

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 53 (1962)

Heft: 4

Artikel: Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen von als Verstärker betriebenen Transistoren bei sinusförmiger Aussteuerung

Autor: Bitzer, W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916909>

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: 22.01.2026

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

Ausgedehnte Betriebsversuche haben gezeigt, dass Batterien mit derart vorformierten Plattenästen nach einer gewissen Einsatzzeit im Fahrzeug die gleiche Kapazität aufweisen wie die normal formierten Batterien. Da die Ladezeit von 12...15 h nur einem Bruchteil der normalen Formierungszeit entspricht, können auch hier erhebliche Einsparungen erzielt werden.

4. Schlussbemerkungen

Die Einführung einer leistungsfähigeren Zugbeleuchtungsbatterie, die nach neuen Grundsätzen gebaut ist, wird sich im Betrieb und Unterhalt günstig auswirken und gestatten, weitere Verbesserungen an

der Beleuchtung der Personenwagen durchzuführen. Die Unterhaltsarbeiten werden wesentlich abnehmen, was beim heutigen herrschenden Personalmangel besonders wichtig ist.

Es ist geplant, die hölzernen Tragkästen und Deckel durch solche aus gepresstem Kunststoff oder Hartgummi zu ersetzen, sobald einmal die konstruktiven und wirtschaftlichen Aspekte abgeklärt sind. Mit diesem Schritt erhofft man sich weitere Einsparungen im Unterhalt der Batterien.

Adresse des Autors:

Paul Diefenhardt, Elektrotechniker, Lindenholzstrasse 5, Thun (BE).

Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen von als Verstärker betriebenen Transistoren bei sinusförmiger Aussteuerung

Von W. Bitzer, Backnang

621.3.018.783 : 621.375.4

Es wird gezeigt, dass das von Feldtkeller und Wolman vor bereits 30 Jahren angegebene Rechenverfahren mit «fastlinearen Netzwerken» zur Berechnung der von einem Transistor verursachten nichtlinearen Verzerrungen unter Zugrundelegung seines Ersatzschaltbildes geeignet ist.

L'auteur montre que le procédé de calcul avec réseaux quasi linéaires, indiqué il y a déjà 30 ans par Feldtkeller et Wolman, convient au calcul des distorsions non linéaires provoquées par un transistor, en se basant sur son schéma équivalent.

1. Einleitung

Die in einem als Verstärker betriebenen Transistor erzeugten nichtlinearen Verzerrungen sind nur schwer zu übersehen. Man erkennt dies aus der Betrachtung des Transistor-Ersatzschaltbildes, das aus mindestens 7 Elementen besteht, wenn es in einem weiten Frequenzbereich gültig sein soll. Alle darin enthaltenen Widerstände, Kapazitäten und gesteuerten Quellen sind nichtlinear, und zwar zum Teil in verschiedener Art.

Das von Feldtkeller und Wolman vor bereits 30 Jahren angegebene Verfahren der fastlinearen Netzwerke zur Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen des Transistors beim üblichen Verstärkerbetrieb ist auch bei verhältnismässig grosser Aussteuerung brauchbar. Als Beispiel zur Erläuterung der Anwendung dieses Verfahrens sei auf die Berechnung der ersten Oberwelle und der Kombinationsfrequenzen erster Ordnung näher eingegangen.

2. Das Verfahren der fastlinearen Netzwerke nach Feldtkeller und Wolman

Für die Berechnung der durch den Transistor verursachten nichtlinearen Verzerrungen wird von dem in Fig. 1 gezeigten Transistorersatzschaltbild nach Zawels [1; 2]¹⁾ ausgegangen. Die hiezu erforderliche Kenntnis der Arbeitspunktabhängigkeit der einzelnen Schaltelemente ist in verschiedenen Arbeiten angegeben [3; 4]. Da dieses Ersatzschaltbild bereits ein recht kompliziertes nichtlineares Netzwerk darstellt, ist es nicht einfach, die Zusammenhänge zwischen den Strömen und Spannungen, insbesondere noch bei Frequenzen, bei denen die Blindwiderstände eine Rolle spielen, in exakter Weise durch ein Gleichungssystem darzustellen und dieses in geschlossener Form zu lösen. Es wurde deshalb auf das Rechenverfahren mit «fastlinearen Netzwerken» nach Feldtkeller und Wolman zurückgegriffen [5]. Voraussetzung für dessen Anwendbarkeit

ist, dass das Quadrat der Grundwellenamplitude gross ist gegenüber der Summe der Quadrate der Oberwellenamplituden, dass also der Klirrfaktor klein gegen 1 ist. Das ist aber im normalen Verstärkerbetrieb erfüllt. Die folgenden Betrachtungen gelten deshalb zunächst nur für kleine Aussteuerungen; jedoch ergibt sich auch bei verhältnismässig grossen Aussteuerungen noch eine befriedigende Übereinstimmung mit der Messung.

Das Wesentliche an dem Rechenverfahren mit «fastlinearen Netzwerken» ist: Die nichtlinearen Elemente werden ersetzt durch lineare Schaltelemente und Quellenspannungen oder Einströmungen, deren Frequenzen ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz betragen. An Stelle eines nichtlinearen Elementes erscheint dann entweder die Serieschaltung eines linearen Schaltelementes und mehrerer Oberwellen-Quellenspannungen (Fig. 2) oder die Parallelschaltung desselben und mehrerer Oberwellen-Einströmungen (Fig. 3). In der Arbeit von Feldtkeller und Wolman wird nachgewiesen, dass in fastlinearen Netzwerken der Überlagerungssatz insbesondere für die Oberwellen in

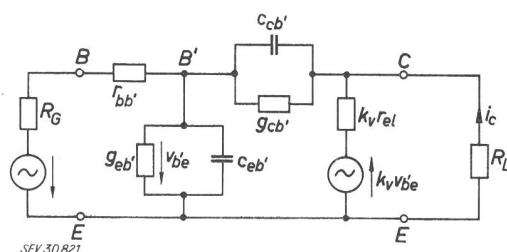


Fig. 1

Das der Rechnung zugrunde gelegte Ersatzschaltbild des Transistors
B Basisanschluss; B' «innerer Basispunkt»; C Kollektoranschluss;
E Emitteranschluss; R_G Innenwiderstand der Signalquelle; R_L Arbeitswiderstand; v_{be} Wechselspannung zwischen B' und E; r_{bb}' Basisbahnwiderstand *); g_{cb}' Kollektorquerleitwert *); g_{eb}' Emitterquerleitwert *); c_{eb}' Kollektorkapazität *); c_{eb}' Emitterkapazität *); i_c Kollektorwechselstrom; r_{el} Emitterlängswiderstand *);
 k_v Spannungsübersetzungs faktor *)

*) Größen des Transistorersatzschaltbildes [4]. (Die Emitterlängsinduktivität l_{el} bleibt hier unberücksichtigt)

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

sehr guter Näherung gilt. Deshalb können aus diesen Urspannungen und Einströmungen wie bei einer linearen Schaltung die Oberwellenspannungen bzw. Ströme in jedem Teil des Netzwerks berechnet werden.

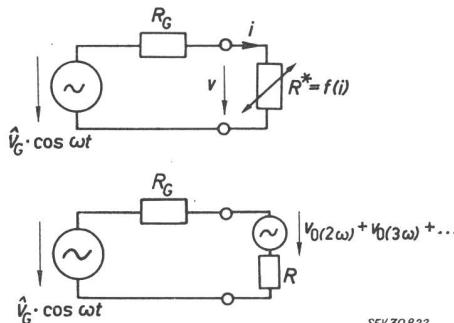


Fig. 2

Ersatz eines nichtlinearen Widerstandes durch die Serienschaltung eines linearen Widerstandes und einer Oberwellen-Quellenspannung

R_g Innenwiderstand der Signalquelle; R^* nichtlinearer Widerstand; \hat{V}_G Scheitelwert der Quellenspannung der Signalquelle; v Spannung, die an R^* abfällt; $v_{0(2\omega)}$ Quellenspannung mit der Frequenz 2ω (Oberschwingung), die anstelle der Nichtlinearität des Widerstandes R^* tritt
 R linearer Widerstand, der R^* ersetzt
 i Strom durch den nichtlinearen Widerstand

Zur Erklärung des Verfahrens der «fastlinearen Netzwerke» möge das einfache Schaltbild in Fig. 2 dienen. Hier ist $\hat{V}_{G(1\omega)} \cos \omega t$ die Quellenspannung des Signalgenerators, R_g dessen Innenwiderstand und R^* der nichtlineare Widerstand. Die Spannung v , die an diesem anliegt, ist eine Funktion des Stromes, der ihn durchfließt. Diese Funktion lässt sich durch eine Potenzreihe darstellen (s. auch [6]):

$$v = \left(\frac{dv}{di} \right)_{i=0} \cdot i + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2 v}{di^2} \right)_{i=0} \cdot i^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3 v}{di^3} \right)_{i=0} \cdot i^3 + \dots \quad (1)$$

Zur Berechnung der 2. Harmonischen genügt es, diese nach dem quadratischen Glied abzubrechen und für i den Grundwellenstrom $\hat{I}_{(1\omega)} \cos \omega t$ einzusetzen. Eine einfache Umformung liefert:

$$V = R \cdot \hat{I}_{(1\omega)} \cos \omega t + b_2 \hat{I}_{(1\omega)}^2 \cos 2 \omega t \quad (2)$$

mit

$$\hat{I}_{(1\omega)} = \frac{\hat{V}_{G(1\omega)}}{R_g + R}$$

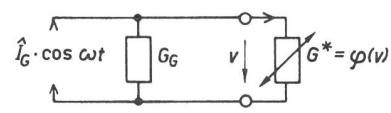


Fig. 3

Ersatz eines nichtlinearen Leitwertes durch einen linearen Leitwert und eine Oberwellen-Einströmung

G_g innerer Leitwert der Signalquelle; G^* nichtlinearer Leitwert; v Spannung an G^* ; $\varphi(v)$ Funktion, die die Abhängigkeit des Leitwertes G^* von der anliegenden Spannung v ausdrückt; \hat{I}_G Scheitelwert der Einströmung in der Signalquelle; $i_{0(2\omega)}$ Einströmung mit der Frequenz 2ω (Oberschwingung), die an Stelle der Nichtlinearität des Leitwertes G^* tritt
 G linearer Leitwert, der G^* ersetzt

$b_2 \hat{v}^2_{(1\omega)}$ ist die Amplitude $\hat{V}_{0(2\omega)}$ der Quellenspannung mit der Frequenz 2ω [mit $b_2 = \frac{1}{4} \left(\frac{dR^*}{di} \right)_{i=0}$] und $R = R^*_{(i=0)}$ der lineare Widerstand, der R^* ersetzt.

Zur Berechnung der dritten Harmonischen ist für i die Summe aus dem so zu berechnenden Strom mit der Frequenz 2ω und dem Grundwellenstrom einzusetzen:

$$i = \hat{I}_{(1\omega)} \cos \omega t - \hat{I}_{(1\omega)} \cos 2 \omega t - \dots$$

$$\left(\text{mit } \hat{I}_{(2\omega)} = \frac{\hat{V}_{0(2\omega)}}{R + R_g} \right)$$

Das quadratische Glied der Potenzreihe liefert jetzt nämlich (über das doppelte Produkt) ebenfalls einen Beitrag zur 3. Harmonischen. Man erhält ³⁾:

$$v = R \hat{I}_{(1\omega)} \cos \omega t + (b_2 \hat{I}_{(1\omega)}^2 - \hat{I}_{(2\omega)} R) \cos 2 \omega t + \\ + \left(b_3 \hat{I}_{(1\omega)}^3 - \frac{b_2}{2} \hat{I}_{(1\omega)} \hat{I}_{(2\omega)} \right) \cos 3 \omega t \quad (3)$$

Der unterstrichene Summand liefert die Amplitude

$$\left(b_3 \hat{I}_{(1\omega)}^3 - \frac{b_2}{2} \hat{I}_{(1\omega)} \hat{I}_{(2\omega)} \right)$$

der Quellenspannung mit der Frequenz 3ω .

Zur Berechnung der vierten Harmonischen kann die Reihe nach dem Glied vierter Ordnung abgebrochen werden und für i ist die Summe aus den ersten drei Harmonischen einzusetzen. Entsprechend können auch alle höheren Harmonischen berechnet werden.

Natürlich kann man auch die zu der eben beschriebenen dualen Betrachtungsweise anwenden. Die Ströme werden durch Spannungen ersetzt und umgekehrt. An Stelle der Widerstände treten Leitwerte, an Stelle der Quellenspannungen Einströmungen. Die Rechnung läuft dann, unter Berücksichtigung dieser Änderungen, genau so, wie vorhin erläutert wurde (vgl. Fig. 3).

Jetzt ist G^* der nichtlineare Leitwert. Der Strom, der ihn durchfließt, ist jetzt eine Funktion der Spannung, die an ihm anliegt. Diese Funktion lässt sich in folgender Potenzreihe darstellen:

$$i = \left(\frac{di}{dv} \right)_{v=0} \cdot v + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2 i}{dv^2} \right)_{v=0} \cdot v^2 + \\ + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3 i}{dv^3} \right)_{v=0} \cdot v^3 + \dots$$

mit $v = \hat{v}_{(1\omega)} \cos \omega t$ ergibt sich:

$$i = G \hat{v}_{(1\omega)} \cos \omega t + \beta_2 \hat{v}_{(1\omega)}^2 \cos 2 \omega t + \dots$$

Hier ist

$$\left(\hat{v}_{(1\omega)} = \frac{\hat{I}_G}{G_g + G} \right)$$

$\beta_2 \hat{v}_{(1\omega)}^2$ ist die Amplitude $\hat{I}_{0(2\omega)}$ der Einströmung mit der

²⁾ Das Minuszeichen deshalb, weil der Oberwellenstrom entgegengesetzt dem Grundwellenstrom gerichtet ist!

³⁾ Da, im Gegensatz zu vorhin, der Strom mit der Frequenz 2ω nicht gleich Null gesetzt wurde, ergibt sich aus dieser Gleichung für die 2. Harmonische nicht mehr die Quellenspannung, sondern die tatsächlich an den Klemmen des nichtlinearen Schaltelementes auftretende Spannung der Frequenz 2ω . Für die 3. Harmonische erhält man aber wegen $(i_{(3\omega)}) = 0$ wieder die Quellenspannung in Serie zu R .

Frequenz 2ω mit $\beta_2 = \frac{1}{4} \left(\frac{dG^*}{dv} \right)_{v=0}$ und $G = (G^*)_{v=0}$ der lineare Leitwert, der G^* ersetzt.

Zur Berechnung der 3. Harmonischen wird eingesetzt:

$$v = \hat{v}_{(1\omega)} \cos \omega t - \hat{v}_{(2\omega)} \cos 2\omega t$$

$$\left(\text{mit } \hat{v}_{(2\omega)} = \frac{\hat{I}_{(2\omega)}}{G + G_G} \right)$$

und man erhält:

$$i = G \cdot \hat{v}_{(1\omega)} \cos \omega t + (\beta_2 v^2)_{(1\omega)} - G \cdot \hat{v}_{(2\omega)} \cos 2\omega t + \\ + \left(\beta_3 \hat{v}^3 \right)_{(1\omega)} - \frac{\beta_2}{2} \hat{v}_{(1\omega)} \hat{v}_{(2\omega)} \cos 3\omega t + \dots$$

$\left(\beta_3 \hat{v}^3 \right)_{(1\omega)} - \frac{\beta_2}{2} \hat{v}_{(1\omega)} \hat{v}_{(2\omega)}$ ist die Amplitude der Einströmung mit der Frequenz 3ω .

Auch die Nichtlinearität der Kapazitäten lässt sich durch Oberwelleneinströmungen darstellen⁴⁾. Hierzu wird die auf einer nichtlinearen Kapazität befindliche Ladung q als Funktion der daran anliegenden Spannung in einer Potenzreihe dargestellt [6]:

$$q = \left(\frac{dq}{dv} \right)_{v=0} \cdot v + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2 q}{dv^2} \right)_{v=0} \cdot v^2 + \\ + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3 q}{dv^3} \right)_{v=0} \cdot v^3 + \dots$$

Hier ist:

$$\left(\frac{dq}{dv} \right)_{v=0} = C$$

Der Strom durch die Kapazität ergibt sich als Ableitung der Ladung nach der Zeit:

$$i_c = \frac{dq}{dt} = \left(\frac{dq}{dv} \right)_{v=0} \frac{dv}{dt} + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2 q}{dv^2} \right)_{v=0} \cdot 2v \frac{dv}{dt} + \\ + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3 q}{dv^3} \right)_{v=0} \cdot 3v^2 \frac{dv}{dt} + \dots$$

Zur Berechnung der zweiten Harmonischen wird eingesetzt: $v = \hat{v}_{(1\omega)} \cdot \cos \omega t$.

Damit wird:

$$i_c = -\omega C \hat{v}_{(1\omega)} \sin \omega t - \\ - \omega \left(\frac{d^2 q}{dv^2} \right)_{v=0} \hat{v}_{(1\omega)}^2 \frac{1}{2} \sin 2\omega t - \dots$$

$\omega \left(\frac{d^2 q}{dv^2} \right)_{v=0} \cdot \hat{v}_{(1\omega)}^2$ ist die Amplitude der Einströmung

mit der Frequenz 2ω , die jetzt parallel zu der linearen Kapazität $C = (C^*)_{v=0}$ in das Ersatzschaltbild einzufügen ist. Entsprechend lässt sich auch hier die 3. Harmonische berechnen.

3. Anwendung des Verfahrens der fastlinearen Netzwerke auf den Transistor

Die folgenden Betrachtungen sind für den in der Emitterschaltung betriebenen Transistor (Fig. 1)

⁴⁾ Fig. 3, aber G^* durch C^* und G durch C ersetzt!

durchgeführt, das Rechenverfahren ist jedoch, in entsprechender Form, auch für die anderen Transistorgrundschaltungen anwendbar.

Messungen und theoretische Überlegungen haben ergeben, dass für

$$R_L \ll r_{el} k_v$$

die nichtlinearen Verzerrungen des Kollektorstromes weitgehend unabhängig sind von der Grösse des Arbeitswiderstandes R_L , insbesondere nur unwesentlich von dem Wert bei $R_L = 0$ abweichen. Es wird deshalb $R_L = 0$ gesetzt, da die Rechnung durch diese Annahme wesentlich einfacher und übersichtlicher wird. Ausserdem lässt sich der Einfluss eines grösseren Arbeitswiderstandes mit verhältnismässig geringem Aufwand nachträglich berücksichtigen.

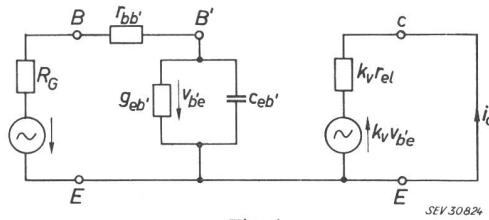


Fig. 4
Vereinfachtes Transistorersatzschaltbild
Bezeichnungen siehe Fig. 1

Der durch die Parallelschaltung von c_{cb}' und g_{cb}' fliessende Strom ist vernachlässigbar klein gegenüber dem durch $r_{el} k_v$ fliessenden Strom; er wird daher keinen wesentlichen Beitrag zum Kollektorstrom liefern. Man kann sich c_{cb}' und g_{cb}' zu c_{eb}' und g_{eb}' direkt parallelgeschaltet denken, weil der Kollektor wegen $R_L = 0$ wechselstrommässig auf demselben Potential liegt wie der Emitter. Da c_{cb}' und g_{cb}' aber sehr klein sind gegen c_{eb}' und g_{eb}' , kann man sie auch ganz weglassen und kommt zu dem in Fig. 4 dargestellten vereinfachten Ersatzschaltbild. In diesem sind mit Ausnahme des Basisbahnwiderstandes alle Schaltelemente als nichtlinear angenommen, ausgedrückt durch die folgenden Abhängigkeiten:

$$g_{eb}' = g_{eb}' + B_2 i_c \quad (4)$$

$$c_{eb}' = c_{eb}' + B_4 i_c \quad (5)$$

$$r_{el}^* \approx \frac{V_T}{I_c + i_c} \quad (6)$$

$$k_v = B_8 \sqrt{V_{B'C}} \quad (7)$$

Hier ist $k_v = \text{konst.}$, da $V_{B'C} = \text{konst.}$, wegen $R_L = 0$.

In diesen Formeln ist:

$$B_2 = \left(\frac{dg_{eb}'}{di_c} \right)_{i_c = I_c} ; B_4 = \left(\frac{dc_{eb}'}{di_c} \right)_{i_c = I_c} ; B_8 = \frac{k_v}{\sqrt{V_{B'C}}}$$

Da der Klirrfaktor als Verhältnis der Oberwellenamplitude zur Grundwellenamplitude im Kollektorstrom berechnet werden soll, werden im folgenden alle (Wechsel-)Ströme und Spannungen durch den Grundwellenstrom im Kollektorkreis ausgedrückt. Man erhält dann die Spannung an dem betreffenden Schaltelement bzw. den Strom durch dasselbe in Potenzen der 1. Harmonischen des Wechselstromes im Kollektorkreis.

3.1 Die 2. Harmonische des Kollektorwechselstromes

Setzt man für die 1. Harmonische des Kollektorwechselstromes eine Cosinusfunktion $i_c = \hat{I}_{(1\omega)c} \cdot \cos \omega t$ ein, so ergeben die quadratischen Glieder der Potenzreihen Spannungen bzw. Ströme mit der doppelten Frequenz. Diese werden jetzt als Urspannungsquellen bzw. als Einströmungen in das im übrigen wieder als linear angenommene Ersatzschaltbild eingeführt (Fig. 5). Für die Einströmungen und die Urspannungen ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$i_{ge(2\omega)} = + \frac{1}{4} r_{el} B_2 \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \cdot \cos 2\omega t \quad (8)$$

$$i_{ce(2\omega)} = + \frac{1}{2} \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \omega B_4 r_{el} \cdot \cos \left(2\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (9)$$

$$v_{rl(2\omega)} = - \frac{1}{4} k_v r_{el} \frac{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}{I_C} \cdot \cos 2\omega t \quad (10)$$

Die von jeder dieser Quellen stammenden Beiträge zum Oberwellenstrom *im Kollektorkreis* werden im folgenden durch den zusätzlichen Index «c» gekennzeichnet.

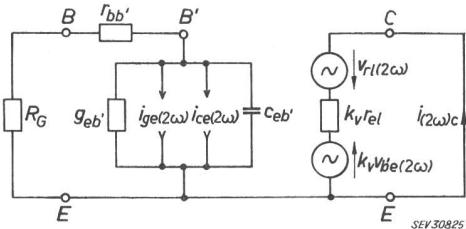


Fig. 5

Ersatzquellen für die 2. Harmonische
Bezeichnungen siehe Fig. 1 bzw. Fig. 2 und 3

Die durch die Nichtlinearität des Emitterquerleitwertes im Kollektorstrom erzeugte Komponente der zweiten Harmonischen bezogen auf das Quadrat der Grundwellenamplitude im Grundwellenstrom ist:

$$\frac{i_{ge(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} = - \frac{1}{4} \frac{B_2}{\sqrt{\left(g_{eb'} + \frac{1}{R_G + r_{bb'}}\right)^2 + 4\omega^2 c_{eb'}^2}} \cos(2\omega t - \varphi) \quad (11)$$

Ebenso wird durch die Nichtlinearität der Emitterkapazität im Kollektorstrom erzeugt:

$$\frac{i_{ce(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} = - \frac{1}{2} \frac{\omega B_4}{\sqrt{\left(g_{eb'} + \frac{1}{R_G + r_{bb'}}\right)^2 + 4\omega^2 c_{eb'}^2}} \cos\left(2\omega t + \frac{\pi}{2} - \varphi\right) \quad (12)$$

Von der Nichtlinearität von $r_{el} k_v$ röhrt her die Komponente:

$$\frac{i_{rl(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} = \frac{1}{4} I_C \cos 2\omega t \quad (13)$$

In diesen Gleichungen ist

$$\varphi = + \operatorname{arctg} \left(\frac{2 c_{eb'}}{g_{eb'} + \frac{1}{R_G + r_{bb'}}} \omega \right) \quad (14)$$

Zur Berechnung des Kollektorstromes müssen diese drei Ströme addiert werden. Dies rechnerisch durchzuführen, wird wegen der unterschiedlichen Phasenlage derselben sehr mühsam. Die Addition lässt sich jedoch verhältnismässig bequem und elegant graphisch durchführen. Die Genauigkeit ist ausreichend. Außerdem hat das graphische Verfahren den Vorteil, dass sich die einzelnen Abhängigkeiten ohne eine ins einzelne gehende Durchrechnung leicht überblicken lassen.

Ausgegangen aus:

$$\frac{i_{rl(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}$$

dazu addiert:

$$\frac{i_{ge(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}$$

und davon abgezogen:

$$-\frac{i_{ce(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}$$

ergibt das Resultat das in Fig. 6 dargestellte Zeigerdiagramm.

Die Amplitude der zweiten Harmonischen im Kollektorstrom bezogen auf das Quadrat des Grundwellenstromes ergibt sich als die Strecke \overline{AB} . Die Punkte A und B laufen mit der Frequenz auf Halbkreisen, so dass also nur noch der eine Phasenwinkel φ als Funktion der Frequenz zu berechnen übrig bleibt. Die Durchmesser der Halbkreise ergeben sich wie in Fig. 7 dargestellt, indem man die Grenzfälle $\omega = 0$ bzw. $\omega \rightarrow \infty$ betrachtet.

Es ist:

$$d = \frac{i_{ge(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{B_2}{g_{eb'} + \frac{1}{R_G + r_{bb'}}} \quad (15)$$

(mit $\omega = 0$; $\varphi = 0$ berechnet)

$$\frac{i_{ce(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} = \frac{B_4}{4 c_{eb'}} \quad (16)$$

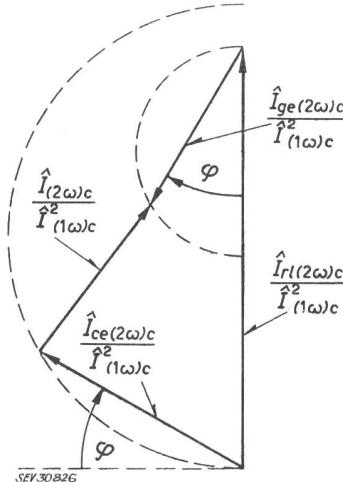


Fig. 6

Zeigerdiagramm zur Bestimmung der Amplitude der 2. Harmonischen im Kollektorstrom bei endlichen Frequenzen

φ Phasenwinkel aus Gl. (14) oder (19); $I_{(1\omega)c}$; $I_{(2\omega)c}$ Scheitelwert des Kollektorstromes mit der Frequenz ω bzw. 2ω ; $i_{ge(2\omega)}$ von $g_{eb'}$ herrührender Anteil zur 2. Harmonischen im Kollektorstrom; $i_{rl(2\omega)}$ von $k_v v_{rel}$ herrührender Anteil zur 2. Harmonischen im Kollektorstrom; $i_{ce(2\omega)}$ von $c_{eb'}$ herrührender Anteil zur 2. Harmonischen im Kollektorstrom

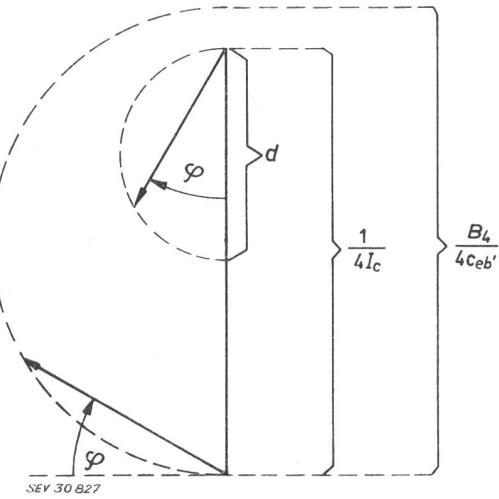


Fig. 7

Konstruktion des Zeigerdiagramms nach Fig. 6 d aus Gl. (15) oder (18); I_C Kollektorgleichstrom; B_4 s. Gl. (5). Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1 und Fig. 6

(mit $\omega = \infty$; $\varphi = \frac{\pi}{2}$ berechnet)

$$\frac{\hat{I}_{rl(2\omega)c}}{\hat{I}^2_{(1\omega)c}} = -\frac{1}{4 I_C} \quad (17)$$

Bei Berücksichtigung eines endlichen Widerstandes R_E in der Emitterzuleitung wird (Fig. 7):

$$d = \frac{\frac{1}{4 I_C} \cdot \frac{R_E}{r_{el}} + \frac{1}{4} B_2 (r_{bb'} + R_G + R_E)}{g_{eb'} (r_{bb'} + R_G + R_E) + 1 + \frac{R_E}{r_{el}}} \quad (18)$$

(Unter R_E soll die Summe aus dem Widerstand in der Emitterzuleitung und dem Emitterbahnwiderstand verstanden werden: $R_E = R_e + r_{ee'}$).

Der Phasenwinkel φ^* wird jetzt kleiner als bei $R_E = 0$:

$$\varphi^* = \arctg \omega \frac{2 c_{eb'} \cdot (r_{bb'} + R_G + R_E)}{g_{eb'} (r_{bb'} + R_G + R_E) + 1 + \frac{R_E}{r_{el}}} \quad (19)$$

Die übrigen Größen des Zeigerdiagramms werden durch R_E nicht beeinflusst.

Aus dieser Darstellung ist ohne grosse Rechnung folgendes zu erkennen: Für $R_E \rightarrow 0$ und gleichzeitig $r_{bb'} + R_G \rightarrow 0$ wird der Radius des kleinen Halbkreises vernachlässigbar klein. Die Amplitude der 2. Harmonischen ist dann nur bestimmt durch die Verzerrungen, die durch $r_{el} k_V$ (bei $\omega \rightarrow 0$) und die Emitterkapazität $c_{eb'}$ (bei $\omega \rightarrow \infty$) verursacht werden.

Für wachsendes R_E bzw. R_E wird der Radius des kleinen Halbkreises grösser. Wird eine Proportionalität zwischen I_C und $g_{eb'}$ vorausgesetzt, ist also $B_2 = \frac{g_{eb'}}{I_C}$, so wird sein Durchmesser für $R_E \rightarrow \infty$ bzw. $R_E \rightarrow 0$ gleich $1/4 I_C$, d. h. bei tiefen Frequenzen verschwindet jetzt die 2. Harmonische.

Bei hohen Frequenzen wird die Amplitude der 2. Harmonischen am kleinsten, wenn der Durchmesser des grossen Halbkreises gleich $1/(4I_C)$ wird. Dies ist der

Fall (vorausgesetzt, dass $R_L \approx 0$ ist) für $B_4 = c_{eb'}/I_C$, wenn also zwischen Emitterkapazität und Kollektorstrom eine Proportionalität besteht. Der Durchmesser des grossen Halbkreises wird jedoch auch noch von der Grösse des Arbeitswiderstandes beeinflusst.

Bei Drifttransistoren steigt die Emitterkapazität, wie Messungen ergaben, stärker als proportional mit I_C an; die Konstante B_4 , die die Steigung der $c_{eb'}-i_c$ -Kurve im Arbeitspunkt angibt, wird dann grösser. Damit wird der Durchmesser des grossen Halbkreises in dem Vektordiagramm grösser und die Amplitude der 2. Harmonischen bei hohen Frequenzen steigt an. Bei gewöhnlichen Legierungstransistoren ohne Driftfeld nimmt sie im allgemeinen (kleine Emitterwiderstände vorausgesetzt) mit zunehmender Frequenz ab.

Fig. 8 zeigt den berechneten Verlauf der Amplitude der 2. Harmonischen über der Frequenz in doppelt-logarithmischer Darstellung für einen Transistor AF 101 ($-I_C = 2 \text{ mA}$; $-V_{CE} = 10 \text{ V}$) bei verschiedenen grossen Widerständen in der Emitterzuleitung. Die eingezeichneten Kreuze und Kreise stellen Messergebnisse dar.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde ein vernachlässigbar kleiner Arbeitswiderstand vorausgesetzt. Es soll jetzt noch der Einfluss angedeutet werden, den ein nicht mehr vernachlässigbar kleiner Arbeitswiderstand auf die Amplitude der 2. Harmonischen hat. Für endliche Arbeitswiderstände spielt die Rückwirkung über den Kollektor-Basis-Leitwert $g_{cb'}$ bzw. die Kollektor-Basis-Kapazität $c_{cb'}$ eine Rolle. Nimmt man diese beiden Schaltelemente als linear an, so wirken sie als Gegenkopplung, die aber, wie eine einfache Rechnung zeigt, den Klirrfaktor auch bei hohen Frequenzen nur unbedeutend beeinflussen (nämlich verringern) kann. Gegenüber der früheren Betrachtung für verschwindenden Arbeitswiderstand spielen aber jetzt die Nichtlinearitäten von k_V , $g_{cb'}$ und $c_{cb'}$ eine Rolle. Messungen und theoretische Untersuchungen [6; 7] haben ergeben, dass der Klirrfaktor bei niedrigen Frequenzen vom Arbeitswiderstand praktisch unabhängig ist, solange dieser klein gegen $r_{el} k_V$ und $1/g_{cb'}$ ist. Bei hohen Frequenzen zeigt sich jedoch schon bei kleineren Arbeitswiderständen eine starke Abhängigkeit. Als einziges frequenzabhängiges Schaltelement, das von der Kollektorspannung gesteuert wird, ist hierfür die Kapazität $c_{cb'}$ verantwortlich zu machen.

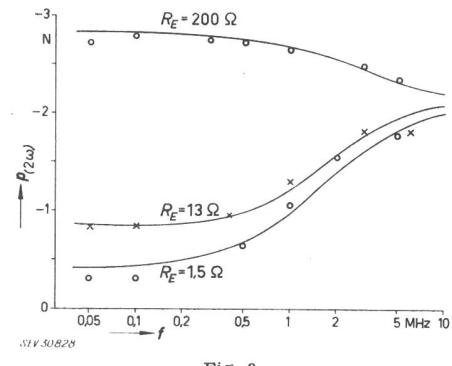


Fig. 8
Pegel der 2. Harmonischen als Funktion der Frequenz für einen Transistor AF 101
bezogen auf einen (absoluten) Pegel der Grundwelle von 0 Neper (aber bei niedrigerem Pegel gemessen)
 $-V_{CE} = 10 \text{ V}$; $-I_C = 2 \text{ mA}$; $R_L = 150 \Omega$; $R_G = 250 \Omega$; R_E = verschiedene Werte. $P_{(2\omega)}$ Spannungspegel [N] der 2. Harmonischen an R_L ; f Frequenz der Grundschwingung

Für die Grösse $c_{cb}'^*$ gilt ein ziemlich komplizierter Zusammenhang [3]:

$$c_{cb}'^* = \frac{d q c}{d v_{B'C}} = c_{cs} + c_{cd} \approx \frac{B_6 + B_7 (i_c + I_c)}{\sqrt{V_{B'C} + v_b'}} \quad (20)$$

B_6 und B_7 sind durch die Eigenschaften des Transistors bestimmte Konstanten.

Für die durch die Nichtlinearität dieser Kapazität erzeugte 2. Harmonische lässt sich eine Einströmung berechnen, die im Ersatzschaltbild parallel zu der von c_{cb}' herrührenden Einströmung liegt und sich zu dieser addiert (reellen Arbeitswiderstand vorausgesetzt!). Im Zeigerdiagramm wird daher der Vektor für die von c_{cb}' herrührende Komponente der zweiten Harmonischen im Kollektorstrom $1 + (K_{cc(2\omega)} / B_4 r_{el})$ mal so gross wie bei Vernachlässigung des Arbeitswiderstandes.

$$K_{cc(2\omega)} \approx R_L \left(\frac{B_6 R_L}{2 V_{B'C}^{3/2}} + \frac{B_7 I_C R_L}{2 V_{B'C}^{3/2}} - \frac{B_7}{\sqrt{V_{B'C}}} \right) \quad (21)$$

Es gibt also einen Wert von R_L , bei dem $K_{cc(2\omega)}$ verschwindet. [Bei AF 101 ($-I_C = 2 \text{ mA}$; $-V_{CE} = 10 \text{ V}$) ist dieser z. B. $R_L = 2,8 \text{ k}\Omega$.]

Bei diesem Arbeitswiderstand wird der Klirrfaktor denselben Verlauf über der Frequenz haben, wie bei einem verschwindend kleinen R_L . Wenn die Grösse des Arbeitswiderstandes zwischen Null und diesem ausgezeichneten Wert liegt, ist die Amplitude der 2. Harmonischen kleiner als bei verschwindendem Arbeitswiderstand, mit grösseren Werten von R_L wird k_2 bei hohen Frequenzen wesentlich grösser. Bei tiefen Frequenzen wird k_2 nicht von der Grösse des Arbeitswiderstandes beeinflusst. Dies gilt jedoch nur für kleine I_C .

3.2 Die Kombinationsfrequenzen 1. Ordnung im Kollektorwechselstrom

Die Berechnung der im Transistor entstehenden Summen- und Differenzfrequenzströme ist ebenfalls nach der Methode der fastlinearen Netzwerke durchzuführen. Die Herleitung der Potenzreihen erfolgt genau so, wie bei der Berechnung der Oberwellen eingangs beschrieben wurde. Für den Kollektorwechselstrom i_c , für den dort nur eine Grundwelle $i_c = \hat{I}_{(\omega)c} \cos \omega t$ eingesetzt worden war, wird jetzt aber die Summe aus zwei Wechselströmen eingesetzt, also z. B. $i_c = \hat{I}_{(\omega_1)c} \cos \omega_1 t + \hat{I}_{(\omega_2)c} \cos \omega_2 t$. Das quadratische Glied der Reihen liefert dann Urspannungsquellen bzw. Einströmungen mit den Frequenzen $2\omega_1$, $2\omega_2$, $(\omega_1 + \omega_2)$ und $(\omega_1 - \omega_2)$, die in das lineare Ersatzschaltbild eingeführt werden. So lässt sich wieder das vorher beschriebene Zeigerdiagramm herleiten, wobei jetzt allerdings der Phasenwinkel φ eine Funktion der Summen- bzw. Differenzfrequenz wird. Aus dem Zeigerdiagramm entnimmt man dann vollends die Amplitude des Kollektorstromes mit der betreffenden Frequenz.

Es stellt sich heraus, dass die Amplitude eines Klirrproduktes direkt nur von der Frequenz desselben abhängt und lediglich indirekt von der Frequenz der Spannungen bzw. Ströme, von denen es verursacht wird. Insbesondere wird also die Amplitude der Differenzfrequenz 1. Ordnung unabhängig von ω_1 und ω_2 sein, solange nur $(\omega_1 - \omega_2)$ konstant bleibt. (Hierbei ist vorausgesetzt, dass die Amplituden der beiden Nutz-Wechselströme im Kollektorkreis konstant gehalten werden, dass also bei hohen Frequenzen, bei

denen die Verstärkung des Transistors abnimmt, die Spannung des Eingangssignals an der Basis entsprechend erhöht wird.)

Wenn der Abstand der beiden Frequenzen ω_1 und ω_2 genügend klein ist, dann kann man für die Differenzfrequenz $(\omega_1 - \omega_2)$ die Kapazitäten des Ersatzbildes vernachlässigen, und dann verschwinden, auch wenn die Frequenzen ω_1 und ω_2 selbst sehr hoch liegen sollten, die Einströmung $i_{ce(\omega_1-\omega_2)}$ und der Phasenwinkel φ , und man erhält:

$$i_{(\omega_1-\omega_2)c} = \frac{1}{2} \hat{I}_{(\omega_1)c} \hat{I}_{(\omega_2)c} \left(\frac{1}{I_C} - \frac{B_2 (R_G + r_{bb}')}{1 + g_{eb}' (R_G + r_{bb}')} \right) \cdot \cos (\omega_1 - \omega_2) t \quad (22)$$

(für $R_L = 0$ und $R_E = 0$)

Die Genauigkeit der Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung entspricht der bei der Berechnung der 2. Harmonischen erzielten (Fig. 9).

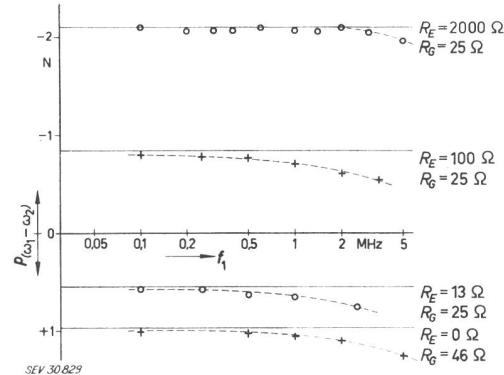


Fig. 9

Der Pegel der Differenzfrequenz ($f_1 - f_2$) als Funktion von f_1 für den Transistor AF 101

bezogen auf einen Grundwellenpegel von je 0 Neper
 $-V_{CE} = 10 \text{ V}$; $-I_C = 2 \text{ mA}$; $R_L = 75 \Omega$; R_E und R_G verschiedene Werte, $f_1 - f_2 = 10 \text{ kHz}$

— gerechnet —————— gemessen

3.3 Übersicht über die Berechnung der dritten bzw. höheren Harmonischen und der Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung

Es sei noch kurz auf die Berechnung der dritten bzw. der höheren Harmonischen und der Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung eingegangen. Zur Berechnung der Oberwellenersatzquellen müssen nun in die Potenzreihen nicht nur die Grundwelle, sondern auch die niedrigeren Oberwellen eingesetzt werden, da z. B. das Produkt aus Grundwelle und 2. Harmonischer ebenfalls einen Beitrag zur 3. Harmonischen liefert. Zur Berechnung der dritten Harmonischen sind also die Grundwelle und die vorher berechnete zweite Harmonische einzusetzen, wobei auch deren Phasenlage zu berücksichtigen ist. Für sehr tiefe Frequenzen ($\omega = 0$) verschwinden der Phasenwinkel und die von den nicht-linearen Kapazitäten herrührenden Einströmungen. Für die 3. Harmonische erhält man in diesem Falle unter der vereinfachenden Annahme $R_E = 0$:

$$i_{(3\omega)c} = \left[\frac{1}{12} \cdot \frac{B_2}{I_C \left(g_{eb'} + \frac{1}{R_G + r_{bb}} \right)} + \frac{1}{8} B_2^2 \left(\frac{1}{g_{eb'} + \frac{1}{(R_G + r_{bb})}} \right)^2 - \frac{1}{24 I_C^2} \right] \hat{I}^3 \cdot \cos 3\omega t \quad (23)$$

Die 3. Harmonische hat über dem Kollektorgleichstrom bzw. über dem Generatorinnenwiderstand ein Minimum der Amplitude, wenn nämlich:

$$\frac{1}{R_G + r_{bb'}} = 2 g_{eb'} \quad (\text{vgl. [10]}) \quad (24)$$

(unter der Voraussetzung, dass $B_2 = g_{eb'}/I_C$)

Ebenso müssen zur Berechnung der Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung außer den beiden Grundfrequenzen auch die Kombinationsfrequenzen von niedriger Ordnung berücksichtigt werden. So hat z. B. eine aus dem Reihenglied 3. Ordnung herrührende Kombinationsfrequenz die Frequenz $(2\omega_1 - \omega_2)$.

Dieselbe Frequenz ergibt sich aber auch aus dem quadratischen Glied der Reihe, herrührend von einer der Grundwellen und der Differenzfrequenz:

$$\omega_1 + (\omega_1 - \omega_2) = 2\omega_1 - \omega_2$$

Beide Anteile haben dieselbe Größenordnung, es kann also keiner von beiden vernachlässigt werden!

3.4 Grenze des Aussteuerungsbereichs, in dem das Verfahren der fastlinearen Netzwerke anwendbar ist

Bei den bisherigen Betrachtungen war vorausgesetzt, dass die Wechselströme und -spannungen klein sind gegenüber den Gleichströmen und -spannungen, denen sie überlagert sind. Es wurden deshalb Messungen durchgeführt, um zu prüfen, inwieweit die gerechneten Ergebnisse dennoch für grössere Aussteuerungen Gültigkeit haben. Bei der Berechnung z. B. der 2. Harmonischen wurden bei der Potenzreihenentwicklung die Glieder mit höherem als 2. Grade vernachlässigt. Die Amplitude der 2. Harmonischen steigt dann quadratisch mit derjenigen der Grundwelle; d. h. bei Vergrösserung des Grundwellenpegels um 1 db steigt der Pegel der 2. Harmonischen um 2 db. (Der Pegel der 3. Harmonischen um 3 db usw.) Solange dieses Gesetz in der Messung erfüllt ist, liefert die Rechnung für die betreffende Aussteuerung das rich-

tige Ergebnis. In Fig. 10 ist der Pegel der 2. Harmonischen über dem Pegel der Grundwelle aufgetragen, wie er sich aus der Rechnung ergibt. Als Grenze des ausnutzbaren Aussteuerungsbereiches (gestrichelte senkrechte Linien) ist hiebei derjenige Grundwellenpegel bezeichnet, bei dem der Scheitelwert des Grundwellenstromes im Kollektorkreis nahezu gleich dem Kollektorgleichstrom wird, bzw. der Scheitelwert der Grundwellenspannung nahezu gleich der Kollektorgleichspannung. An dieser Grenze des ausnutzbaren Aussteuerungsbereiches stösst also der Strom bzw. die Spannung an.

Fig. 10 zeigt, dass der gemessene Verlauf der Amplitude der 2. Harmonischen bis an diese oben definierte Grenze des ausnutzbaren Aussteuerungsbereiches mit dem nach der Rechnung erwarteten Verlauf gut übereinstimmt, obwohl hier von vornherein keine Übereinstimmung mehr zu erwarten ist, da die anfangs gemachten Voraussetzungen über die Abhängigkeit der Schaltelemente vom Kollektorstrom bzw. der Kollektorspannung hier nicht mehr gültig sind. Wenn aber die Verstärkerstufe am Strom bzw. an der Spannung anstösst, wird es im allgemeinen sowieso nicht mehr interessant sein, die nichtlinearen Verzerrungen bei sinusförmiger Aussteuerung zu berechnen. Man könnte vielleicht eine Verbesserung der Genauigkeit der Rechnung bei sehr grosser Aussteuerung erwarten, wenn man in den Reihenentwicklungen noch das Glied vierter Ordnung berücksichtigt. Dann ist jedoch auch noch das Produkt aus Grundwelle und dritter Harmonischer zu berücksichtigen, das von derselben Größenordnung wird und den Einfluss des Gliedes 4. Ordnung grössten teils wieder kompensiert. Das macht die Rechnung sehr unübersichtlich und aufwendig. Berücksichtigt man nur das Glied 4. Ordnung außer dem quadratischen Glied, so ergibt sich eine wesentlich stärkere Abweichung vom rein quadratischen Verlauf, als sie die Messung liefert. D. h. die gemessene Kurve folgt viel näher dem quadratischen Verlauf, als dem durch Berücksichtigung des Gliedes 4. Ordnung erhaltenen. Dieser würde in der doppeltlogarithmischen Darstellung an der oben definierten Aussteuerungsgrenze 0,5 N von der Geraden abweichen.

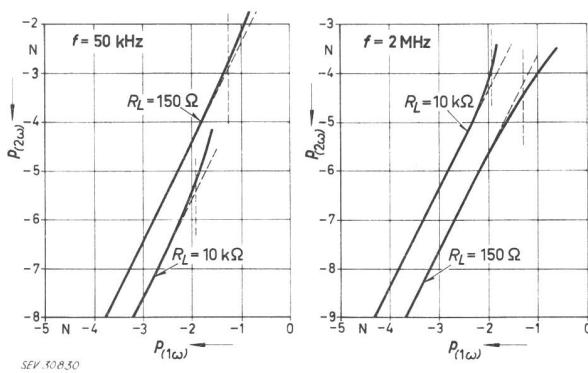


Fig. 10

Pegel der 2. Harmonischen als Funktion des Grundwellenpegels (gemessen)

Die senkrecht gestrichelten Linien geben den Grundwellenpegel an, bei dem die Amplitude des Kollektorschwingstroms bzw. der Kollektorspannung gleich $-I_C$ bzw. gleich $-V_{CE}$ wird
 $R_{(2\omega)}$ Spannungspegel der 2. Harmonischen am Kollektor;
 $R_{(1\omega)}$ Spannungspegel der Grundschwingung am Kollektor; R_L Arbeitswiderstand (vgl. Fig. 1)

4. Schlussbemerkung

Aus den vorstehenden Ausführungen ist zu ersehen, dass das Verfahren der «fastlinearen Netzwerke» nach Feldtkeller und Wolman zur Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen eines Transistors unter Zugrundelegung seines Hochfrequenzersatzschaltbildes brauchbar ist. Für die zweite Harmonische und die Kombinationsfrequenzen 1. Ordnung ist das Ergebnis in verhältnismässig einfacher Weise zu erhalten. Das selbe gilt für die höheren Harmonischen und die Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung bei Frequenzen, bei denen die auftretenden Phasenwinkel vernachlässigt werden können.

Einige der getroffenen Vernachlässigungen sind nun nicht in allen Betriebsfällen zulässig. So wird z. B. die Nichtlinearität des Basisbahnwiderstandes mitunter berücksichtigt werden müssen. Weiterhin dürfen bei

grösseren Arbeitswiderständen, insbesondere bei höheren Kollektorgleichströmen, die Nichtlinearitäten von c_{cb}' , g_{cb}' und k_v nicht mehr vernachlässigt werden. Es bestehen keine grundsätzlichen Schwierigkeiten, auch diese nach dem beschriebenen Rechenverfahren zu berücksichtigen.

Literatur

- [1] Zawels, J.: Base-Width Modulation and the High-Frequency Equivalent Circuit of Junction Transistors. Trans. IRE on Electron Devices ED-4(1957)1, S. 17...22.
- [2] Zawels, J.: Physical Theory of New Circuit Representation for Junction Transistors. J. appl. Phys. 25(1954)8, S. 976...981.
- [3] Benz, W.: Über Ersatzschaltbilder für den als linearer Verstärker betriebenen Transistor. Elektron. Rdsch. 14(1960)1, S. 5...9; 2, S. 59...64.

- [4] Benz, W.: Die für die Übertragungstechnik charakteristischen Eigenschaften des Transistors und deren Verknüpfung. Frequenz 15(1961)1, S. 17...29.
- [5] Feldtkeller, R. und W. Wolman: Fastlineare Netzwerke. Telegr.- und Fernsprechtechn. 20(1931)6, S. 167...171; 8, S. 242...248.
- [6] Akgün, M. und M. J. O. Strutt: Nichtlineare Verzerrung einschließlich Kreuzmodulation in Hochfrequenz-Transistorstufen. AEÜ 13(1959)6, S. 227...242.
- [7] Vogel, J. S. und M. J. O. Strutt: Berechnung der Verzerrungs- und Störeffekte bei Transistor-Verstärkerstufen auf Grund des Ersatzschaltbildes. AEÜ 14(1960)9, S. 397...404.
- [8] Meyer-Brötz, G. und K. Felle: Die nichtlinearen Verzerrungen im Transistorverstärker. Elektron. Rdsch. 11(1957)10, S. 297...301.
- [9] Meyer, N. I.: Non-linear Distortion and Small-Signal Parameters of Alloyed Junction Transistors. Copenhagen: Danish Science Press Ltd. 1960.

Adresse des Autors:

W. Bitzer, Dipl.-Ingenieur, Telefunken GmbH, Backnang (Deutschland).

Silizium-Leistungs-Gleichrichter¹⁾

Von E. Doser, Baden

621.382.2 : 669.782

Es wird das Prinzip und die Wirkungsweise von Si-Leistungsdioden kurz erläutert, worauf etwas näher auf die speziellen Probleme der Fabrikation und der Prüfung der Brown-Boveri Si-Dioden DS 200 eingegangen wird.

In der Annahme, dass die Wirkungsweise eines einfachen p-n-Überganges allgemein bekannt ist, soll darauf nur ganz kurz eingegangen werden. Für die Hochleistungsdioden wie für alle anderen Halbleiterelemente sollte nur Grundmaterial verwendet werden, dessen chemischer und physikalischer Zustand wohldefiniert ist. Es kommt daher nur einkristallines Material von grösster Reinheit bzw. bestimmter Dotierung mit Fremdatomen in Frage. Für die Si-Dioden benötigt man ein Ausgangsmaterial mit einem spezifischen Widerstand von etwa 1000 Ωcm und das entspricht einem Verschmutzungsanteil von höchstens 1 Millionstel Promille. In Halbleitern gibt es Elektronen- und Löcherleitung, d. h. nicht nur die von den Atomen abgespaltenen Elektronen sondern auch die verbleibenden Lücken kommen als Ladungsträger für den Stromtransport in Frage. Dieser Umstand ist für die Erzeugung unsymmetrischer Leitungseffekte wesentlich. Elektronen- bzw. Löcherleitung lässt sich durch den Einbau von Donator- bzw. Akzeptoratomen (das sind Atome, die ein Valenzelektron mehr bzw. weniger als die Wirtsgitteratome enthalten), bewusst steuern. Bei Si kommen als Donatoren Antimon, Arsen, Phosphor als Akzeptoren Bor, Aluminium, Gallium in Frage. Findet nun innerhalb ein und desselben Einkristalls ein steiler Übergang von n- zu p-leitendem Material statt, so stellt dies einen sog. p-n-Übergang dar. Fig. 1a zeigt einen solchen Übergang im stromlosen Zustand. Legt man nun an einen p-n-Übergang eine Spannung, so kommt eine Gleichrichterwirkung zu stande. In Fig. 1c ist der Kristall in Durchflussrichtung gepolt, d. h. die positive Elektrode befindet sich am p-Gebiet, die negative am n-Gebiet. Was grob gesagt zur Folge hat, dass die Ladungsträger von ihren gleichpoligen Elektroden weg gegen die Mitte hin getrieben werden. Nirgends herrscht Ladungsträgermangel, die Diode ist leitend und ihre Kennlinie ist im wesentlichen durch den sog. Bahnwiderstand, d. h. durch den Widerstand des n- bzw. p-leitenden Kristallteils bestimmt. Polt man den Kristall dagegen in umgekehrter Richtung (Fig. 1b), so werden die Ladungsträger

entsprechend ihrem Vorzeichen aus der Mittelzone weg gegen die Elektroden hin verweht, das Gebiet des p-n-Überganges verarmt an Ladungsträgern, der Widerstand steigt entsprechend, die Diode sperrt. Der absoluten Sperrung wirkt nun allerdings die Elektronen-Loch-Paar-Erzeugung im Übergangsgebiet entgegen. Die Paarerzeugungsrate schwankt von Material zu Material und steigt für ein bestimmtes Material mit der Temperatur exponentiell an. Für Germanium z. B. ist sie bei gegebener Temperatur wesentlich grösser als für Si, entsprechend grösser ist in Ge der Sperrstrom. Als zweiten Parameter, der neben dem Sperrstrom das Sperrverhalten einer Diode charakterisiert, muss noch die sog. Sperrspannung erwähnt werden. Vergrössert man nämlich die Spannung in der Sperrrichtung, so steigt der Sperrstrom plötzlich stark an, was durch Feld- und Lawineneffekte in der Übergangszone be-

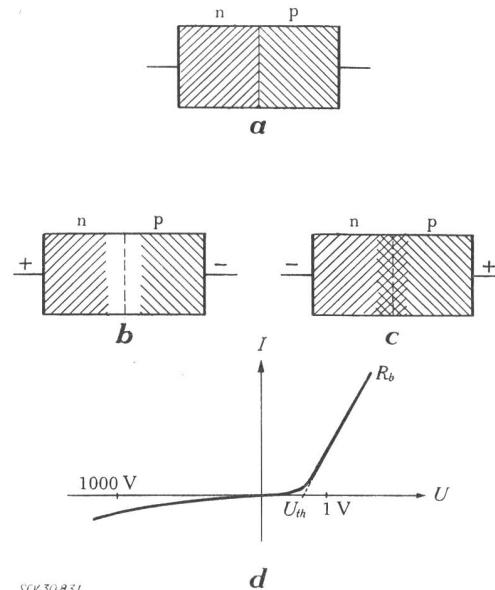


Fig. 1

Schematisch dargestellte Wirkungsweise eines p-n-Gleichrichters a ohne angelegte Spannung; b in Sperrrichtung gepolt; c in Flussrichtung gepolt; d zugehörige Stromspannungscharakteristik
 R_b Bahnwiderstand; U_{th} Schleusenspannung

¹⁾ Vortrag, gehalten an der Elektronik-Tagung im Rahmen der Schweiz. Ausstellung für Fernsehen, Elektronik, Radio/Phono am 1. September 1961 in Zürich.