

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = 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 Telegrafienbetriebe

Band: 29 (1951)

Heft: 9

Artikel: Zur Messtechnik von Störspannungen

Autor: Pfister, J.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-875354>

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

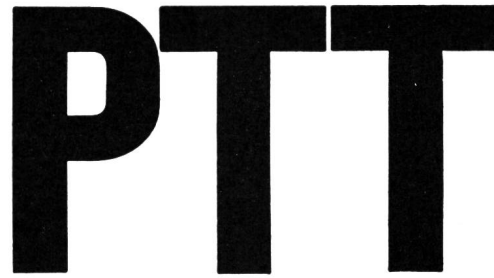
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media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

Download PDF: 24.01.2026

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

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE



BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicato dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

Zur Messtechnik von Störspannungen

Von J. Pfister, Biel

621.317 : 621.396.82

Zusammenfassung. In der vorliegenden Arbeit soll die Bewertung von transitorischen Vorgängen durch ein wirkliches Bandfilter und anschliessender Gleichrichtung berechnet werden. Die gefundenen Resultate werden verglichen mit den Ergebnissen derselben Rechnung unter Annahme eines idealen Schmalband-systemes.

1. Einführung

Die Auswirkungen transitorischer Vorgänge in elektrischen Systemen interessieren von verschiedenen Gesichtspunkten aus. Hier wird Bezug genommen auf die Messung von Störimpulsen, die den Empfang von amplitudenmodulierten Signalen beeinträchtigen können. Durch das Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques (CISPR) wurden bestimmte Normen zur Messung von solchen Störungen aufgestellt; nach diesen Normen existieren bereits verschiedene Messgeräte, unter anderen ein schweizerisches. Eine der CISPR-Definitionen des Gerätes ist die Bandbreite, die für die Bewertung von Störimpulsen von ausschlaggebender Bedeutung ist. Nachdem theoretische Berechnungen über den Einschwingvorgang in einem idealisierten (rechteckigen) Schmalbandsystem vorliegen ^{1), 2)}, soll dieser für ein System von zwei in Kaskade geschalteten, kritisch gekoppelten Bandfiltern untersucht werden.

2. Problemstellung

Nach der Theorie des Fourier-Integrals und der linearen Wechselstromsysteme lässt sich unser Problem mathematisch auf folgende allgemeine Formulierung bringen:

Es sei eine Sendefunktion, das heisst ein transitorischer Vorgang am Eingang eines Übertragungs-

systemes wirksam. Von dieser Zeitfunktion $s_1(t)$ sei die Spektraldarstellung bekannt:

$$s_1(t) = \int_0^{\infty} S(\omega) \sin(\omega t + \varphi(\omega)) d\omega \quad (1)$$

$s_1(t)$ stellt eine Spannung oder einen Strom dar, $S(\omega)$ nennt man das Spektrum oder die Spektralfunktion.

Das Übertragungssystem sei charakterisiert durch sein Verhalten gegenüber stationären Sinusschwingungen, das heisst durch seine Amplitudenfunktion $A(\omega)$ und seine Phasenfunktion $\alpha(\omega)$. Dann ist die Empfangsfunktion, das heisst der Vorgang am Ausgang des Systemes $s_2(t)$ gegeben durch die Gleichung:

$$s_2(t) = \int_0^{\infty} A(\omega) S(\omega) \sin(\omega t + \varphi(\omega) - \alpha(\omega)) d\omega \quad (2)$$

oder aufgespalten:

$$s_2(t) = \int_0^{\infty} AS \sin(\varphi - \alpha) \cos(\omega t) d\omega + \int_0^{\infty} AS \cos(\varphi - \alpha) \sin(\omega t) d\omega \quad (3)$$

Diese Empfangsfunktion gilt es zu bestimmen.

3. Das Bandfilter

Wir bestimmen vorerst die Amplituden- und Phasenfunktionen unserer Messanordnung. Die Bandbreite des erwähnten Gerätes ist bestimmt durch die zweikreisige Vorselektion und drei Zwischenfrequenzfilter. Nun müssen aber die Vorkreise wegen des inhärenten Gleichlauffehlers und wegen einer möglichen Verstimmung durch das angeschlossene Messobjekt breit gemacht werden. Auch die Selektivität des letzten Zwischenfrequenz-(ZF-) Filters ist beschränkt durch die Forderung, dass seine Impedanz über die Empfangsbandbreite möglichst konstant sein soll

¹⁾ Pierre de Claparède. Problèmes sur la mesure des tensions perturbatrices. Microtecnic 1 (1947), 56.

²⁾ K. Küpfmüller. Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. Zürich 1949.

(CISPR-Definition des Ladewiderstandes). Somit bleiben als wesentliche Bestimmungsstücke der Empfangsbandbreite die zwei ersten ZF-Filter. Um bei der relativ hoch gewählten Zwischenfrequenz (1720 kHz) innerhalb der Bandbreitennormierung zu bleiben, können die Filter nicht stark überkritisch gekoppelt werden. Diese Überlegungen rechtfertigen die Annahme, dass die Selektion durch zwei in Kaskade geschaltete, kritisch gekoppelte Bandfilter gegeben ist.

Die Bandfilterkurve wurde nach *Terman*³⁾ berechnet.

Es gilt:

$$\frac{U}{U_0} = \frac{2n}{\left(1 + \frac{pk_c}{2}\right)^2 \left[n^2 + 1 - (mp)^2 + j mp \left(\sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}} \right) \right]} \quad (4)$$

Dabei sind folgende Bezeichnungen eingeführt:

$$\begin{aligned} U &= \text{Sekundärspannung,} \\ U_0 &= \text{maximale Sekundärspannung,} \\ n &= k/k_c, \\ k &= \text{Kopplungskoeffizient } k \leq 1, \\ k_c &= \text{kritischer Kopplungskoeffizient } k_c = (Q_1 Q_2)^{-1/2}, \\ p &= \frac{2}{k_c} \frac{\Delta f}{f_0}, \\ f_0 &= \text{Resonanzfrequenz,} \\ \Delta f &= \text{Abweichung von der Resonanzfrequenz,} \\ m &= \frac{1 + \frac{pk_c}{4}}{\left(1 + \frac{pk_c}{2}\right)^2}, \end{aligned}$$

Q_1, Q_2 = primäre bzw. sekundäre Kreisgüte.

In diese Gleichung werden unsere Voraussetzungen eingeführt:

$$Q_1 = Q_2 = Q = 300, K_c = 1/Q, n = 1. \quad (5)$$

Nach einer elementaren Umformung erhält man:

$$A = \left| \frac{U}{U_0} \right| = \frac{2}{\left(1 + \frac{pk_c}{2}\right)^2} \cdot [4 + (mp)^4]^{-1/2}, \quad (6)$$

$$\text{ctg } \alpha = 1/mp - mp/2. \quad (7)$$

Unter Einführung einer neuen Variablen $\gamma = \frac{\Delta f}{f_0}$ und der Approximation $m \approx 1 - \frac{3}{4} k_c p = 1 - \frac{3}{2} \gamma$ erhält man die endgültigen Formeln

$$A = \left| \frac{U}{U_0} \right| \approx \frac{2}{(1 + \gamma)^2} \left\{ 4 + \left[\left(1 - \frac{3}{2} \gamma\right)^2 Q \gamma \right]^4 \right\}^{-1/2}, \quad (8)$$

$$\text{ctg } \alpha \approx \frac{1}{(2 - 3\gamma) Q \gamma} - \left(1 - \frac{3}{2} \gamma\right) Q \gamma. \quad (9)$$

Da wir es mit zwei Bandfiltern in Serie zu tun haben, muss $A = \left| \frac{U}{U_0} \right|$ quadriert und der Winkel α verdoppelt werden. Fig. 1 zeigt das errechnete Beispiel mit $Q = 300$ und $f_0 = 1720$ kHz.

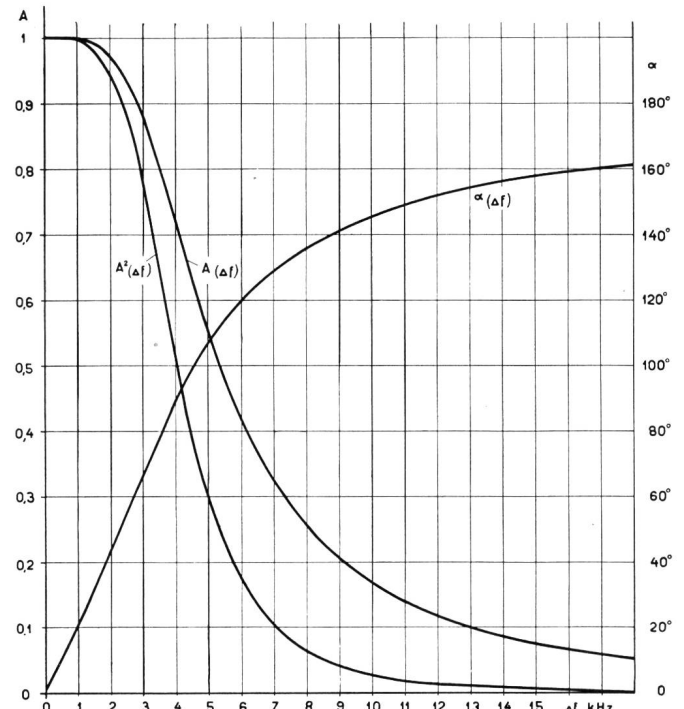


Fig. 1. Die Übertragungsgrößen eines kritisch gekoppelten Bandfilters $Q = 300$; $f_0 = 1720$ kHz

Die spezielle Wahl des Beispiels schliesst eine allgemeinere Anwendung der Fig. 1 nicht aus, da man weiss, dass die Kurvenform gegenüber ziemlich grossen Änderungen von Q praktisch invariant ist. Verzerrt wird nur der Frequenzmaßstab, und zwar so, dass für ein bestimmtes A oder α die Grösse $Q\gamma$ konstant bleibt.

4. Der Einschwingvorgang

Für die Berechnung des Einschwingvorganges beschränken wir uns auf vier typische Sendefunktionen, nämlich

1. den zentralen Wechselstromstoss,
2. den zentralen Wechselstromsprung,
3. den Gleichstromstoss und
4. den Gleichstromsprung

Die Fig. 2 veranschaulicht diese Sendefunktionen.

a. Der zentrale Wechselstromstoss

Unter dieser Funktion verstehen wir eine kurze Ein- und Ausschaltung einer Sinuswelle der Frequenz f_0 , das heisst der Resonanzfrequenz des Bandfilters. Kurz will besagen, dass die Dauer des Wechselstromimpulses klein sei im Vergleich mit der Einschwingzeit des Bandfilters. Die Grösse des Impulses ist charakterisiert durch das Stossintegral der Envelope.

³⁾ F. E. Terman. Radio Engineers Handbook. First Edition. New York, 1943. pg. 159.

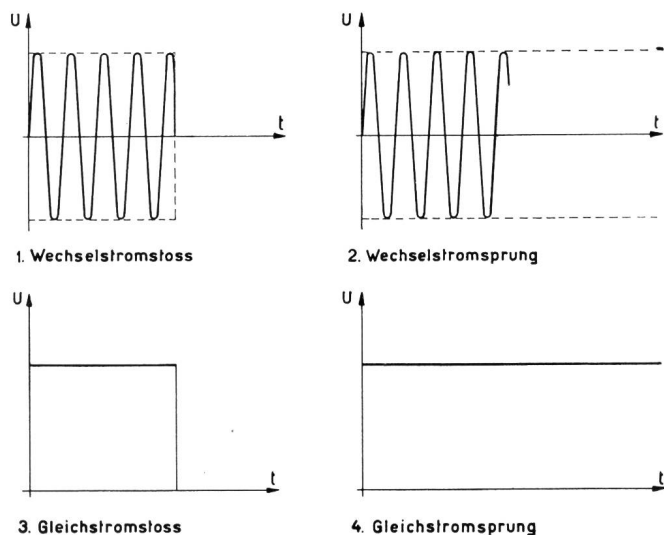


Fig. 2. Sendefunktionen

$$S_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} s_{1 \max} dt. \quad (10)$$

In Fig. 3 ist das Stossintegral durch die schraffierte Fläche gekennzeichnet.

Jetzt benützen wir eine wichtige Eigenschaft des Bandfilters, nämlich seine Symmetrie zur Resonanzfrequenz f_0 . Die Symmetrieeigenschaften sind:

$$A_{(f_0 + f)} = A_{(f_0 - f)} \text{ und } \alpha_{(f_0 + f)} = -\alpha_{(f_0 - f)} \quad (11)$$

Diese Bedingungen gelten, weil

$$\frac{\Delta f}{f_0} \ll 1. \quad (12)$$

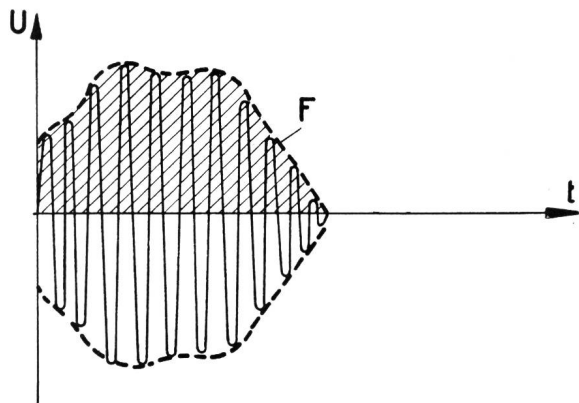


Fig. 3. Stossintegral der Enveloppe

Küpfmüller⁴⁾ zeigt, dass unter den Bedingungen (11) und (12) der Satz gilt: Die Einhüllende der Empfangsfunktion bei einem symmetrischen Schmalbandsystem mit beliebiger Dämpfungs- und Phasenverzerrung ist gleich der Empfangsfunktion eines Tiefpaßsystems mit den gleichen auf die Frequenz Null verschobenen Übertragungskenngrößen. Vorausgesetzt sind beim Schmalbandsystem Wechselstromvorgänge der Frequenz f_0 und beim Tiefpaßsystem Gleichstromvorgänge, die identisch sind mit der En-

veloppe des Wechselstromvorganges. Fig. 4 veranschaulicht diesen Satz.

Damit können wir zur graphischen Lösung des Problems übergehen. Die Entwicklung übernehmen wir ebenfalls von Küpfmüller⁵⁾.

Am Eingang des Tiefpaßsystems wirke die Stossfunktion

$$s_{1(t)} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos \omega t d\omega \quad (13)$$

mit dem Stossintegral $S_1 = 1$.

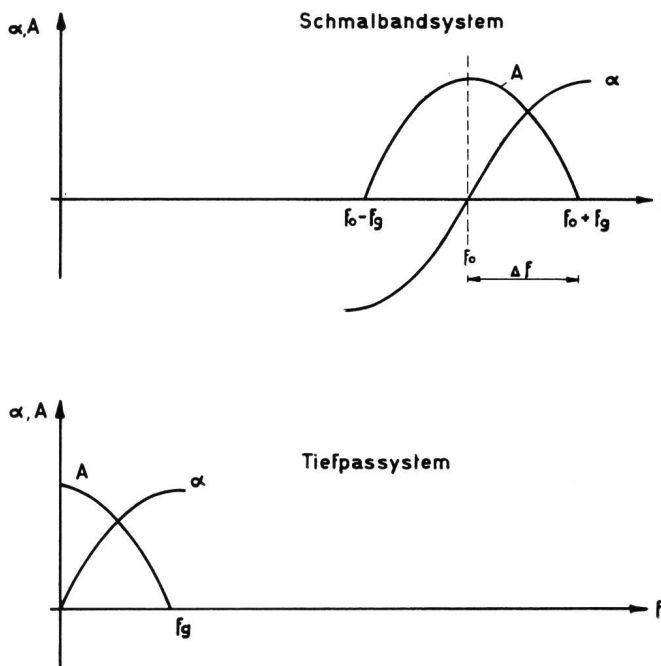


Fig. 4. Aequivalentes Tiefpaßsystem

Die Empfangsfunktion wird damit

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_g} A_{(\omega)} \cos [\omega t - \alpha_{(\omega)}] d\omega; \quad (14)$$

oder, nach dem Additionstheorem entwickelt,

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_g} A \cos \alpha \cos \omega t d\omega + \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_g} A \sin \alpha \sin \omega t d\omega. \quad (15)$$

ω_g bedeutet die Grenz-Kreisfrequenz, bei der A sich genügend Null genähert hat, dass die Integration abgebrochen werden kann. Zur graphischen Integration entwickeln wir die Funktionen $A \sin \alpha$ und $A \cos \alpha$ in Fourier-Reihen:

$$A \cos \alpha = \sum_0^\infty \alpha_v \cos \frac{f}{f_g} v\pi, \quad (16)$$

$$A \sin \alpha = \sum_0^\infty \beta_v \sin \frac{f}{f_g} v\pi, \quad (17)$$

wobei die Koeffizienten wie folgt definiert sind:

⁴⁾ loc. cit. Abschnitt 28.

⁵⁾ loc. cit. Abschnitt 27.

$$\alpha_0 = \frac{1}{f_g} \int_0^{f_g} A \cos \alpha \, df, \quad (18)$$

$$\alpha_\nu = \frac{2}{f_g} \int_0^{f_g} A \cos \alpha \cdot \cos \frac{f}{f_g} \nu \pi \cdot df, \quad \nu > 0, \quad (19)$$

$$\beta_\nu = \frac{2}{f_g} \int_0^{f_g} A \sin \alpha \cdot \sin \frac{f}{f_g} \nu \pi \cdot df. \quad (20)$$

f_g wird gleich 15 kHz gesetzt. Durch graphische Integration findet man die Koeffizienten

ν	α_ν	β_ν
0	0	—
1	0,0422	0,0430
2	0,178	0,180
3	0,270	0,2825
4	0,267	0,270
5	0,183	0,1819
6	0,091	0,0903
7	0,0044	0,00495

Man konstatiert, dass $\alpha_\nu \approx \beta_\nu$. Wie man später (zweiter Term der Gleichung 21) erkennt, hat dies den physikalischen Sinn, dass zur Zeit $t \leq 0$, das heisst vor dem Auftreten der Sendefunktion auch die Empfangsfunktion gleich Null wird. Abweichungen davon gestatten einen Rückschluss auf die Rechengenauigkeit.

Mit diesem Reihenansatz ergibt sich nun die Empfangsfunktion

$$s_2(t) = 2 f_g \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\alpha_\nu + \beta_\nu}{2} \operatorname{si}(x - \nu \pi) + 2 f_g \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\alpha_\nu - \beta_\nu}{2} \operatorname{si}(x + \nu \pi), \quad (21)$$

wobei die Variable $x = \omega_g t$ bedeutet, die Funktion

si x eine Abkürzung für $\frac{\sin x}{x}$ darstellt. Wegen $\alpha_\nu = \beta_\nu$ hebt sich die zweite Summe weg und die Empfangsfunktion lässt sich vereinfacht schreiben:

$$s_2(t) = 2 f_g \sum_{\nu=1}^{\infty} \alpha_\nu \operatorname{si}(x - \nu \pi). \quad (22)$$

Die gefundene Empfangsfunktion ist in Fig. 5 aufgetragen.

Im folgenden seien zudem noch einige berechnete Werte tabelliert:

$$x = n \frac{\pi}{4} = 2 \pi f_g \cdot t$$

n	$\frac{s_2}{2 f_g}$	n	$\frac{s_2}{2 f_g}$	n	$\frac{s_2}{2 f_g}$
0	0	13	0,2849	25	0,0662
1	0,0013	14	0,2865	26	0,0348
2	0,0057	15	0,2718	27	0,0006
3	0,0191	16	0,2685	28	0,0047
4	0,0426	17	0,2503	29	-0,0138
5	0,0718	18	0,2283	30	-0,0141
6	0,1052	19	0,2056	31	-0,0140
7	0,1431	20	0,1825	32	0,0000
8	0,1790	21	0,1605	33	-0,0158
9	0,2119	22	0,1372	34	0,0027
10	0,2378	23	0,1160	35	0,0062
11	0,2605	24	0,0915	36	0,0000
12	0,2762				

Es bleibt noch zu erwähnen übrig, dass die Sinusschwingung, deren Enveloppe berechnet wurde, die Resonanzfrequenz des Bandfilters f_0 besitzt. Sie wird von der Frequenzverschiebung in den Nullpunkt nicht betroffen. Ferner kann man leicht beweisen, dass die gefundene Enveloppe unabhängig von der Schaltphase der Sendefunktion ist.

b. Der zentrale Wechselstromsprung

Unter dieser Funktion verstehen wir die plötzliche Einschaltung einer Sinusschwingung der Frequenz f_0 ,

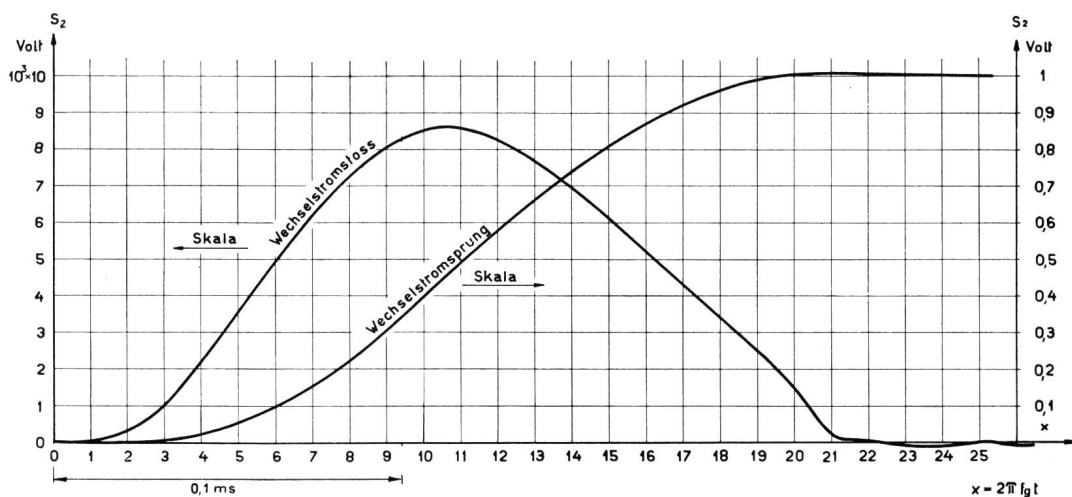


Fig. 5.
Empfangsfunktionen
(Enveloppe)

das heisst der Resonanzfrequenz des Bandfilters. Plötzlich will heissen, dass die Zeit, die bis zum Erreichen des Maximalwertes der Enveloppe S_2 verstreicht, kurz sei im Vergleich zur Einschwingzeit des Bandfilters. Wir benützen wieder die Analogie des äquivalenten Tiefpaßsystems. Damit können wir sofort schreiben (aus Gleichung [22]):

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \text{Si}(x - n\pi) + \frac{1}{2}. \quad (23)$$

Dabei bedeutet $\text{Si}(x)$ die Integralsinusfunktion. $\text{Si}(x) = \int_0^x \text{si}(x) dx$. Integration und Summation sind vertauschbare Funktionen. Somit kann man die Empfangsfunktion beim zentralen Wechselstromsprung auch direkt finden, indem man die Empfangsfunktion beim Stoss integriert. Man hat bei diesem Vorgehen zusätzlich den Vorteil einer Rechenkontrolle, indem der stationäre Wert der Enveloppe den Wert $S_2 = 1$ erreichen muss. Allfällige Abweichungen stammen davon her, dass die Reihe abgebrochen wurde, und ferner von Zeichen- und Integrationsfehlern.

Es soll noch ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass wir ein Schmalbandsystem vor uns haben. Die gefundene Enveloppe der Empfangsfunktion ist in Fig. 5 dargestellt. Auch hier seien noch einige Werte tabelliert:

$$x = n \frac{\pi}{2} = 2 \pi f_g t$$

n	s_2	n	s_2	n	s_2
0	0	5	0,218	10	0,825
1	0,0005	6	0,344	11	0,874
2	0,011	7	0,456	12	0,959
3	0,043	8	0,610	13	0,989
4	0,1079	9	0,728	14	0,996

c. Der Gleichstromstoss

Jetzt sei am Eingang des Bandfilters ein Gleichstromstoss wirksam, das heisst eine Funktion, die mit Ausnahme eines kurzen Intervalles um den Zeitnullpunkt verschwindet und die das Stossintegral

$$S_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1 dt = 1$$

besitzt. Kurz bedeutet diesmal viel kürzer als der reziproke Wert der Empfangsfrequenz. Das Spektrum der Stossfunktion, vergleiche Gleichung (13), ist konstant.

Diese Eigenschaft benützen wir sofort. Wenn man im Auge behält, dass die Empfangsfunktion eine Sinusschwingung der Frequenz f_0 mit einer zu berechnenden Enveloppe ist, so kann man die Übertragungsgrößen beliebig auf der Frequenzskala verschieben.

Allgemein gilt für die Empfangsfunktion beim Stoss

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} A_{(\omega)} \cos[\omega t - \alpha_{(\omega)}] d\omega. \quad (24)$$

Dies kann man in zwei Integrale aufspalten:

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega + \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega. \quad (25)$$

Nun benützen wir die Symmetrieeigenschaft (11) des Filters und schreiben:

$$s_{2(t)} = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} A \cos(\omega t + \alpha) d\omega + \frac{1}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega \quad (26)$$

und, da die Cosinusfunktion eine gerade Funktion ist, ergibt dies:

$$s_{2(t)} = \frac{2}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega. \quad (27)$$

Nach dem früher Gesagten verschieben wir nun die Grenzen auf den Nullpunkt und erhalten die nur für die Enveloppe gültige Gleichung

$$s_{2(t)} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_g} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega. \quad (28)$$

Dies ist nun aber, mit Ausnahme eines Faktors 2, genau die Gleichung (14), das heisst die Ausgangsgleichung für die Berechnung der Empfangsfunktion beim Wechselstromstoss. Wir können also das Resultat der Fig. 5 übernehmen, wenn wir den Spannungsmaßstab mit zwei multiplizieren.

Dieses Resultat scheint im Widerspruch zu sein mit dem Satz über die Erhaltung des Stossintegrals, indem hier offenbar das Stossintegral der Enveloppe gleich 2 wird. Wir müssen aber beachten, dass bei der Sendefunktion das Stossintegral über einen Gleichstromvorgang gebildet wurde, bei der Empfangsfunktion aber über die Enveloppe einer Sinusschwingung. Betrachtet man dies unter dem Gesichtspunkt der Energie, so erklärt sich der Faktor 2 von selbst. Die Leistung ist proportional s^2 , der Effektiv-

wert von s_2 aber $s_{2\text{eff}} = \frac{s_2}{\sqrt{2}}$

Satz: Bei einem symmetrischen Schmalbandsystem ist die Empfangsfunktion beim Anlegen einer Gleich-

strom-Stossfunktion doppelt so gross wie beim Anlegen eines zentralen Wechselstromstosses.

d. Der Gleichstromsprung

Unter dieser Funktion verstehen wir die unstete Änderung der Funktion s_1 von Null auf S_4 zur Zeit $t = 0$. Unstet heisst in unserm Falle viel schneller als der reziproke Wert der Empfangsfrequenz. S_4 werde wieder gleich 1 gesetzt.

Wir betrachten das Spektrum der Sprungfunktion

$$s_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \quad (29)$$

Das Spektrum ist also eine Hyperbel. Da wir ein Schmalbandsystem behandeln, vergleiche Bedingung (12), können wir das Spektrum linearisieren, ω im Nenner vor das Integral ziehen und durch seinen Mittelwert ω_0 ersetzen.

Wir erhalten also als Empfangsfunktion

$$s_2(t) = \frac{2}{\pi \omega_0} \int_0^{\omega_g} A \cos(\omega t - \alpha) d\omega \quad (30)$$

Für den Faktor 2 gilt, wie im letzten Abschnitt, die gleiche Ableitung. Wir erhalten also bis auf den Faktor $\frac{1}{\omega_0}$ die Gleichung (28). Damit stellen wir den bekannten Sachverhalt fest, dass die Empfangsfunktion für den Gleichstromsprung $\frac{1}{\omega_0}$ der Empfangsfunktion für den Stoss ist. Somit können wir auch hier die Resultate der Fig. 5 übernehmen.

5. Bewertung durch die Gleichrichtung

Für vier typische Sendefunktionen haben wir die Ausgangsspannung aus dem ZF-Kanal berechnet. Es interessiert nun zu wissen, welche Spannung auf dem Kondensator der Detektionsstufe nach Ablauf des Einschwingvorganges erscheint.

Für die Detektionsstufe gelte das Schema nach Fig. 6. Nach den CISPR-Normen sind Lade- und Entladezeitkonstanten genau definiert, und zwar beträgt

Ladezeitkonstante = 1 Millisekunde
Entladezeitkonstante = 160 Millisekunden.

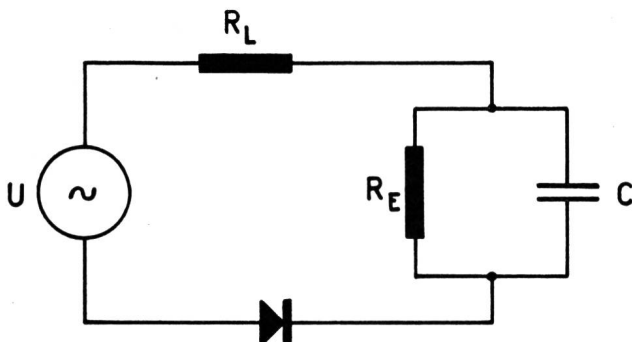


Fig. 6. Detektionsstufe

Die Entladezeitkonstante ist gegeben durch $R_E C$. Für die Ladezeitkonstante gilt diese einfache Definition nicht, da die Spannungsquelle keine Gleichstromquelle ist. Die Ladezeitkonstante wird so geregelt, dass beim Anlegen eines langen, zentralen ZF-Impulses an das Gitter der letzten ZF-Röhre der Kondensator C sich nach 1 ms auf den Wert $1 - \frac{1}{e} = 63\%$ des stationären Endwertes auflädt.

Unter der Annahme, dass die Ladekurve eine Exponentialkurve ist, was als erste Approximation gelten kann, kommt man bei Einweggleichrichtung auf einen Wert des Ladewiderstandes von $R_L = \frac{\tau_L}{C \pi}$ und

bei Doppelweggleichrichtung auf $R_L = \frac{\tau_L}{C \pi} \cdot 2$. Es wird also getan, als ob die angelegte Spannung identisch sei mit der Envelope der wirklichen Spannung.

Wir setzen immer Einheits-Sendefunktionen voraus. Für den Fall b), den Wechselstromsprung, ist offenbar die Spannung am Kondensator nach Ablauf der Einschwingzeit gleich der Spitzenspannung der Empfangsfunktion, das heisst gleich 1. Dies gilt, weil $R_L \ll R_E$. Die Aufladung geht in erster Näherung nach einer Exponentialkurve vor sich, da der Einschwingvorgang viel kürzer als die Ladezeitkonstante ist.

Die übrigen drei Fälle können miteinander behandelt werden, denn die Ausgangsspannung aus dem ZF-Kanal ist, von Konstanten abgesehen, dieselbe.

Nach den vorstehenden Bemerkungen über den Ladewiderstand ist die Spannung auf dem Kondensator

$$U_c(t) = \frac{1}{R_L C} \int_0^t s_2(t) dt \quad (31)$$

also, abgesehen von einer Konstanten, genau dem Einschwingvorgang beim Wechselstromsprung (vgl. Fig. 5). Dabei wurde allerdings angenommen, dass die sich auf dem Kondensator bildende Spannung klein sei gegen die Spannung s_2 . Wenn man diese berücksichtigt, gilt exakt

$$U_c(t) = \frac{1}{\tau_L} \int_0^t (s_2 - U_c) dt \quad (32)$$

Diese Spannung findet man am besten durch graphische, iterative Integration. Für die Spannung am Ende des Einschwingvorganges wurde eine Differenz von 2,5% bestimmt.

$$U_c \text{ (Formel 32)} = 0,975 U_c \text{ (Formel 31)} \quad (33)$$

Der weitere zeitliche Verlauf der Spannung ist eine Exponential-Entladekurve mit der relativ grossen Zeitkonstanten von $\tau_E = 0,16$ s, während der ganze Einschwingvorgang nach 0,2 ms beendet ist.

Wir kennen jetzt das Verhalten unseres Empfangsystems und stellen die wichtigsten Resultate in Tabellenform zusammen.

Sendefunktion		Empfangsfunktion	
Name	Norm	Max. ZF-Spitzenspannung	Max. Spannung am Kondensator
Wechselstromstoss ..	$\int_{-\infty}^{+\infty} s_{\max} dt = 1 \text{ Vs}$	8620 V	975 V
Wechselstromsprung.	$\Delta s_{\max} = 1 \text{ V}$	1 V	1 V
Gleichstromstoss ...	$\int_{-\infty}^{+\infty} s dt = 1 \text{ Vs}$	17240 V	1950 V
Gleichstromsprung ..	$\Delta s = 1 \text{ V}$	$\frac{2745}{f_0} \text{ V}$	$\frac{310,5}{f_0} \text{ V}$

f_0 bedeutet die Empfangsfrequenz in Hertz.

6. Die verlängerte Linearität

Legt man eine Sinuswelle an den Eingang des Messinstrumentes, so lädt sich der Kondensator auf die Spitzenspannung auf, und der ZF-Kanal wird amplitudenmässig ebenfalls auf die Spitzenspannung beansprucht.

Gibt man hingegen einen Impuls auf den Eingang, so wird für die gleiche Kondensatorspannung der ZF-Kanal 8,83 mal stärker beansprucht, wie man aus der obigen Tabelle leicht erkennt. Nach den CISPR-Normen misst man nun die Spannungen mit Hilfe eines kritisch gedämpften Messinstrumentes mit einer Zeitkonstanten von 160 ms. Die Empfindlichkeit eines solchen Instrumentes gegenüber Impulsen kurzer Dauer wurde von *Hagenhaus* mit 0,2707 der normalen Empfindlichkeit berechnet. Somit wird der ZF-Kanal noch stärker angesteuert. Man erhält für gleichen Ausschlag des Instrumentes ein Verhältnis der ZF-Amplituden von

$$\frac{U_{\text{Impuls}}}{U_{\text{sinus}}} = \frac{8,83}{0,27} = 32,7. \quad (34)$$

Dieser Faktor wird verlängerte Linearität genannt und wurde unter der Annahme eines rechteckigen Schmalbandsystems ¹⁾ mit 29,8 berechnet.

7. Eichung mit Gleichstromsprung

Für die Empfindlichkeitseichung gegenüber transitorischen Vorgängen bestehen in der Praxis zwei Eichmethoden. Nach Gleichung (31) ist diese Empfindlichkeit indirekt proportional zur Ladezeitkonstanten. Entweder stellt man nun diese Ladezeitkonstante nach einer absoluten Eichung ein, oder man gibt einen normierten Gleichstromsprung an den Eingang und reguliert die Ladezeitkonstante nach einer errechneten Impulsempfindlichkeit. Grundsätzlich ist die erste Methode vorzuziehen, da primär die Zeitkonstanten normiert sind und da bei der Herstellung

eines Gleichstromsprunges, der auch für hohe Frequenzen als Sprung angesprochen werden kann, etwelche Schwierigkeiten entstehen. Die folgende Rechnung verbindet beide Methoden.

Für eine stationäre Sinuswelle entsteht folgender Ausschlag des Instrumentes

$$\alpha_{\sin} = \text{const} \cdot U_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2} \quad (35)$$

Für einen Gleichstromsprung bei einer Empfangsfrequenz von 160 kHz entsteht der maximale Ausschlag

$$\alpha_{\max} = 0,27 \cdot \frac{310,5}{1,6 \cdot 10^5} \cdot U_{\text{Sprung}} \cdot \text{const}. \quad (36)$$

Für gleichen Ausschlag entsteht somit das Verhältnis der Spannungen

$$\frac{U_{\text{Sprung}}}{U_{\text{eff}}} = 2,70 \cdot 10^3 \quad (37)$$

Nach der klassischen Methode¹⁾ wurde dieser Faktor mit $2,33 \cdot 10^3$ berechnet.

8. Abhängigkeit von der Bandbreite

Wir nehmen an, die Bandbreite werde durch eine Änderung der Q der Bandfilter variiert, die kritische Kopplung hingegen werde beibehalten. Dann wissen wir, dass die Kurvenform des Bandfilters praktisch konstant bleibt und sich nur der Frequenzmaßstab ändert. Man erkennt aus dem Rechnungsgang, dass sich für die Empfangsfunktion weiter nichts geändert hat, als dass die Maßstäbe verzerrt wurden. Bei einer Vergrößerung der Bandbreite nimmt die Höhe der Empfangsfunktion proportional zu, die Dauer proportional ab, so dass die Fläche konstant bleibt. Die Fläche ist aber verantwortlich für die Ladung auf dem Kondensator. Somit gilt:

Für einen einzelnen Impuls ist die Empfindlichkeit unabhängig von der Bandbreite.

Dies folgt ganz allgemein auch aus dem Satz über die Erhaltung des Stossintegrals. Abweichungen davon sind bedingt durch sekundäre Effekte, besonders durch die nichtideale Diode.

Grundsätzlich anders ist das Verhalten gegenüber wiederholten Impulsen. Je höher die Repetitionsfrequenz im Vergleich zur Entladezeitkonstanten ist, um so mehr nähert sich die Kondensatorspannung dem Spitzenwert der Empfangsfunktion. Dieser Spitzenwert ist aber proportional zur Bandbreite. Also gilt:

Für rasch wiederholte Impulse ist die Empfindlichkeit proportional zur Bandbreite.

Die verlängerte Linearität nimmt proportional zur Bandbreite zu.

9. Schlussbemerkungen

Die Berechnung von transitorischen Vorgängen in einem wirklichen Schmalbandsystem bestätigt grundsätzlich die Rechnung unter Annahme eines idealen

Systems. Sie ermöglicht eine genauere Eichung der Impulsemfindlichkeit.

Da erkannt wurde, dass die Empfangsfunktion bei einem zentralen Wechselstromstoss und bei Gleichstromschaltfunktionen bis auf eine Konstante identisch sind, wird vorgeschlagen, zur Eichung Wechselstromstösse zu verwenden. Die Anforderungen an die Flankensteilheit sind hier, unabhängig von der Empfangsfrequenz, nur durch die Bandbreite gegeben.

Soll eine Kontrolleichung auch die Bandbreite erfassen, müssen Impulse einer Wiederholungsfrequenz von mindestens der Grössenordnung des reziproken

Wertes der Entladezeitkonstanten angewendet werden.

Die Kenntnis der Form der Empfangsfunktion erlaubt die Berechnung von Sekundäreffekten.

Herrn *P. de Claparède*, dipl. Ing., bin ich für wertvolle Anregungen und Herrn *Frank Winiger*, dipl. Ing., für die Durchsicht des Manuskriptes zu Dank verpflichtet.

Adresse des Verfassers: *J. Pfister*, dipl. Ing. ETH, i. Fa. Sport AG., Biel.

Messung der Belastung auf Leitungsbündeln für automatischen Betrieb

Von *Th. Albrecht*, Solothurn

621.317.785:654.15

An dieser Stelle wurde seinerzeit von *H. Engel* *) auf einige Methoden zur Messung des Telephonverkehrs hingewiesen und nach einem Apparat gesucht, der es erlaubt, auf einfache Art den Verkehr eines Leitungsbündels in den Hauptstunden zu messen. Der auf Grund dieser prinzipiellen Angaben von der Firma *Landis & Gyr*, Zug, entwickelte Verkehrsmesser ermöglicht die Überwachung einer Leitungsgruppe von maximal 52 Stromkreisen. Für grössere Bündel, oder zur getrennten Erfassung des Terminal- und Tandemverkehrs nach einer bestimmten Fernbetriebsrichtung, können nach Belieben mehrere Apparate nebeneinander eingesetzt werden. Der gesamte Verkehr in den Hauptstunden ergibt sich dann aus der Addition der einzelnen Werte.

Das Schema, Figur 1, stellt die Schaltung des Verkehrsmessers Typ Landis & Gyr dar. Mit dem vom Motor *M* angetriebenen Bürstenwagen wird das zu überwachende Leitungsbündel alle 30 Sekunden abgetastet. Jeder belegte Stromkreis gibt ein Spannungspotential auf das entsprechende Segment im Verkehrsmesser und bringt das Relais 6500 Ohm beim Berühren der Bürste mit dem Segment kurzzeitig zum Ansprechen. Das Relais schliesst mit seinem Kontakt den Stromkreis für das Schaltwerk *RG*, das bei jedem Impuls den Zeiger (im Schema nicht ersichtlich) um $\frac{1}{120}$ eines Teilstriches vorwärtsschaltet. Die Skala des Instrumentes ist in *TC* **) -Stunden bzw. Erlang geeicht. Treffen nun während der Zeit von 60 Minuten 120 solcher Impulse ein, so wird eine Belegungsstunde registriert.

Der Kontakt *m* wird durch eine Nockenscheibe, die über ein Räderwerk mit dem Antriebsmotor *M* gekuppelt ist, jede Stunde für kurze Zeit geöffnet, so dass die Haltewicklung *m* (12 500 Ohm) des Messwerkes einen Augenblick stromlos wird und den Zeiger wieder in die Nullstellung bringt. Es ist zu

Mesure de la charge des faisceaux de circuits utilisés en service automatique

Par *Th. Albrecht*, Soleure

621.317.785:654.15

Dans cette même revue, *H. Engel* *) a traité, il y a quelques années de quelques méthodes de mesure de la charge des circuits et décrit le fonctionnement d'un appareil permettant de mesurer, de manière très simple, le trafic s'échangeant sur un faisceau pendant les heures chargées. L'indicateur de trafic construit d'après ces données par la maison *Landis & Gyr*, de Zoug, permet de surveiller un groupe de 52 circuits au maximum. Pour mesurer le trafic de faisceaux plus importants, ou pour déterminer séparément le trafic terminal et tandem d'une direction donnée, on peut se servir de plusieurs appareils placés les uns à côté des autres. Le chiffre du trafic total est donné par l'addition des différentes valeurs obtenues.

La figure 1 montre le schéma de l'indicateur de trafic Landis & Gyr. Toutes les 30 secondes, un porte-balai entraîné par le moteur *M* teste le faisceau à surveiller. Chaque circuit occupé donne un potentiel sur le segment correspondant de l'indicateur et fait attirer un instant, lorsque le balai touche le segment, le relais de 6500 ohms. Le contact du relais ferme le circuit du mécanisme de commande *RG*, qui, à chaque impulsion, fait avancer l'aiguille (non représentée sur le schéma) de $\frac{1}{120}$ de division. L'instrument est étalonné en *TC* **) par heure, soit en erlangs. Si, pendant 60 minutes, 120 impulsions sont émises, il est enregistré une heure d'occupation.

Le contact *m* est ouvert brièvement toutes les heures par un disque à came accouplé au moteur *M*; l'enroulement de maintien *m* (12 500 ohms) de l'instrument ne reçoit plus de courant pendant un instant et l'aiguille de l'instrument est ramenée à zéro. Lorsqu'on déconnecte l'instrument, le disque à came du contact *m* ne revient pas à sa position de départ; au moment où l'on connecte de nouveau l'instrument, le disque continue sa course. Il en résulte que la mesure proprement dite ne commence qu'au moment où le

*) *H. Engel*. Der Verkehrsanzeiger. Techn. Mitt. PTT 1945, Nr. 1, S. 26...28.

**) *TC* = Time Call = *VE* = Verkehrseinheit = Erlang.

*) *H. Engel*. L'indicateur de trafic. Bull. techn. PTT 1945, n° 1, p. 26 à 28.

**) *TC* = Time call = unité de trafic = erlang.