zweiten Terms des Radikanden bedingt ist; verschwindet dieser, so lässt sich die Wurzel ziehen, und die Amplitudenkurve weist lediglich eine Art Phasenverzerrung auf, d. h. eine Verschiebung ihrer einzelnen Fourierkomponenten gegeneinander. Ist der zweite Term hingegen nicht gleich Null, so wird die Amplitudenkurve eine nicht-lineare Verzerrung erfahren, die — mit gewissen Einschränkungen — um so stärker sein wird, je grösser er ist. Wir wollen nun einen Summanden des 2. Terms herausgreifen, z. B.:

$$S = a_0 \cdot a_{\mu} \cdot (\alpha_0 - \varepsilon_{\mu})^2 \cdot z^2 \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu}z) \quad (8)$$

und die Frage stellen, wovon dessen Grösse abhängt. Man sieht sofort, dass der Summand proportional den durch die Form der Amplitudenkurve gegebenen Faktoren a_0 und a_{μ} ist, ferner proportional dem Quadrat der von der elektromagnetischen Schwingung im Rohr durchlaufenen Strecke z . Weiter ist er proportional dem Ausdruck $(\alpha_0 - \varepsilon_{\mu})^2$. Nach früherem ist:

$$z \cdot (\alpha_0 - \varepsilon_{\mu}) = \frac{z}{c} \omega_{gr} \cdot \left\{ \sqrt{\left(\frac{\Omega}{\omega_{gr}}\right)^2 - 1} - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Omega}{\omega_{gr}} + \frac{\mu\omega}{\omega_{gr}}\right)^2 - 1} - \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Omega}{\omega_{gr}} - \frac{\mu\omega}{\omega_{gr}}\right)^2 - 1} \right\} = \frac{z}{c} \cdot \omega_{gr} \cdot \delta \quad (9)$$

Setzen wir obigen Klammerausdruck gleich δ , ferner zur Abkürzung $\frac{\Omega}{\omega_{gr}} = \sigma$ und $\frac{\mu\omega}{\omega_{gr}} = \gamma$, so lässt

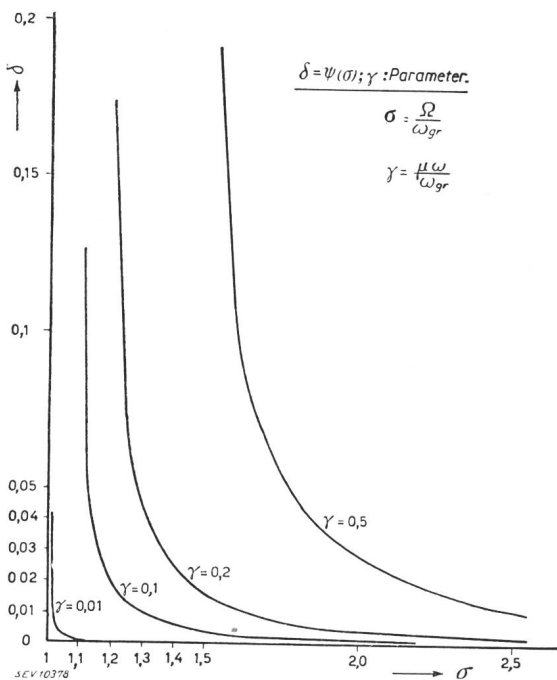


Fig. 1. Graphische Darstellung der Gleichung (9)

sich δ als Funktion von σ mit γ als Parameter berechnen (vgl. Fig. 1).

Man erkennt, dass δ und damit S um so kleiner wird, je grösser σ und je kleiner γ gewählt wird; ausserdem zeigt Gl. (9), dass S proportional ω_{gr}^2 ist ⁶⁾. — Ganz analoges gilt, wie sich zeigen lässt, auch für die andern Summanden des zweiten Terms des Radikanden.

Somit muss sich durch geeignete Wahl von σ und γ die nicht-lineare Verzerrung der Amplitudenkurve praktisch vermeiden lassen. Doch auch die Phasenverzerrung der Amplitudenkurve allein könnte unter Umständen, z. B. bei Fernsehübertragungen, sehr störend wirken. Es sei daher noch kurz hierauf eingegangen:

Die Amplitudenkurve an der Stelle $z=z$ wird, falls die nicht-lineare Verzerrung verschwindend gering ist, dargestellt durch den Ausdruck:

$$f(t)_{z=z} = \sum_{\mu=0}^n a_{\mu} \cdot \cos(\mu\omega t + \varphi_{\mu} - \eta_{\mu}z) \quad (10 a)$$

Es ist hierin die Grundwelle:

$$\left. \begin{aligned} W_g &= a_1 \cdot \cos(\omega t + \varphi_1 - \eta_1 z) \\ \text{und eine beliebige Harmonische:} \\ W_m &= a_m \cdot \cos(m\omega t + \varphi_m - \eta_m z) \end{aligned} \right\} \quad (10 b)$$

Es interessiert uns vor allem die relative Verschiebung beider Wellen gegeneinander; daher führen wir eine neue Zeit $t = t^* + \frac{\eta_1 z}{\omega}$ ein, derart, dass die Phasenverschiebung, die die Grundwelle an der Stelle $z=z$ gegen die Stelle $z=0$ erfahren hat, verschwindet; es wird dann: $W_g = a_1 \cdot \cos(\omega t^* + \varphi_1)$

$$W_m = a_m \cdot \cos \left\{ m\omega \left[t^* + \frac{z}{\omega} \left(\eta_1 - \frac{\eta_m}{m} \right) \right] + \varphi_m \right\} \quad (11)$$

Wir sehen hieraus, dass die m te Harmonische an der Stelle $z=z$ um $\frac{z}{\omega} \left(\eta_1 - \frac{\eta_m}{m} \right)$ Sekunden gegen die

⁶⁾ Häufig wird $\sigma > \sqrt{2}$ und $\gamma \ll 1$ sein; dann ergeben sich für δ Werte, die kleiner als 10^{-5} sind und sich als Differenz zweier vielmal grösserer Zahlen darstellen, so dass bisweilen selbst die gebräuchlichen Logarithmentafeln nicht genügen, um die kleinen δ -Werte, die jedoch infolge der spätern Multiplikation mit $\frac{z}{c} \cdot \omega_{gr}$ nicht vernachlässigt werden dürfen, zu berechnen. Zur erleichterten Berechnung wurde nun Gl. (9) mittels Reihenentwicklung umgeformt; für

$$\sigma \geq \sqrt{2}, \gamma \ll 1 \text{ ergab sich:} \quad \delta = \frac{\gamma^2}{2(\sqrt{\sigma^2 - 1})^3} \quad (9a)$$

Grundwelle verschoben worden ist. Hierbei ist nach früherem der Ausdruck:

$$\frac{z}{\omega} \left(\eta_1 - \frac{\eta_m}{m} \right) = \frac{z}{\omega} \cdot \frac{1}{2 \cdot c} \left\{ \sqrt{(\Omega + \omega)^2 - \omega_{gr}^2} - \sqrt{(\Omega - \omega)^2 - \omega_{gr}^2} - \frac{1}{m} \cdot \sqrt{(\Omega + m\omega)^2 - \omega_{gr}^2} + \frac{1}{m} \sqrt{(\Omega - m\omega)^2 - \omega_{gr}^2} \right\} \tag{12a}$$

oder mit den Abkürzungen: $\frac{\Omega}{\omega_{gr}} = \sigma, \frac{m\omega}{\omega_{gr}} = \gamma:$

$$\frac{z}{\omega} \left(\eta_1 - \frac{\eta_m}{m} \right) = \frac{z}{\omega} \cdot \frac{\omega_{gr}}{2 \cdot c} \left\{ \sqrt{\left(\sigma + \frac{\gamma}{m}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\sigma - \frac{\gamma}{m}\right)^2 - 1} - \frac{1}{m} \sqrt{(\sigma + \gamma)^2 - 1} + \frac{1}{m} \sqrt{(\sigma - \gamma)^2 - 1} \right\} \tag{12b}$$

Man überzeugt sich leicht, dass dieser Ausdruck für grössere Werte von σ und kleinere von γ sehr klein wird ⁷⁾.

Zusammenfassend kann also folgendes gesagt werden: Wählt man Ω hinlänglich gross gegen ω_{gr} und achtet man darauf, dass das tiefste Seitenband $(\Omega - n \cdot \omega)$ nicht in allzu grosser Nähe der Grenzfrequenz liegt ⁸⁾, so kann eine nicht-lineare oder Phasen-Verzerrung der Amplitudenkurve stets vermieden werden. — In jedem konkreten Fall kann man sich durch Einsetzen der Zahlenwerte in die Gleichungen (9), resp. (9a), und (12b), resp. (12c) davon Rechenschaft ablegen, ob der Hohlleiter die Amplitudenkurve praktisch verzerrungsfrei übertragen wird oder nicht. (Für genauere Untersuchungen muss dann auch der hier vernachlässigte Einfluss der Dämpfungsverzerrung in Rechnung gestellt werden.)

C. Zwei Zahlenbeispiele

An zwei Beispielen soll die verzerrende Wirkung des Frequenzganges der Phasengeschwindigkeit im Hohlleiter auf die Amplitudenkurve einer elektromagnetischen Schwingung gezeigt werden. Die Daten des Rohres und die Frequenzen wurden dabei absichtlich ungünstig, d. h. so gewählt, dass die entstehende Verzerrung gut bemerkbar ist:

Es sei:
 Rohrdurchmesser: 10 cm,
 Rohrlänge: $z = 5$ km.

Es werde die H_1 -Welle angeregt. Es ist dann die Grenzfrequenz $f_{gr} = 1765$ MHz ($\lambda_{gr} = 17$ cm), vgl. ¹⁾ Seite 198.

Es sei die Frequenz der Trägerschwingung:
 $f_H = \frac{\Omega}{2\pi} = 3000$ MHz ($\lambda_H = 10$ cm) und somit $\sigma = 1,7$.

⁷⁾ Analog zu dem in voriger Anmerkung gesagten wurde die Gl. (12b) umgeformt für den Fall, dass: $\sigma \geq \sqrt{2}, \gamma \ll 1$:

$$\left(\eta_1 - \frac{\eta_m}{m} \right) = \frac{\omega_{gr}}{2 \cdot c} \cdot \left(\frac{1}{m^2} - 1 \right) \cdot \frac{\sigma \gamma^3}{m(\sqrt{\sigma^2 - 1})^5} \tag{12c}$$

⁸⁾ Bei allen obigen Ueberlegungen ist stets angenommen, dass auch die tiefste Seitenbandfrequenz noch grösser als die Grenzfrequenz ist; ein Seitenband, das diese Bedingung nicht erfüllt, würde abgeschnitten werden, da (vgl. Einleitung) der Hohlleiter nur Schwingungen von grösserer Frequenz als der Grenzfrequenz fortleitet.

I.

An der Stelle $z=0$ sei die Amplitudenkurve gemäss Fig. 2a dargestellt durch:

$$f(t)_{z=0} = \{1 + \sin \omega_N t\}$$

wo $f_N = 12$ MHz ($\lambda_N = 25$ m), und damit $\gamma = 4/1000$.

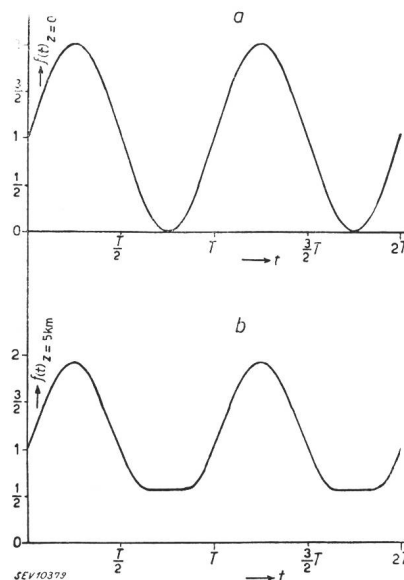


Fig. 2.
 Die verzerrte (b) und die unverzerrte (a) Amplitudenkurve des I. Beispiels

An der Stelle $z=5$ km erfährt sie eine Veränderung nach der Beziehung:

$$f(t)_{z=z} = \sqrt{[1 + \sin(\omega_N t - \eta_1 z)]^2 - z^2(\alpha_0 - \epsilon_1)^2 \cdot \sin^2(\omega_N t - \eta_1 z)}$$

Es errechnet sich: $z^2(\alpha_0 - \epsilon_1)^2 = 0,325; \eta_1 z \ll 1$. Es kann jetzt die Amplitudenkurve an der Stelle $z=5$ km gezeichnet werden; vgl. Fig. 2b.

II.

An der Stelle $z=0$ sei die Amplitudenkurve dargestellt durch den Ausdruck:

$$f(t)_{z=0} = \left\{ 1,111 + \cos(\omega_N t) + \frac{1}{9} \cdot \cos(3\omega_N t) \right\}$$

wo $f_N = 6$ MHz ($\lambda_N = 50$ m) und damit $\frac{\gamma}{m} = \frac{\omega_N}{\omega_{gr}} = 2/1000$. (Dies stellt eine grobe Annäherung an eine Dreieckskurve dar, vgl. Fig. 3a. Eine Verbesserung

der Annäherung würde sich durch Hinzufügung der Glieder: $+\frac{1}{25}\cos(5\omega_N t) + \frac{1}{49}\cos(7\omega_N t)$ erreichen lassen, doch dürfte sich der dadurch bedingte Mehraufwand an Rechenarbeit kaum lohnen.) An der Stelle $z=5$ km wird die Amplitudenkurve dann folgende Form haben:

$$f(t)_{z=5} = \sqrt{\left\{ (1,111)^2 + \cos^2 \omega_N t^* + \frac{1}{81} \cos^2 [3\omega_N t^* + z(m\eta_1 - \eta_m)] + 2,222 \cdot \cos(\alpha_0 - \varepsilon_1) z \cdot \cos \omega_N t^* + \right. \\ \left. + 0,247 \cdot \cos(\alpha_0 - \varepsilon_1) z \cdot \cos [3\omega_N t^* + z(m\eta_1 - \eta_m)] + 0,222 \cdot \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_3) z \cdot \cos \omega_N t^* \cdot \cos [\omega_N t^* + z(m\eta_1 - \eta_m)] \right\}}$$

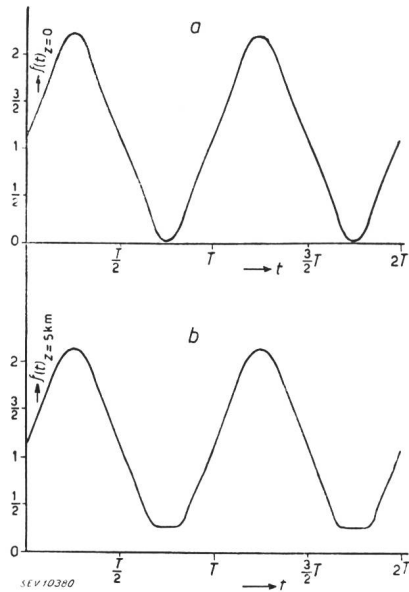


Fig. 3.

Die verzerrte (b) und die unverzerrte (a) Amplitudenkurve des II. Beispiels

Hierin errechnet sich:

$$z(\alpha_0 - \varepsilon_1) = 0,142; \quad z(\alpha_0 - \varepsilon_3) = 1,28;$$

$$z(\varepsilon_1 - \varepsilon_3) = z(\alpha_0 - \varepsilon_3) - z(\alpha_0 - \varepsilon_1) = 1,138.$$

Es zeigt sich ferner, dass $z(m\eta_1 - \eta_m)$ vernachlässigbar klein ist. Damit kann jetzt die Amplitudenkurve an der Stelle $z=5$ km gezeichnet werden, vgl. Fig. 3b.

(Man beachte, dass der Einfluss der Komponente $3\omega_N$ stark verringert erscheint.) — Es sei hier

noch bemerkt, dass, wie leicht einzusehen ist, für ein zweieinhalbmal grösseres ω_N die gleiche Verzerrung schon für ein $z=800$ m auftreten würde.

Herrn Prof. Dr. F. Tank möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit bestens danken.

D. Literatur

1) A. Riedinger, Elektromagnetische Wellen in metallischen Hohlzylindern, in «Fortschritte d. H. F. T.», herausgegeben von Vilbig und Zenneck». Dort befindet sich eine umfangreiche Schrifttumzusammenstellung.

2) G. C. Southworth, Hyper-frequency wave guides — General consideration and experimental results. — Bell Syst. Techn. J., Bd. 15 (1936), S. 284.

3) W. L. Barrow, Transmission of electromagnetic waves in hollow tubes of metal. Proc. Inst. Rad. Engr., Bd. 24 (1936), S. 1298.

4) J. R. Carson, Mead und Schelkunoff, Hyper-frequency wave guides — Mathematical theory. — Bell Syst. Techn. J., Bd. 15 (1936), S. 310.

5) O. Schriever, Zur Frage der Verwendung von Rohrwellen als Uebertragungskanal. — Telefunken-Hausmitteilungen. Bd. 20 (1939), Heft 81, S. 55.

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Neues Unterwerk Oerlikon des Elektrizitätswerkes der Stadt Zürich

621.316.262(494.34)

Am 25. Januar 1942 wurde durch Volksabstimmung dem Zürcher Stadtrat ein Kredit von rund 1,5 Millionen Franken für den Bau eines neuen Unterwerkes Oerlikon bewilligt. Wir entnehmen hierüber der stadträtlichen Weisung folgendes:

1. Allgemeines

Von den Kraftwerken an der Albula und am Heidsee wird die elektrische Energie in einer Spannung von 50 kV zunächst nach dem Schalthaus des Kraftwerkes Wägital in Siebnen geleitet. Von dort führt eine Leitung über Rüti und dem Greifensee entlang nach Seebach und weiter zum Kraftwerk Wettingen. Eine zweite Leitung geht von Siebnen aus dem linken Seeufer entlang nach Wollishofen und dann ebenfalls nach Wettingen. Diese beiden Leitungen sind zwischen Dübendorf und Selnau durch eine Querleitung miteinander verbunden. Auf dem Gebiet der Stadt Zürich sind sie z. T. als 50-kV-Kabel ausgestaltet¹⁾. Innerhalb der Stadt sind in dieses Leitungsnetz die drei grossen Unterwerke Drahtzug, Selnau und Letten und die kleineren Unterstationen Frohalm und Schlachthof eingeschaltet. Im Guggach liegt eine weitere Unterstation, zu der von der Köschenrüti in Seebach eine Stichleitung von Holzmasten von der nördlichen Hauptleitung führt. Sie steht mit dieser auch noch durch ein im Jahre 1909 in Betrieb genommenes, aber zum Abbruch be-

stimmtes Reststück der alten Albulaleitung in Verbindung. In den Unterwerken wird die Uebertragungs-Spannung von 50 kV auf die Verteilspannung herabgesetzt. Diese beträgt im Stadttinnern für das Motoren- und Wärmenetz 6000 V, für das Lichtnetz 4000 V. In den äusseren Stadtgebieten besteht für beide Energieverwendungsarten ein einheitliches Verteilnetz mit einer Spannung von 11 000 V. Die städtischen Verteilnetze speisen über das ganze Stadtgebiet ziemlich dicht angeordnete lokale Transformatorstationen, in denen im Stadttinnern die Spannung für Motoren und Wärme auf 500 V, für Licht auf 2×220 V herabgesetzt wird. In den äusseren Stadtteilen besteht ein Einheitsnetz mit Nullleiter. Für motorische Zwecke wird die verkettete Spannung von 380 V, für Licht- und Kleinapparate die Spannung von 220 V zwischen einer Phase und dem Nulleiter verwendet.

Mit der Eingemeindung von 1934 hatte das Elektrizitätswerk auch die Versorgung der neuen Gebiete mit elektrischer Energie zu übernehmen. Diese konnten vorerst ohne Schwierigkeiten aus den Hochspannungsanlagen des städtischen Elektrizitätswerkes versorgt werden. Für Oerlikon, Schwamendingen, Seebach und Affoltern genügte die durch das Unterwerk Letten entlastete Umformerstation Guggach. Heute aber vermögen deren veraltete Anlagen den stets wachsenden Bedürfnissen nach elektrischer Energie im Verbrauchsgebiet der Oerlikoner Industrien nicht mehr zu genügen. Infolge der Ausdehnung der Stadt und des Anwachsens der erwähnten industriellen Unternehmungen hat sich der Schwerpunkt des Energieverbrauchs im Laufe der Jahre immer mehr aus dem Bereiche der Station Guggach nordwärts nach Oerlikon

¹⁾ Bulletin SEV 1932, Nr. 9, S. 197...206.