

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 54 (1963)  
**Heft:** 11

**Artikel:** Nichtlineare Verzerrungen in Transistorverstärkern mit einer häufig verwendeten Gegenkopplungsart  
**Autor:** Blitzer, W.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-916485>

### **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:** 03.04.2026

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

# Nichtlineare Verzerrungen in Transistorverstärkern mit einer häufig verwendeten Gegenkopplungsart

Von W. Bitzer, Backnang

621.375.4 : 621.391.832.4

Von den von einer Transistorverstärkerstufe erzeugten nichtlinearen Verzerrungen werden u.a. berechnet: die Klirrdämpfungen der zweiten Harmonischen  $a_{k2}$  und der dritten Harmonischen  $a_{k3}$  sowie die Amplituden der von zwei Frequenzen erzeugten Differenz und Summenfrequenzen. Bei den Berechnungen werden insbesondere die Einflüsse eines Emittervorwiderstandes und einer an diesem abgenommenen und in einen verzerrungsfreien Vorverstärker eingeführten Gegenkopplungsspannung sowie grosser Arbeitswiderstände auf die nichtlinearen Verzerrungen berücksichtigt. Abschliessend werden einige Messwerte angegeben und mit den gerechneten Ergebnissen verglichen.

L'auteur traite du calcul des distorsions non linéaires produites par un étage d'amplification à transistors, notamment de celles du second harmonique  $a_{k2}$  et du troisième harmonique  $a_{k3}$ , ainsi que des amplitudes de la différence due à deux fréquences et des fréquences additionnelles. Pour ces calculs, il tient compte de l'influence d'une résistance en série avec l'émetteur et d'une tension de contre-réaction tirée de cette résistance et appliquée à un préamplificateur exempt de distorsion, ainsi que de l'influence de grandes résistances de travail sur les distorsions non linéaires. Pour terminer, il indique quelques valeurs mesurées et les compare avec les résultats des calculs.

## 1. Einleitung

Zur Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen eines Transistors ist bei Zugrundelegung seines Hochfrequenzersatzschaltbildes das Verfahren der «fastlinearen Netzwerke» nach Feldtkeller und Wolman [1]<sup>1)</sup> besonders gut brauchbar [2]. Das Ersatzschaltbild für den als Verstärker betriebenen Transistor muss, wenn es in einem weiten Frequenzbereich gültig sein soll, mindestens 7 Elemente enthalten, die alle nichtlinear sind [3]. Wie in einer früheren Arbeit [2] gezeigt wurde, ist bei gewissen vereinfachenden Annahmen hinsichtlich der Nichtlinearitäten dieser Elemente die Berechnung der 2. Harmonischen und der Kombinationsfrequenzen 1. Ordnung verhältnismässig leicht möglich. Dasselbe gilt für die höheren Harmonischen und die Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung bei Frequenzen, bei denen die Kapazitäten des Ersatzschaltbildes vernachlässigt werden können.

In den folgenden Ausführungen werden nun diese Vereinfachungen nicht mehr getroffen. Weiter wird von vornherein ein endlicher Arbeitswiderstand im Kollektorkreis des Transistors berücksichtigt; schliesslich wird der Einfluss einer bestimmten Art von Gegenkopplung auf die nichtlinearen Verzerrungen des Transistors untersucht.

Den Berechnungen wird der in der Emitterschaltung betriebene Transistor zu Grunde gelegt. Jedoch sind die erhaltenen Ergebnisse auch für die Basisschaltung gültig.

## 2. Allgemeine Berechnung der 2. Harmonischen

Zur Berechnung der nichtlinearen Verzerrungen wird von dem Transistorersatzschaltbild nach Fig. 1 ausgegangen. In

diesem sind, ausser dem Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$ , dessen Nichtlinearität nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die nichtlinearen Verzerrungen des Transistors ausübt, alle Schaltelemente, die den Transistor darstellen, als nichtlinear angenommen. Der Strom bzw. die Spannung an diesen nichtlinearen Schaltelementen wird, wie in [2] dargestellt, in Potenzreihen entwickelt und daraus werden dann nach dem Rechenverfahren mit «fastlinearen Netzwerken» [1] die in Fig. 2 eingezeichneten Ersatzquellen für die 2. Harmonische berechnet.

Hierin ist:

$$i_{ge(2\omega)} = -\frac{1}{4} \left[ B_{2i} r_{el} + \left( \frac{B_{2i}}{k_v} - B_{2v} \right) R_2 - \frac{B_{2v}}{k_v} R_2^2 \right] \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \cos 2\omega t \quad (1)$$

$$i_{ce(2\omega)} = -\frac{\omega}{2} \left[ B_{4i} r_{el} + \left( \frac{B_{4i}}{k_v} - B_{4v} \right) R_2 - \frac{B_{4v}}{k_v} R_2^2 \right] \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \cos \left( 2\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (2)$$

$$v_{rl(2\omega)} = \frac{1}{4} r_{el} \left( \frac{k_v}{I_C} + B_9 R_2 \right) \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \cdot \cos 2\omega t \quad (3)$$

$$v_{kv(2\omega)} = \frac{1}{4} B_9 \left( r_{el} R_2 + \frac{R_2^2}{k_v} \right) \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \cos 2\omega t \quad (4)$$

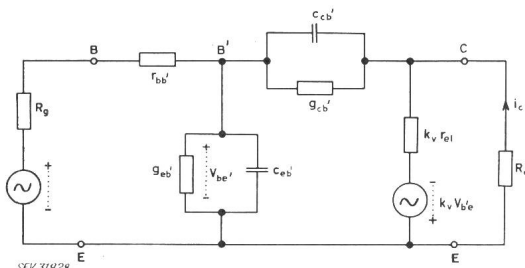


Fig. 1

Das der Rechnung zu Grunde gelegte Ersatzschaltbild des Transistors  
 B Basisanschluss; B' «innerer Basispunkt»; C Kollektoranschluss;  
 E Emitteranschluss;  $c_{cb'}$  gesamte Emitterkapazität 1);  
 $c_{cb}$  Kollektorkapazität 1);  $i_c$  Kollektorwechselstrom;  
 $R_g$  Innenwiderstand der Signalquelle;  $R_c$  Arbeitswiderstand;  
 $r_{bb'}$  Basisbahnwiderstand 1);  $r_{el}$  Emitterlängswiderstand 1);  $k_v$  Spannungsübersetzungsfaktor 1);  $v_{b'e}$  Wechselspannung zwischen B' und E;  
 $g_{eb'}$  Emitterquerleitwert 1);  $g_{cb'}$  Kollektorquerleitwert 1)

1) Elemente des Transistorersatzschaltbildes [3]. Siehe Abschnitt 7.

1) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

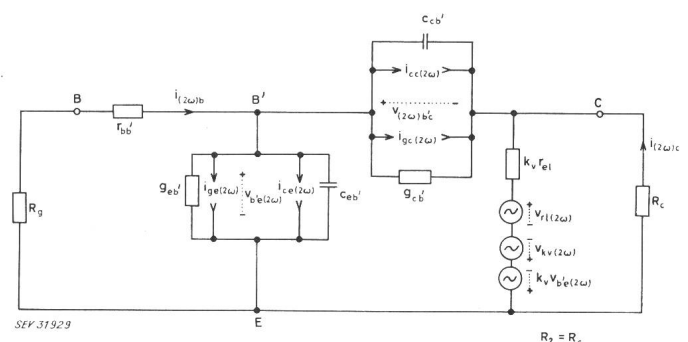


Fig. 2

Transistorersatzschaltbild mit eingezeichneten Quellen für die 2. Harmonische  
 $i_{ge(2\omega)}$ ,  $i_{ce(2\omega)}$ ,  $i_{cc(2\omega)}$ ,  $i_{gc(2\omega)}$  sind Einströmungen mit der doppelten Frequenz der Grundharmonischen, die jeweils von der Nichtlinearität des Elementes des Transistorersatzschaltbildes herrühren, bei dem sie eingezeichnet sind

$v_{b'e(2\omega)}$  Spannung der Frequenz  $2\omega$  zwischen B' und E  
 $k_v v_{b'e(2\omega)}$  auf die Kollektorseite übersetzte Spannung  $v_{b'e(2\omega)}$   
 $v_{kv(2\omega)}$  Quellenspannung der Frequenz  $2\omega$ , die von der Nichtlinearität von  $k_v$  herrührt  
 $v_{ve(2\omega)}$  dto. von der Nichtlinearität von  $k_v r_{el}$  herrührend  
 $i(2\omega)b$  Strom der Frequenz  $2\omega$  im Basiszweig  
 $i(2\omega)c$  Strom der Frequenz  $2\omega$  im Kollektorzweig  
 $\omega$  Frequenz der Grundharmonischen

Weitere Bezeichnungen s. Fig. 1.

$$i_{cc}(2\omega) = \frac{V_{CE} B_7 R_2 + \frac{1}{2} (B_6 + B_7 I_C) R_2^2}{2 V_{CE} \sqrt{V_{CE}}} \omega \hat{I}_{(1\omega)c} \cdot \cos\left(2\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (5)$$

$$i_{gc}(2\omega) = -\frac{1}{4} (B_{5i} R_2 - B_{5v} R_2^2) \hat{I}_{(1\omega)c} \cdot \cos 2\omega t \quad (6)$$

In den Gleichungen (1) bis (6) bedeuten:

$\hat{I}_{(1\omega)c}$  Scheitelwert des im Kollektorzweig fließenden Wechselstromanteils der (Nutz-)Frequenz  $\omega$ .

$$r_{el} \approx \frac{26 \text{ mV}}{I_C}$$

Als Belastungswiderstand  $R_2$  des Transistors im Ausgangskreis ist hier der Widerstand  $R_c$  im Kollektorzweig einzusetzen:  $R_2 = R_c$  (Fig. 1 und 2).

$$B_{2i} = \left(\frac{\partial g_{eb'}}{\partial I_C}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (7)$$

$$B_{2v} = \left(\frac{\partial g_{eb'}}{\partial V_{CE}}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (8)$$

$$B_{4i} = \left(\frac{\partial c_{eb'}}{\partial I_C}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (9)$$

$$B_{4v} = \left(\frac{\partial c_{eb'}}{\partial V_{CE}}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (10)$$

$$B_9 = \left(\frac{\partial k_v}{\partial V_{CE}}\right)_{v_{CE} = V_{CE}; I_C = I_C} \quad (11)$$

Wenn  $k_v$  bei dem betrachteten Transistor tatsächlich proportional zur Quadratwurzel der Kollektorspannung ist, wenn also gilt:  $k_v = \text{konst.} \cdot \sqrt{V_{CE}}$ , so kann  $B_9$  ersetzt werden durch

$$B_9 = \frac{k_v}{2 V_{CE}}$$

wobei  $V_{CE}$  die Kollektorspannung darstellt, bei der der Transistor betrieben wird und  $k_v$  bei dieser Spannung zu messen ist (siehe Abschnitt 7).

$$B_{5i} = \left(\frac{\partial g_{cb'}}{\partial I_C}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (12)$$

$$B_{5v} = \left(\frac{\partial g_{cb'}}{\partial V_{CE}}\right)_{I_C = I_C; v_{CE} = V_{CE}} \quad (13)$$

$$B_6 = \sqrt{V_{CE}} (c_{cb'})_{I_C = 0} \quad (14)$$

$$B_7 = \frac{c_{cb'} \sqrt{V_{CE}} - B_6}{I_C} \quad (15)$$

Auf die Ermittlung der in den vorstehenden Formeln vorkommenden Elemente des Ersatzschaltbildes wird im Abschnitt 7 kurz eingegangen.

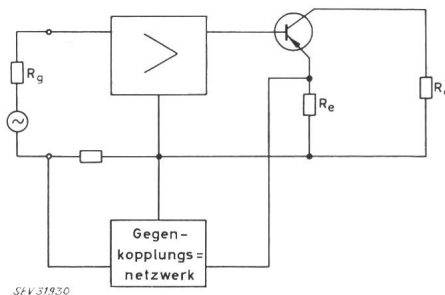


Fig. 3  
Prinzip der Gegenkopplung

$R_e$  Emittorwiderstand;  $R_g$  Innenwiderstand des Signalgenerators;  $R_c$  Arbeitswiderstand

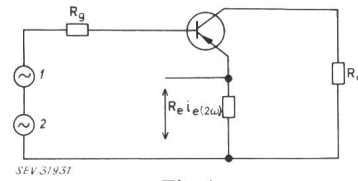


Fig. 4

Darstellung der Gegenkopplung durch eine Quellenspannung  
1 Leerlaufspannung der Signalquelle; 2 Gegenkopplung,  $k R_e i_e(2\omega)$   
 $k$  durch das Gegenkopplungsnetzwerk (Fig. 3) bestimmte  
Konstante,  $k \geq 0$

In den folgenden Berechnungen sollen gleich ein eine Gegenkopplung verursachender endlicher Emittorwiderstand  $R_e$  und eine zusätzliche vom Emittor über einen Vorverstärker auf die Basis wirkende Gegenkopplung berücksichtigt werden, da die so erhaltenen Ergebnisse diejenigen für verschwindenden Emittorwiderstand und ohne zusätzliche Gegenkopplung mit einschließen.

Die Verstärkerstufe könnte etwa wie in Fig. 3 dargestellt geschaltet sein, wobei der darin eingezeichnete Vorverstärker als verzerrungsfrei angenommen sei. Eine derartige Gegenkopplung vom Emittor zur Basis kann praktisch immer durch eine Quellenspannung wie in Fig. 4 im Basiskreis dargestellt werden.

Damit erhält man also bei Berücksichtigung eines endlichen Widerstandes in der Emittorzuleitung und einer Gegenkopplung in der beschriebenen Art aus Fig. 2 das in Fig. 5 dargestellte Ersatzschaltbild zur Berechnung der 2. Harmonischen.

Hier stellt die Quellenspannung  $(\mu - 1) R_e (i_{2\omega)c} + i_{2\omega)b}$  in der beschriebenen Weise die zusätzliche Gegenkopplung (für die 2. Harmonische) dar. Wenn diese nicht vorhanden ist, ist  $\mu = 1$  einzusetzen. Beträgt der Grad der zusätzlichen Gegenkopplung  $A$  Neper, so wird:

$$\mu = \frac{e^A - 1}{R_e S} + 1 \quad (16)$$

oder mit

$$S \approx \frac{1}{r_{el} + R_e}$$

der «Steilheit» des Transistors mit Emittorwiderstand wird

$$\mu \approx (e^A - 1) \frac{r_{el} + R_e}{R_e} + 1 \quad (17)$$

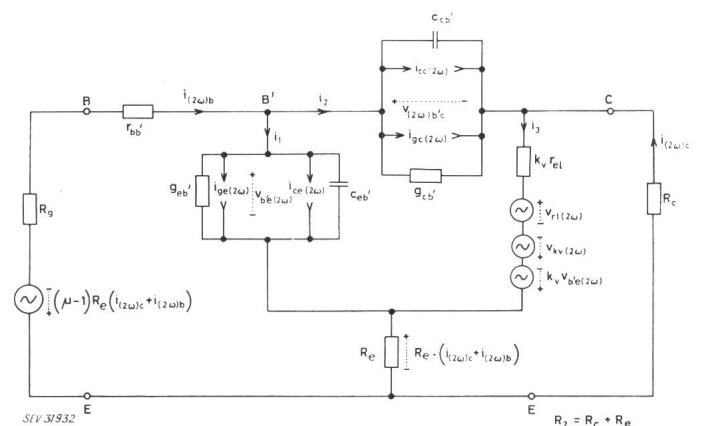


Fig. 5

Wie Fig. 2, aber Emittorwiderstand und zusätzliche Gegenkopplung berücksichtigt

$\mu$  Gegenkopplungsfaktor, definiert durch Gl. (16) bzw. Gl. (17),  
 $\mu \geq 1$ ;  $R_e$  Emittorwiderstand

Weitere Bezeichnungen s. Fig. 1 und Fig. 2

Aus dem in Fig. 5 dargestellten Netzwerk ergibt sich nun der Oberwellenstrom im Basiszweig:

$$i_{(2\omega)b} = \frac{D_b}{D} \quad (18)$$

und im Kollektorzweig:

$$i_{(2\omega)c} = \frac{D_c}{D} \quad (19)$$

$D$ ,  $D_b$  und  $D_c$  sind hierbei die Determinanten des Gleichungssystems, das das Netzwerk in Fig. 5 beschreibt.

Unter den Voraussetzungen, die praktisch immer erfüllt sind:

$$\begin{aligned} R_e g_{eb'} &\ll k_v \\ 1 &\ll k_v \\ g_{eb'} &> g_{cb'} \\ \mu &\geq 1 \end{aligned}$$

erhält man:

$$D = \underline{k_v [\mu R_e + R_2 (g_{cb'} + j2\omega c_{cb'}) R_1]} + [k_v r_{el} + R_2] \cdot [1 + (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) R_1] + \mu R_e (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) \cdot (k_v r_{el} + R_2) + k_v R_2 (g_{cb'} + j2\omega c_{cb'}) \cdot [\mu R_e + r_{el} + r_{el} (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) \cdot (R_1 + \mu R_e)] \quad (20)$$

$$D_b = (v_{kv(2\omega)} - v_{r1(2\omega)}) \cdot [R_2 \cdot (g_{cb'} + j2\omega c_{cb'}) - \mu R_e (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'})] + [R_2 + k_v (\mu R_e + r_{el})] \cdot [i_{ge(2\omega)} + i_{ce(2\omega)} + i_{gc(2\omega)} + i_{cc(2\omega)}] + k_v r_{el} [(i_{ge(2\omega)} + i_{ce(2\omega)}) \cdot (g_{cb'} + j2\omega c_{cb'}) \cdot (R_2 - \mu R_e) + (i_{ge(2\omega)} + i_{cc(2\omega)}) \cdot (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) \cdot \mu R_e] \quad (21)$$

$$D_c = \underline{(v_{kv(2\omega)} - v_{r1(2\omega)}) \cdot [1 + (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) \cdot (R_1 + \mu R_e)]} - (i_{ge(2\omega)} + i_{ce(2\omega)} + i_{gc(2\omega)} + i_{cc(2\omega)}) k_v (R_1 + \mu R_e) + k_v r_{el} [(i_{ge(2\omega)} + i_{ce(2\omega)}) \cdot (g_{cb'} + j2\omega c_{cb'}) \cdot [R_1 + (\mu - 1) R_e] - (i_{gc(2\omega)} + i_{cc(2\omega)}) \cdot [1 + (g_{eb'} + j2\omega c_{eb'}) \cdot (R_1 + \mu R_e)]] \quad (22)$$

In den Gleichungen ist

$$R_1 = R_g + r_{bb'}$$

(Summe aus Generatorinnenwiderstand und Basisbahnwiderstand)

Als Belastungswiderstand  $R_2$  des Transistors im Ausgangskreis ist jetzt die Summe aus dem eigentlichen Arbeitswiderstand  $R_c$  im Kollektorzweig und dem Emittervorwiderstand  $R_e$  einzusetzen:

$$R_2 = R_c + R_e \quad (\text{Fig. 4, 5})$$

Die nicht unterstrichenen Summanden in den Gl. (20) und (22) können normalerweise vernachlässigt werden.

Zur Auswertung der Gl. (18...22) werden zweckmässigerweise nur die beiden Grenzfälle  $\omega \rightarrow 0$  und  $\omega \rightarrow \infty$  betrachtet, da sich daraus dann die Amplituden des Oberwellenstromes für endliche Frequenzen mittels der anschliessend beschriebenen Vektordiagramme leicht ermitteln lassen.

Für  $\omega \rightarrow 0$  werden in den Gl. (21) und (22) alle Summanden, die  $\omega$  als Faktor enthalten, zu Null, also gemäss den Gl. (2) und (5) auch die Ausdrücke  $i_{ce(2\omega)}$  und  $i_{cc(2\omega)}$ . Man erhält für  $(D)_{\omega \rightarrow 0}$  aus Gl. (20), für  $(D_b)_{\omega \rightarrow 0}$  aus Gl. (21) und für  $(D_c)_{\omega \rightarrow 0}$  aus Gl. (22) rein reelle Ausdrücke.

Für  $\omega \rightarrow \infty$  werden alle Summanden, die  $\omega$  nicht als Faktor enthalten, vernachlässigbar, insbesondere also auch gemäss den Gl. (1), (3), (4) und (6) die Ausdrücke  $i_{ge(2\omega)}$ ,  $v_{r1(2\omega)}$  und  $v_{kv(2\omega)}$ . Man erhält für  $(D)_{\omega \rightarrow \infty}$ ,  $(D_b)_{\omega \rightarrow \infty}$ , und  $(D_c)_{\omega \rightarrow \infty}$  rein imaginäre Ausdrücke [in der komplexen Schreibweise ist in Gl. (2) und (5) der Ausdruck  $\cos(2\omega t + \pi/2)$  wegen der  $90^\circ$ -Phasenverschiebung durch  $j$  zu ersetzen].

Es lassen sich also ausser den entsprechenden Ausdrücken für den Basisoberwellenstrom die Amplituden der 2. Harmoni-

schen im Kollektorstrom für die beiden Grenzfälle berechnen. Entsprechend Gl. (19) wird:

$$(i_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0} = \frac{(D_c)_{\omega \rightarrow 0}}{(D)_{\omega \rightarrow 0}} \quad (19a)$$

und

$$(i_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{(D_c)_{\omega \rightarrow \infty}}{(D)_{\omega \rightarrow \infty}} \quad (19b)$$

Auch  $(i_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty}$  wird rein reell [hat also dieselbe Phasenlage zum Grundwellenstrom wie  $(i_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0}$ ], da in der rechten Seite von Gl. (19b) sowohl Zähler als auch Nenner rein imaginär werden.

Aus den Gl. (19a) bzw. (19b) erhält man insbesondere auch die Scheitelwerte der betreffenden Ströme  $(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0}$  und  $(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty}$ , mit denen im folgenden vorzugsweise gerechnet wird. Diese können sowohl positives wie auch negatives Vorzeichen haben. Es ist:

$$i_{(2\omega)c} = \hat{I}_{(2\omega)c} \cdot \cos 2\omega t$$

Bei kleinem Arbeitswiderstand ist  $\hat{I}_{(2\omega)c}$  im allgemeinen negativ. Der Oberwellenstrom hat die in Fig. 6 angedeutete Phasenlage zum Grundwellenstrom (bei tiefen Frequenzen, also für  $\varphi = 0$ ). Endliche Phasenwinkel der 2. Harmonischen beziehen sich auf den in Fig. 6 durchgezogen gezeichneten Oberwellenstrom. Die Scheitelwerte der Oberwellenströme werden zweckmässigerweise auf das Quadrat der Grundwellenamplitude bezogen, da die so erhaltenen Grössen

$$\frac{(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} \text{ bzw. } \frac{(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}$$

unabhängig von der Grösse der Aussteuerung werden. Wenn man nun noch den Phasenwinkel  $\varphi$  einführt:

$$\varphi = \arctg \frac{[c_{eb'} (k_v r_{el} + R_2) + k_v R_2 c_{cb'}] R_1 2\omega}{k_v [\mu R_e + R_2 g_{cb} R_1] + [k_v r_{el} + R_2] \cdot [1 + R_1 g_{eb'}]} \quad (23)$$

mit  $R_1 = R_g + r_{bb'}$ ;  $R_2 = R_c + R_e$

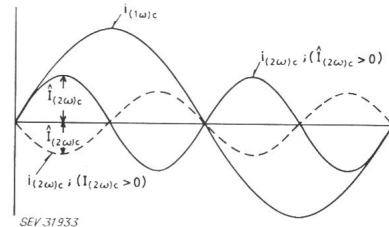


Fig. 6

Die Phasenlage der 2. Harmonischen in Bezug auf die Grundharmonische (für  $\varphi = 0$ )

$i_{(1\omega)c}$  Grundharmonische des Kollektorwechselstromes  $i_c$

$i_{(2\omega)c}$  2. Harmonische des Kollektorwechselstromes  $i_c$

$\hat{I}_{(2\omega)c}$  positiver bzw. negativer Scheitelwert der 2. Harmonischen des Kollektorwechselstromes  $i_c$

$\varphi$  Phasenwinkel (aus Gl. 23)

so lassen sich zur Bestimmung der Amplitude der 2. Harmonischen im Kollektorkreis die in den Fig. 7...9 dargestellten Vektordiagramme konstruieren.

Falls  $|\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow \infty| > |\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow 0|$  gilt [bei gleichem  $\hat{I}_{(1\omega)c}$ ] und  $\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow \infty$  und  $\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow 0$  gleiches Vorzeichen haben, erhält man das Vektordiagramm nach Fig. 7.

Wenn  $|\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow \infty| < |\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow 0|$  gilt [bei gleichem  $\hat{I}_{(1\omega)c}$ ], aber beide weiterhin gleiches Vorzeichen haben, ergibt sich das in Fig. 8 dargestellte Vektordiagramm.

Wenn  $\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow \infty$  und  $\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow 0$  einander entgegengesetzte Vorzeichen haben, im übrigen aber beliebige Beträge, so erhält man das in Fig. 9 dargestellte Bild.

In den Fig. 7...9 stellt die Strecke  $\overline{AB}$  das Ergebnis, die auf das Quadrat der Grundwellenamplitude bezogene Oberwellenamplitude im Kollektorkreis dar.

$$\overline{AB} = \frac{\hat{I}_{(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}$$

Die aus diesen Vektordiagrammen erhaltenen Ergebnisse sind ungefähr bis zur halben  $f_T$ -Frequenz brauchbar.

### 3. Berechnung der 2. Harmonischen (Sonderfälle)

Für sehr grosse (zusätzliche) Gegenkopplung ( $A \rightarrow \infty$ ) geht auch  $\mu \rightarrow \infty$ . Dabei geht aber der Anteil der 2. Harmonischen im Kollektorstrom im allgemeinen *nicht asymptotisch gegen Null*<sup>2)</sup>, wie das z. B. bei einem Röhrenverstärker der Fall ist, solange kein Gitterstrom fliesst, sondern er strebt wegen des endlichen Basisstromes gegen einen Grenzwert, wie er sich aus Gl. (19) mit (20) und (22) für  $\mu \rightarrow \infty$  ergibt. Für nicht zu hohe Frequenzen aus der Gl. (19a) für  $\omega \rightarrow 0$ :

$$\hat{I}_{(2\omega)c} \mu \rightarrow \infty = \frac{(v_{kv(2\omega)} - r_{r1(2\omega)}) g_{eb'} - (i_{ge(2\omega)}) k_v + k_v r_{el} (i_{ge(2\omega)} g_{cb'} - i_{gc(2\omega)} g_{eb'})}{k_v + g_{eb'} \left( r_{el1} + \frac{R_2}{k_v} \right) + k_v g_{cb'} R_2 (1 + g_{eb'} r_{el})} \quad (24)$$

für  $R_2 \rightarrow 0$  werden  $v_{kv(2\omega)} = 0$  und  $i_{gc(2\omega)} = 0$ , und es wird dann:

$$\hat{I}_{(2\omega)c} \mu \rightarrow \infty; R_2 \rightarrow 0 = \frac{-v_{rl(2\omega)} g_{eb'} - k_v \cdot i_{ge(2\omega)} + k_v r_{el} g_{cb'} \cdot i_{ge(2\omega)}}{k_v + g_{eb'} r_{el}} \quad (25)$$

mit

$$B_9 = \frac{k_v}{2 V_{CE}}; B_2 = \frac{g_{eb'}}{I_C}$$

also im Normalfall wird:

$$\hat{I}_{(2\omega)c} \mu \rightarrow \infty; R_2 \rightarrow 0 = \frac{-\frac{1}{4} r_{el} k_v \frac{g_{eb'}}{I_C} + \frac{1}{4} r_{el} k_v \frac{g_{eb'}}{I_C} + r_{el} k_v g_{cb'} \frac{\hat{I}_{ge(2\omega)}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}}{k_v + g_{eb'} r_{el}} \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \approx 0 \quad (26)$$

Bei verschwindend kleinem Arbeitswiderstand wird also im allgemeinen tatsächlich mit grösser werdender Gegenkopplung die Amplitude der 2. Harmonischen im Kollektorstrom gegen Null gehen [der letzte Summand im Zähler von Gl. (26) ist

<sup>2)</sup> Dies rührt daher, dass in der angenommenen Schaltung eine wesentliche Grundbedingung für die verzerrungsvermindernde Wirkung der Gegenkopplung verletzt wird. Die Gegenkopplungsspannung wird nicht von demselben Strom erzeugt wie die Ausgangsspannung; Gegenkopplungs- und Ausgangsspannung weisen deshalb nicht genau denselben Verlauf über der Zeit auf.

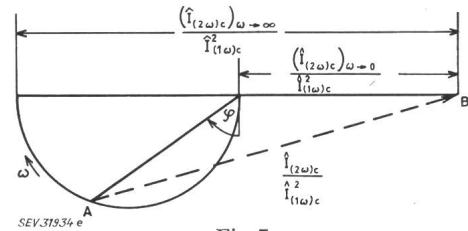


Fig. 7

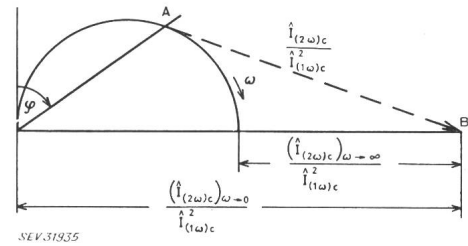


Fig. 8

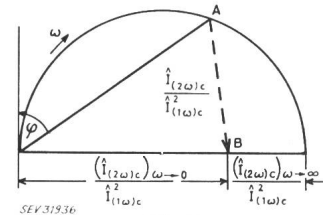


Fig. 9

Fig. 7, 8 und 9

#### Vektordiagramme zur Ermittlung der 2. Harmonischen bei endlichen Frequenzen

$\hat{I}_{(1\omega)c}$	Scheitelwert der Grundharmonischen im Kollektorstrom
$\hat{I}_{(2\omega)c}$	Scheitelwert der 2. Harmonischen im Kollektorstrom
$\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow 0$	dto. für $\omega \rightarrow 0$
$\hat{I}_{(2\omega)c}\omega \rightarrow \infty$	dto. für $\omega \rightarrow \infty$
$\omega$	Frequenz der Grundharmonischen
$\varphi$	Phasenwinkel aus Gl. (23)

normalerweise vernachlässigbar klein]. Eine genauere Diskussion von Gl. (19) ergibt mit zunehmendem Arbeitswiderstand nacheinander die in Fig. 10 dargestellten Verläufe der Klirrdämpfung<sup>3)</sup> des Kollektorstromes über dem Gegenkopplungsgrad  $A$ .

Die tatsächlich an Transistoren in Abhängigkeit von der zusätzlichen Gegenkopplung und vom Arbeitswiderstand gemessenen Klirrdämpfungen stimmten recht gut mit den theoretischen Verläufen überein (s. Abschn. 8, Fig. 16), abgesehen

davon, dass die Maxima von  $a_{k2}$  bei den gemessenen Werten nicht sehr stark ausgeprägt waren. Bei höheren Frequenzen und wenn die zusätzliche Gegenkopplung einen Phasenwinkel aufweist, werden diese Maxima immer mehr abgeflacht und verschwinden schliesslich völlig.

Bei kleinem Arbeitswiderstand treten die Kurvenverläufe nach Fig. 10a nur auf, wenn die Stromverstärkung  $\beta_0$  mit zu-

<sup>3)</sup> Siehe hierzu auch Abschnitt 6.

nehmendem Kollektorgleichstrom grösser wird, wenn also  $B_{2i} < g_{eb'}/I_C$  ist. Ist  $\beta$  von der Grösse des Kollektorstromes unabhängig, ist also

$$B_{2i} < \frac{g_{eb'}}{I_C}$$

so ergibt sich für  $R_2 = 0$  eine Proportionalität zwischen dem Gegenkopplungsgrad und der Klirrdämpfung  $a_{k2}$ . Dieser Verlauf ist in Fig. 10b gestrichelt dargestellt. Nimmt  $\beta$  mit grösser werdendem Kollektorgleichstrom ab, ist also

$$B_{2i} > \frac{g_{eb'}}{I_C}$$

so treten mit von Null an grösser werdendem Arbeitswider-

$$\begin{aligned} (\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0} = \frac{1}{4} & \left\{ \frac{r_{el}(R_1 + \mu R_e) \cdot \left( B_{2i} - \frac{g_{eb'}}{I_C} \right) - \frac{r_{el}}{I_C} + R_2(R_1 + \mu R_e) \cdot \left( \frac{B_{2i}}{k_v} - B_{2v} r_{el} + B_{5i} \right)}{\mu R_e + (1 + r_g g_{eb'}) \cdot \left( r_{el} + \frac{R_2}{k_v} \right) + R_2 g_{cb'} r_g} + \right. \\ & \left. + \frac{R_2^2 \left[ (R_1 + \mu R_e) \cdot \left( -\frac{B_{2v}}{k_v} - B_{5v} + B_9 \right) \frac{g_{eb'}}{k_v^2} \right]}{\mu R_e + (1 + r_g g_{eb'}) \cdot \left( r_{el} + \frac{R_2}{k_v} \right) + R_2 g_{cb'} r_g} \right\} = \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \end{aligned} \quad (29)$$

stand nur die in Fig. 10b und 10c voll ausgezogenen Kurven auf.

Wenn die Klirrdämpfung  $a_{k2}$  immer (also für beliebig grosse Gegenkopplung) mit der Gegenkopplung gehen soll, so muss, auch wenn die zu Gl. (26) gemachten Voraussetzungen nicht erfüllt sind, gelten:

$$g_{eb'} = k_v \frac{i_{ge(2\omega)} + i_{gc(2\omega)}}{v_{kv(2\omega)} - v_{rl(2\omega)}} \quad (27)$$

Dies folgt aus Gl. (22) für  $\mu \rightarrow \infty$  und  $D_c = 0$ .

Die Klirrdämpfung  $a_{k2}$  hat also über der Gegenkopplung ein Maximum, dessen Lage von der Grösse des Arbeitswiderstandes (und auch vom Generatorinnenwiderstand) abhängig ist. Man kann den Verlauf von  $a_{k2}$  natürlich auch über dem Arbeitswiderstand darstellen. Es ergibt sich wieder ein Maximum, dessen Lage von der Grösse der zusätzlichen Gegenkopplung  $\mu$ , des Generatorinnenwiderstandes und von  $R_e$  abhängt (s. Abschn. 8, Fig. 13).

Wenn diese drei Grössen vernachlässigbar klein sind, tritt das Maximum von  $a_{k2}$  auf, wenn erfüllt ist:

$$R_2 = \sqrt{2k_v r_{el} \frac{V_{CE}}{I_C}} \quad (28)$$

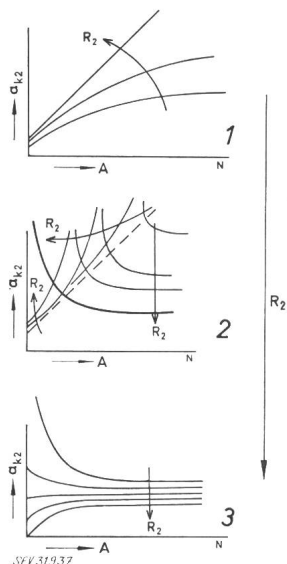


Fig. 10  
Klirrdämpfung  $a_{k2}$  als Funktion des Gegenkopplungsgrades  $A$  und des Arbeitswiderstandes  $R_2$  (vgl. Fig. 16)

$I$  nur für  $B_{2i} < \frac{g_{eb'}}{I_C}$  (s. Text);

2  $0 \leq R_2$ ; 3  $R_2$  grösser als in Ziff. 2; Pfeilrichtung des vertikalen Pfeiles  $R_2$  bedeutet:  $R_2$  nimmt zu

Jede Vergrösserung des Generatorinnenwiderstandes, des Gegenkopplungsgrades oder des Emittorvorwiderstandes bewirkt, dass der Arbeitswiderstand, bei dem das Maximum von  $a_{k2}$  auftritt, kleiner wird. Den stärksten Einfluss hat dabei eine Änderung des Generatorinnenwiderstandes.

Auch über dem Arbeitswiderstand dargestellt, ist das Maximum der Klirrdämpfung nur bei relativ niedrigen Frequenzen sehr ausgeprägt und wird mit zunehmender Frequenz immer flacher (s. Abschn. 8, Fig. 13). Aus Gl. (19) mit Gl. (20) und (22) erhält man durch Einsetzen der Gl. (1)...(6) jetzt unter Vernachlässigung der in den Gl. (20) und (22) nicht unterstrichenen Summanden für tiefe Frequenzen<sup>4)</sup>:

hier ist  $R_1 = R_g + r_{bb'}$ , zu setzen.  $R_2 = R_c + R_e$ .

Für hohe Frequenzen erhält man so:

$$\begin{aligned} (\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{\hat{I}_{(1\omega)c}^2}{4c_{eb'} \cdot \left( r_{el} + \frac{R_2}{k_v} \right) + 4 R_2 c_{cb'}} \cdot \left[ r_{el} \left( B_{4i} - \frac{c_{eb'}}{I_C} \right) + R_2 \left( -r_{el} B_{4v} + \frac{B_{4i}}{k_v} + \frac{B_7}{2\sqrt{V_{CE}}} \right) + \right. \\ \left. + R_2^2 \left( -\frac{B_{4v}}{k_v} + \frac{B_6 + B_7 I_C}{4 V_{CE} \sqrt{V_{CE}}} + \frac{B_9 c_{eb'}}{k_v^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (30)$$

Für kleine Arbeitswiderstände ( $R_2 = 0$  gesetzt!) vereinfachen sich die Gl. (29) und (30) sehr stark und man erhält so näherungsweise statt Gl. (29):

$$\begin{aligned} (\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0; R_2 \ll k_v r_{el}} = \\ = \frac{1}{4 I_C} \cdot \frac{(B_{2i} I_C - g_{eb'}) (R_1 + \mu R_e) - 1}{\frac{\mu R_e}{r_{el}} + 1 + R_1 g_{eb'}} \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \end{aligned} \quad (31)$$

Wenn die Stromverstärkung  $\beta$  nicht von der Grösse des Kollektorstromes abhängig ist, so gilt:

$$B_{2i} I_C = g_{eb'}$$

und Gl. (31) vereinfacht sich weiter:

$$(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow 0; R_2 \ll k_v r_{el}} = \frac{-1}{4 I_C \left( \frac{\mu R_e}{r_{el}} + R_1 g_{eb'} + 1 \right)} \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \quad (32)$$

In diesen Gleichungen ist  $R_1 = R_g + r_{bb'}$ , und  $R_2 = R_c + R_e$ . Aus Gl. (30) wird für  $R_c \rightarrow 0$ :

$$(\hat{I}_{(2\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty; R_2 \ll k_v r_{el}} = \frac{1}{4} \frac{c_{eb'} - B_{4i} I_C}{c_{eb'} I_C} \hat{I}_{(1\omega)c}^2 \quad (33)$$

#### 4. Berechnung der Amplitude der (durch den quadratischen Teil der Kennlinie erzeugten) Summen- bzw. Differenzfrequenzströme

Die hergeleiteten Gleichungen gelten auch hiefür, nur wird für das Nutzsignal an Stelle von  $\hat{I}_{(1\omega)c} \cdot \cos \omega t$  jetzt eingesetzt:

$$\hat{I}_{(\omega_1)c} \cos \omega_1 t + \hat{I}_{(\omega_2)c} \cos \omega_2 t$$

<sup>4)</sup> Bei starkem Gegenkopplungsgrad und gleichzeitig grossem Arbeitswiderstand ist zu prüfen, ob im Nenner eventuell der ausführliche Ausdruck von Gl. (20) einzusetzen ist.

Um die Amplitude des Kollektorwechselstromes mit der Summe bzw. Differenz der beiden Nutzfrequenzen zu erhalten, ist dann in die Gl. (29) und (30) bzw. (31), (32), und (33) anstatt  $\hat{I}_{(1\omega)c}^2$  einzusetzen:

$$2 \hat{I}_{(\omega_1)c} \hat{I}_{(\omega_2)c}$$

Die Gl. (29) bzw. (31) und (32), die bisher für  $\omega \rightarrow 0$  galten, gelten nun für  $(\omega_1 - \omega_2) \rightarrow 0$  und die Gl. (30) bzw. (33), die für  $\omega \rightarrow \infty$  galten, gelten für  $(\omega_1 - \omega_2) \rightarrow \infty$ . Für endliche Differenz der beiden Frequenzen kann wieder eines der beschriebenen Vektordiagramme gezeichnet werden. Zur Berechnung des Winkels  $\varphi$  ist jetzt aber in Gl. (23) an Stelle von  $2\omega = \omega_1 \pm \omega_2$  einzusetzen. (Positives Vorzeichen zur Berechnung der Amplitude des Summenfrequenzstromes, negatives Vorzeichen: Differenzfrequenz.)

### 5. Berechnung der 3. Harmonischen

Die Rechnung läuft prinzipiell ebenso, wie bei der Berechnung der 2. Harmonischen dargestellt, mit dem Unterschied, dass in die Potenzreihenentwicklungen, wie in [2] erläutert, die Summe aus Grundwelle und 2. Harmonischer einzusetzen ist. Die Rechnung hier im einzelnen darzustellen, würde den Rahmen dieses Aufsatzes sprengen. Dasselbe gilt auch für die Ergebnisse dieser Rechnung für den allgemeinen Fall (beliebig grosser Arbeitswiderstand). Die Formeln hierfür werden so umfangreich, dass es nicht zweckmässig und sinnvoll erscheint, sie hier anzugeben. Ausserdem stehen die hierzu erforderlichen Messwerte im allgemeinen nicht zur Verfügung bzw. sind nur unter grossen Schwierigkeiten zu ermitteln. Für kleinen Arbeitswiderstand ergibt sich aber auch hier eine sehr beträchtliche Vereinfachung des Ergebnisses. Man erhält nämlich:

$$\begin{aligned} (\hat{I}_{(3\omega)c})_{\omega \rightarrow 0, R_2 \ll k_{vrel}} &= \\ &= \frac{3R_1^2 y^2 + (2x - 6)R_1 y + 3 - 2x}{24 I_C^2 x^2} \hat{I}_{(1\omega)c}^3 \end{aligned} \quad (34)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} x &= 1 + \frac{\mu R_e}{r_{el}} + R_1 g_{eb'}^5 \\ y &= B_{2i} I_C - g_{eb'} \\ R_1 &= R_g + r_{bb'} \\ R_2 &= R_c + R_e \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Wenn die Stromverstärkung  $\beta$  als unabhängig vom Kollektorstrom angenommen werden kann, wird  $B_{2i} I_C = g_{eb'}$ , damit  $y = 0$  und Gl. (34) vereinfacht sich weiter:

$$(\hat{I}_{(3\omega)c})_{\omega \rightarrow 0, R_c \rightarrow 0} = \frac{3 - 2x}{24 I_C^2 x^2} \hat{I}_{(1\omega)c}^3 \quad (36)$$

Aus Gl. (34) mit (35) ist abzuleiten, dass die Amplitude der 3. Harmonischen ein Minimum bekommt, wenn erfüllt ist:

$$B_{2i} I_C - g_{eb'} = \frac{1}{R_g + r_{bb'}} \quad (37)$$

Normalerweise ist  $B_{2i} I_C \leq g_{eb'}$ , d. h. dieses Minimum ergibt sich bei  $R_g \rightarrow \infty$  bzw. bei negativen Werten des Generatorinnenwiderstandes. Falls  $B_{2i} I_C > g_{eb'}$  ist, wenn also die Stromverstärkung mit zunehmendem Kollektorstrom kleiner wird, tritt es bei endlich positiven Werten von  $(R_g + r_{bb'})$  auf.

<sup>5)</sup>  $\mu$  wurde durch Gl. (16) bzw. (17) definiert.

Im Gegensatz zu dem im folgenden beschriebenen ist dieses Minimum unabhängig von der Grösse der zusätzlichen Gegenkopplung bzw. von  $R_e$ .

Ein zweites Minimum tritt auf wenn erfüllt ist:

$$B_{2i} I_C - \frac{1}{3} g_{eb'} = \frac{1 - 2 \frac{\mu R_e}{r_{el}}}{3 (R_g + r_{bb'})} \quad (38)$$

Dieses Minimum tritt im allgemeinen bei durchaus realisierbaren Werten von  $\mu R_e$  bzw.  $R_g$  auf.

Falls die Stromverstärkung wieder als unabhängig von der Grösse des Kollektorstromes angenommen werden kann, vereinfacht sich Gl. (38) zu:

$$1 - 2 \mu \frac{R_e}{r_{el}} - 2 (R_g + r_{bb'}) g_{eb'} = 0 \quad (39)$$

Auch hier werden mit zunehmender Frequenz die Maxima der Klirrdämpfung immer weiter abgebaut.

Für die Amplitude der 3. Harmonischen bei extrem hohen Frequenzen und kleinem Arbeitswiderstand gilt:

$$(\hat{i}_{(3\omega)c})_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{1}{24 I_C^2} (3z^2 - 4z + 1) \hat{I}_{(1\omega)c}^3 \cos 3\omega t \quad (40)$$

$$\text{mit } z = \frac{B_{4i} I_C}{c_{eb'}} \quad (41)$$

Gl. (40) mit (41) gilt unabhängig von der Grösse des Emittorvorwiderstandes und der zusätzlichen Gegenkopplung, kann aber nur als Faustformel zur Ermittlung der Tendenz der Frequenzabhängigkeit der dritten Harmonischen dienen.

### 6. Berechnung der Klirrdämpfungen

In den vorangegangenen Gleichungen wurde immer nur der Scheitelwert des Oberwellenstromes bezogen auf das Quadrat bzw. die dritte Potenz des Grundwellenstromes angegeben. In der Praxis interessiert aber im allgemeinen die Klirrdämpfung in Neper bzw. in db. Im folgenden sollen deshalb die Gleichungen angegeben werden, die die benötigten Zusammenhänge herstellen.

Der Ausgangspegel werde in einer Schaltung nach Fig. 11 gemessen (Gleichstromversorgung des Transistors weggelassen). An den Klemmen  $a-b$  sei ein selektiver Pegelmesserschaltung mit dem Eingangswiderstand  $R_a$  (der Arbeitswiderstand  $R_c$  kann also, muss aber nicht, gleich  $R_a$  sein). Dann seien  $P_{(1\omega)}$ ,  $P_{(2\omega)}$  ... die (absoluten) Pegel der Spannungen mit den Frequenzen  $1\omega$ ;  $2\omega$  ... in Neper, die von diesem Pegelmesserschaltung angezeigt werden. Unter diesen Voraussetzungen ist dann:

$$a_{k2} = P_{(1\omega)c} - P_{(2\omega)c} = -\ln \frac{\hat{I}_{(2\omega)c}}{\hat{I}_{(1\omega)c}^2} + \ln \frac{R_a}{\sqrt{1,2}} - P_{(1\omega)c} \quad (42)$$

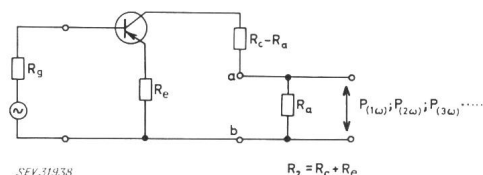


Fig. 11

#### Prinzipschaltung zur Messung der Klirrdämpfungen

- $R_g$  Innenwiderstand der Signalquelle;
- $R_a$  Eingangswiderstand des Pegelmesserschaltung;
- $R_c$  Arbeitswiderstand im Kollektorkreis (vgl. Fig. 1);
- $R_e$  Emittorvorwiderstand (vgl. Fig. 3 bzw. Fig. 5)

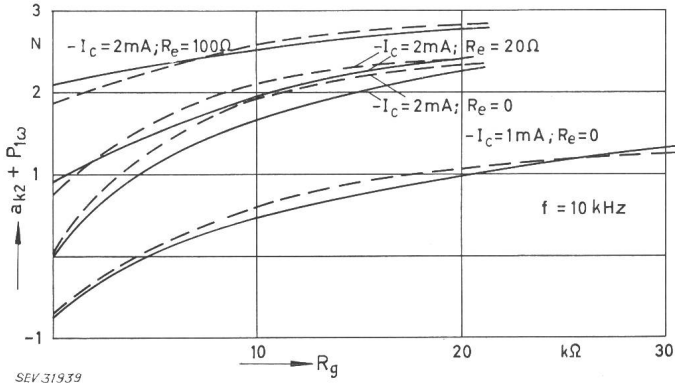


Fig. 12

$a_{k2}$  als Funktion des Generatorinnenwiderstandes  $R_g$  bei tiefer Frequenz für  $R_2 \rightarrow 0, R_e = 0; \mu = 1$

Aus Gl. (31) mit Gl. (42)

$a_{k2}$  Klirrdämpfung der 2. Harmonischen [Neper]

$P_{1\omega}$  Pegel [N] der Grundharmonischen am Pegelmesser (vgl. Fig. 11)

$\mu$  Gegenkopplungsfaktor aus Gl. (16) bzw. (17);  $\mu = 1$  bedeutet: hier ist nur die Eigengegenkopplung durch den Emittorvorwiderstand  $R_e$  wirksam

ausgezogene Kurven: gerechnet für  $\omega \rightarrow 0$ , gestrichelte: gemessen bei  $f = 10$  kHz

(Der Ausdruck  $a_{k2} + P_{1\omega}$  wird unabhängig von der Grösse von  $P_{1\omega}$ , da bei einer Vergrößerung von  $P_{1\omega}$   $a_{k2}$  um denselben Betrag kleiner wird)

$$a_{k3} = P_{1\omega}c - P_{3\omega}c = -\ln \frac{\hat{I}_{3\omega}c}{\hat{I}_{\omega}c} + \ln \frac{R_a^2}{1,2} - 2P_{1\omega}c \quad (43)$$

$a_{k2}, a_{k3}, P_{1\omega}c, P_{2\omega}c, P_{3\omega}c$  in Neper;  $\hat{I}_{1\omega}c, \hat{I}_{2\omega}c, \hat{I}_{3\omega}c$  in Ampère;  $R_a$  in Ohm.

## 7. Die zur Rechnung erforderlichen (Transistor-) Parameter und ihre Bestimmung

1.  $r_{el} \approx \frac{V_T}{I_C}$ ;

$V_T = 26$  mV bei Raumtemperatur,  
 $I_C$  Kollektorgleichstrom

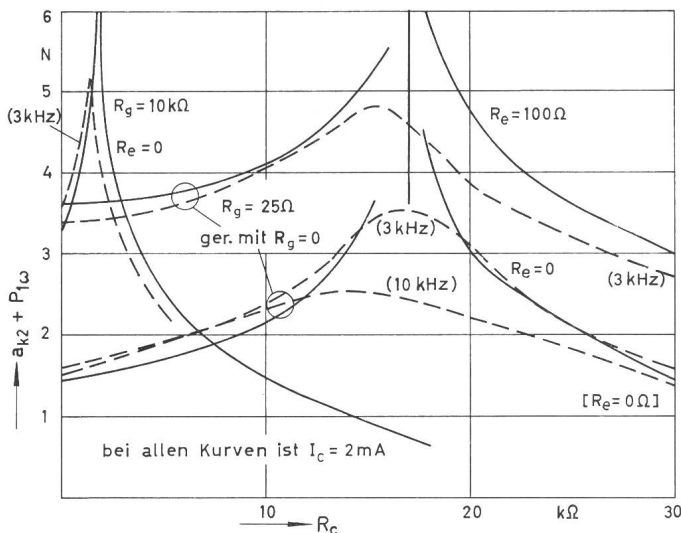


Fig. 13

$a_{k2}$  als Funktion des Arbeitswiderstandes  $R_c$  bei  $\omega \rightarrow 0$

$\mu = 1$

$R_e, R_g$  Parameter

Aus Gl. (29) mit Gl. (42)

$a_{k2}$  Klirrdämpfung der 2. Harmonischen;

$P_{1\omega}$  Pegel der Grundharmonischen am Pegelmesser

Die Frequenzangaben an den gestrichelten Kurven bedeuten die Frequenzen, bei denen sie gemessen wurden. Die ausgezogenen Kurven wurden gerechnet für  $\omega \rightarrow 0$

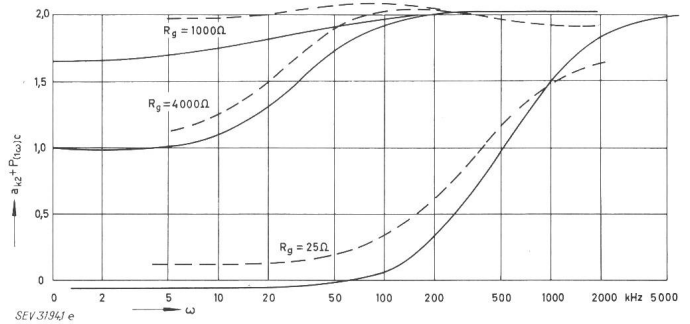


Fig. 14

$a_{k2}$  als Funktion der Frequenz der Grundharmonischen

$R_e$  und  $R_c \approx 0, \mu = 1$

$R_g$  Parameter (Generatorinnenwiderstand)

Aus Gl. (31), (33),

$P_{1\omega}c$  Pegel der Grundharmonischen am Pegelmesser

2.  $g_{eb'} = \frac{1}{\beta_0 r_{el}}$

$\beta_0$  Stromverstärkungsfaktor gemessen in Emitterschaltung bei niedriger Frequenz

3.  $c_{eb'} = \frac{1}{\omega} \text{Im} \left[ \frac{1}{(h_{11e})_{f < f_\beta} - r_{bb'}} \right] \approx c_{11e} =$   
 $= \frac{1}{\omega} \text{Im} (y_{11e})_{f < f_\beta}$

oder:

$$c_{eb'} = \frac{g_{eb'}}{2\pi f_\beta} = \frac{1}{2\pi f_T r_{el}}$$

4.  $g_{cb'} = R_e (h_{22b})_{f_u} - \frac{\alpha_0' g_{eb'}}{k_v}$  (6) 7)

$f_T$  Transitfrequenz (Frequenz bei der theoretisch  $\beta = 1$  wird)

$$\alpha_0' = \frac{1}{1 + r_{el} g_{eb'}}$$

5.  $c_{eb'} = \frac{\text{Im} (h_{12b})_{f \ll f_T}}{\omega r_{bb'}} - \frac{c_{eb'}}{k_v (1 + r_{el} g_{eb'})}$

6.  $r_{bb'} = \frac{1}{2\pi f_{y21e} c_{eb'}} = \frac{r_{el} f_T}{f_{y21e}}$

$f_{y21e}$  Steilheitsgrenzfrequenz in Emitterschaltung

7.  $R_1 = R_g + r_{bb'}$

$R_g$  Innenwiderstand des Signalgenerators  $r_{bb'}$ ,

$r_{bb'}$  Basisbahnwiderstand

8.  $\frac{1}{k_v} = [(y_{22c})_{f_u} - g_{cb'}] r_{el} - \frac{r_{bb'} g_{cb'}}{1 + r_{bb'} g_{eb'}} \approx (y_{22e})_{f_u} r_{el}$  (6)

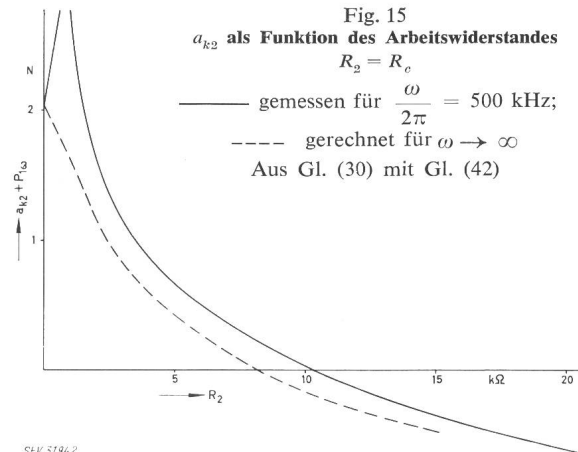


Fig. 15

$a_{k2}$  als Funktion des Arbeitswiderstandes

$R_2 = R_c$

— gemessen für  $\frac{\omega}{2\pi} = 500$  kHz;

--- gerechnet für  $\omega \rightarrow \infty$

Aus Gl. (30) mit Gl. (42)

6)  $f_u$  tiefste Frequenz, bei der das Ersatzschaltbild nach Fig. 1 noch gilt (Mitlaufeffekt, [4])

7) Betreffend  $k_v$  siehe Ziff. 8.

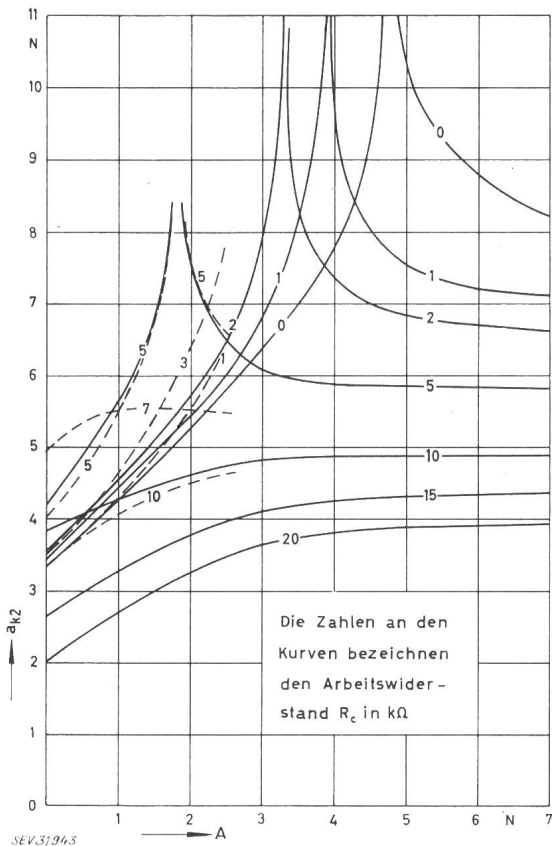


Fig. 16  
 $\alpha_{k2}$  als Funktion der zusätzlichen Gegenkopplung  $A$  [N] bei verschiedenen grossen Arbeitswiderständen  $R_c$   
 Bezogen auf einen Pegel der Grundharmonischen von 0 [N]  
 Grundharmonische  $f = 3$  kHz,  $R_g = 22 \Omega$

### 8. Messergebnisse

Die erhaltenen Ergebnisse wurden messtechnisch nachgeprüft u. a. für einen Ge-pnp-Transistor AC 122 ( $I_C = 2$  mA,  $V_{CE} = 10$  V).

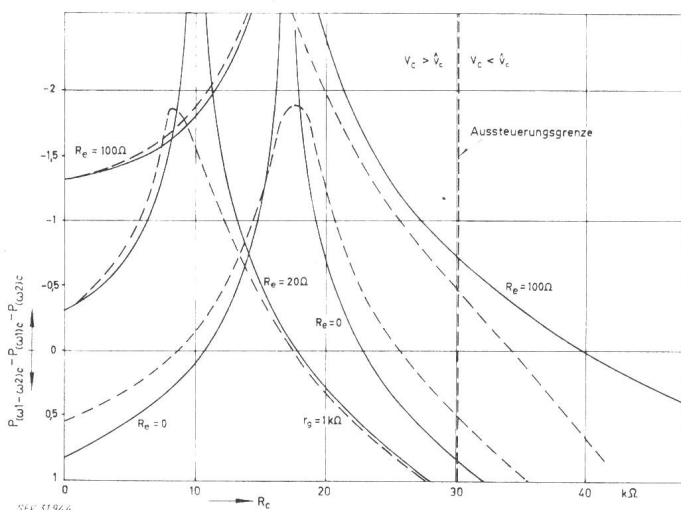


Fig. 17  
 Pegel der Differenzfrequenz bezogen auf die Summe der Pegel der Grundharmonischen als Funktion des Arbeitswiderstandes für verschieden grosse Emitterwiderstände  $R_e$

$\mu = 1, R_g = 0$  bzw.  $1$  k $\Omega$

Berechnet gemäss Abschnitt 3

- $P(\omega_1 - \omega_2)c$  Pegel der Differenzfrequenz
- $P(\omega_1)c$  Pegel der Grundharmonischen der Frequenz  $\omega_1$
- $P(\omega_2)c$  Pegel der Grundharmonischen der Frequenz  $\omega_2$

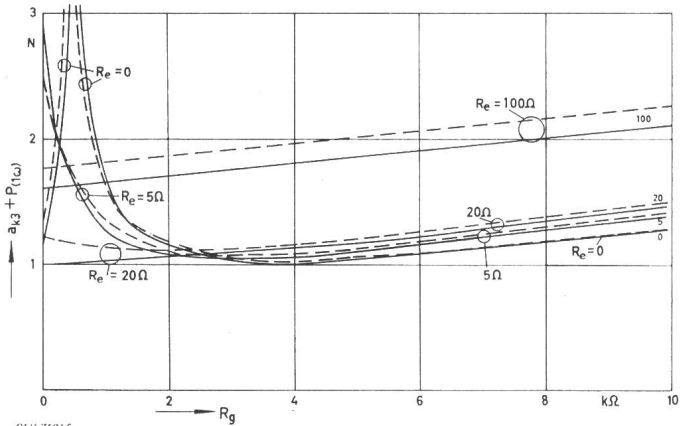


Fig. 18  
 Klirrdämpfung  $\alpha_{k3}$  der 3. Harmonischen als Funktion des Generatorinnenwiderstandes  $R_g$  bei verschieden grossen Emitterwiderständen  $R_e$  für tiefe Frequenzen

$P_{1\omega}$  Pegel der Grundharmonischen am Pegelmesser

Die in Abschnitt 6 angegebenen Parameter hatten bei dem betrachteten Transistor folgende Zahlenwerte:

$$r_{el} = \frac{26 \text{ mV}}{2 \text{ mA}} = 13 \Omega; \quad g_{eb'} = 0,5 \text{ mS};$$

$$c_{eb'} = 3,44 \text{ nF}; \quad g_{cb'} = 0,138 \mu\text{S};$$

$$r_{bb'} = 147 \Omega; \quad k_v = 2250;$$

Die in Abschnitt 2 verwendeten Konstanten ergeben sich daraus aus Gl. (7...15) zu:

$$B_{2i} = 0,25 \text{ V}^{-1}; \quad B_{2v} = -0,0107 \cdot 10^{-3} \frac{\text{A}}{\sqrt{2}};$$

$$B_{4i} = 1,526 \cdot 10^{-6} \frac{\text{F}}{\text{A}}; \quad B_{4v} = -1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{F}}{\text{V}};$$

$$B_9 = 712 \text{ V}^{-\frac{1}{2}};$$

$$B_{5i} = 0,067 \cdot 10^{-3} \text{ V}^{-1}; \quad B_{5v} = -0,0086 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\sqrt{2}};$$

$$B_6 = 43,65 \cdot 10^{-12} \text{ V}^{-\frac{1}{2}} \text{ As}; \quad B_7 = 9,805 \cdot 10^{-9} \text{ V}^{-\frac{1}{2}} \text{ s};$$

Die unter Zugrundelegung dieser Zahlenwerte berechneten Klirrdämpfungen sind in den Fig. 12...18 durchgezogen, die entsprechenden am Transistor gemessenen Werte gestrichelt dargestellt.

### Literatur

- [1] R. Feldtkeller und W. Wolman: Fastlineare Netzwerke. Telegr.- und Fernsprechtechnik 20(1931) 6. S. 167...171, 8. S. 242...248.
- [2] W. Bitzer: Nichtlineare Verzerrungen von als Verstärker betriebenen Transistoren bei sinusförmiger Aussteuerung. Bull. SEV, 53(1962) 4, S. 139...146.
- [3] W. Benz: Die für die Übertragungstechnik charakteristischen Eigenschaften des Transistors und deren Verknüpfung. Frequenz, Bd. 15, Nr. 1 (Jan. 1961), S. 17...29.
- [4] O. Müller: Basisfeld, Multiplikationseffekt, Mitlaufeffekt, NTZ, 1962, H. 12.

Adresse des Autors:

W. Bitzer, dipl. Ingenieur, Telefunken GmbH., Backnang (Deutschland).