

# Temperaturverhalten und Anwendungsbeispiele von elektronischen Schaltern mit komplementären Transistoren

Autor(en): **Bachmann, A. E.**

Objektyp: **Article**

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**

Band (Jahr): **39 (1961)**

Heft 12

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-875265>

## **Nutzungsbedingungen**

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

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

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

## **Haftungsausschluss**

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

TECHNISCHE MITTEILUNGEN  
BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von den Schweizerischen Post-, Telephon- und Telegraphen-Betrieben - Publié par l'entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses - Pubblicato dall'Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

A. E. Bachmann, Bern

621.318.57:621.395.345

## Temperaturverhalten und Anwendungsbeispiele von elektronischen Schaltern mit komplementären Transistoren

**Zusammenfassung.** In einem I. Teil werden auf Grund der Gleichungen des idealen Transistors die Eigenschaften von elektronischen Schaltern mit komplementären Transistoren abgeleitet. Dabei richtet sich die Aufmerksamkeit besonders auf das Verhalten der Schaltcharakteristik bei veränderlicher Temperatur. Die abgeleiteten Beziehungen werden an Hand von Messungen überprüft und diskutiert. Je nachdem ob der Schalter 2, 3 oder 4 Hauptanschlüsse besitzt, wird er Zwei-, Drei-, oder Vierpol-schalter genannt.

Der II. Teil bringt einige Anwendungsbeispiele, wie sie in der heutigen Vermittlungstechnik vorkommen können: Zeitschalter, Taktgeber, Sägezahn-generator, Amplitudenvergleichsschaltung, Temperaturschalter, Ringzähler und Untersetzer.

Am Schluss werden Sperrschaltungen besprochen, bei welchen von  $n$  parallel liegenden Schaltern nur ein einziger leiten darf, während die restlichen gesperrt bleiben.

### Einführung

Die heute üblichen Telephonzentralen machen Gebrauch von einer sehr grossen Zahl von Relais und Wählern, die mit Hilfe von mechanisch bewegten metallischen Kontakten Verbindungen herstellen und unterbrechen. Vermittlungssysteme der Zukunft müssen sehr grosse Verkehrsvolumen in sehr kurzer Zeit bewältigen und gleichzeitig das bestehende Übertragungsnetz wirtschaftlicher ausnutzen. Man ist deshalb bestrebt, den langsam bewegten Metallkontakt entweder durch einen schnelleren, wie im Falle des Zungenrelais<sup>1</sup> und des Ferreed<sup>2</sup>, oder aber durch einen sehr schnellen elektronischen Schalter mit sonst ähnlichen Eigenschaften zu ersetzen. Mehrere erfolgversprechende Elemente sind schon entwickelt und zum Teil bei Versuchen auch angewendet worden, wie etwa der Salow-Schalttransistor, die Kaltkathodendiode, der Deplistor, Thyristor, Spitzentransistor,

**Résumé.** Dans la première partie, les caractéristiques des commutateurs électroniques à deux transistors complémentaires sont dérivées des équations du transistor idéal. Le but est de montrer l'influence d'un changement de température sur ces caractéristiques. Les résultats des calculations sont comparés avec ceux qui ont été mesurés avec des commutateurs types. Selon le nombre des connexions externes, les commutateurs sont appelés commutateurs à transistors complémentaires type diode, triode ou tétrade.

La deuxième partie montre des applications dans le domaine téléphonique: commutateur à temps, générateur de mesure, discriminateur d'amplitude, commutateur à température, compteur en anneau et diviseur binaire.

Finalement des circuits de blocage sont discutés, dans lesquels, sur  $n$  commutateurs mis en parallèle, un seul doit être conducteur.

die Doppelbasisdiode und vor allem die aus vier Halbleiterschichten bestehende pnpn-Diode und pnpn-Triode<sup>3 bis 11</sup>. Alle diese Elemente besitzen eine Impedanzcharakteristik mit einem hohen Widerstand im gesperrten und einem niedrigen Widerstand im leitenden Zustand. Dazwischen befindet sich ein Übergangsbereich mit negativem Widerstand. Es sind demzufolge bistabile Schalter mit Gedächtnisfunktion, ähnlich einem Haltekontakt, die mit Hilfe von kurzzeitig angelegten Steuersignalen hin und her geschaltet werden können. Ihre Verwendung ist heute noch stark dadurch behindert, dass ihr Preis bei zum Teil weniger guten Eigenschaften höher ist als derjenige eines Relaiskontaktes.

Es ist nun durchaus möglich, mit Hilfe von Transistorschaltungen ebenfalls solche bistabile Schalter mit negativen Impedanzcharakteristiken zu konstruieren, die als Ersatzschaltungen der oben erwähnten

Elemente angesehen werden können. Als Vorteil erweist sich dabei, dass man Eingriffe in die Schaltung machen kann, um die Charakteristik derselben zu ändern und zu verbessern.

Solche Schalter eignen sich deshalb sehr gut für Untersuchungen über das Verhalten, die Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten der erwähnten Elemente ganz allgemein.

Die Transistorschaltungen benutzen einen pnp-Transistor und einen npn-Transistor sowie eine Referenzspannungsquelle. Die beiden komplementären Transistoren sind in einer stark rückgekoppelten Art zusammengeschaltet. Die Rückkopplung wird aber erst positiv, nachdem eine mit der Referenzspannung eng verknüpfte Potentialdifferenz überschritten wird und der Schalter vom gesperrten in den leitenden Zustand kippen kann. Je nachdem ob der Schalter zwei, drei oder vier Hauptanschlüsse besitzt, wird er Zweipol-, Dreipol- oder Vierpolschalter genannt.

A. Harel hat in seiner Promotionsarbeit<sup>12</sup> besonders die Eigenschaften von Zweipol- aber auch von Dreipol-Schaltern bei konstanter Temperatur untersucht. Für praktische Anwendungen ist das Verhalten bei veränderlicher Temperatur von ausschlaggebender Bedeutung. So ist denn der I. Teil der nachfolgenden Untersuchungen vornehmlich der Abklärung dieser Frage gewidmet. Darauf aufbauend werden im II. Teil einige typische Anwendungen besprochen.

Dieselbe Schaltung mit komplementären Transistoren kann nicht nur, wie hier, zur Erzeugung einer leerlaufstabilen, sondern auch einer kurzschlußstabilen Schaltcharakteristik verwendet werden<sup>30</sup>. Sie ist in diesem letzteren Fall als Ersatzschaltung beispielsweise für Tunneldioden verwendbar, was aber im Folgenden nicht untersucht werden soll.

## I. TEIL

### Temperaturverhalten von elektronischen Schaltern mit komplementären Transistoren

#### 1. Grundsätzliche Transistor-Beziehungen

Die Untersuchung der Schaltcharakteristik von elektronischen Schaltern mit komplementären Transistoren könnte grundsätzlich mit Hilfe des Ersatzschemas von Spitzentransistoren durchgeführt werden. Da dies aber die Schaltung mit vielen Elementen in die Ersatzschaltung eines kompakten Elementes überführt, wird diese Methode hier nicht angewendet. Vielmehr basieren die Berechnungen auf den bekannten Grundgleichungen von Flächentransistoren mit homogener Basisschicht. Die wichtigsten Zusammenhänge wie sie für einen pnp-Transistor mit den in *Figur 1* angegebenen positiven Strom- und Spannungsrichtungen gelten, seien des besseren Verständnisses wegen kurz zusammengestellt<sup>13</sup>. Diejenigen für npn-Transistoren folgen unmittelbar daraus, indem das Vorzeichen jedes Transistorstromes und jeder

Transistorspannung umgekehrt wird. Die Gleichungen für npn-Transistoren werden mit einem ' bezeichnet und anstelle des Indexes  $p$  wird ein  $n$  gesetzt.

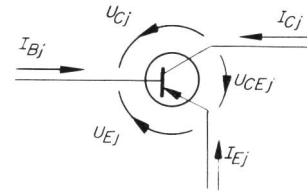


Fig. 1. Positive Strom- und Spannungsrichtungen

$$I_{Ep} = I_{SEp} \left[ \exp\left(\frac{U_{Ep}}{U_B}\right) - 1 \right] - \alpha_{Ip} I_{Scp} \left[ \exp\left(\frac{U_{Cp}}{U_B}\right) - 1 \right] \quad (1.1)$$

$$I_{Cp} = -\alpha_p I_{SEp} \left[ \exp\left(\frac{U_{Ep}}{U_B}\right) - 1 \right] + I_{Scp} \left[ \exp\left(\frac{U_{Cp}}{U_B}\right) - 1 \right] \quad (1.2)$$

Die Bedeutung der einzelnen Größen ist im Verzeichnis der Symbole (am Schluss dieser Abhandlung) angegeben. Unter Berücksichtigung des *Early*-Effektes<sup>14</sup> folgt daraus im Normalbetriebsfall mit  $-U_{Cp} \gg U_B$  und  $-U_{CEn} \gg U_B$ :

$$I_{Cp} = -\alpha_p I_{Ep} + I_{CBOp} + \frac{U_{Cp}}{r_{Cp}} \quad (1.3)$$

$$I_{Cp} = \alpha_{Ep} I_{Bp} + I_{CEOp} + \frac{U_{CEp}}{(1-\alpha_p)r_{Cp}} \quad (1.4)$$

$$U_{Ep} = U_B \ln \left[ (1-\alpha_p) + \frac{I_{Ep}}{I_{SEp}} \right] \quad (1.5)$$

dabei gilt:  $\alpha_{Ep} = \frac{\alpha_p}{1-\alpha_p} \quad (1.6)$

$$I_{CEOp} = (\alpha_{Ep} + 1) I_{CBOp} \quad (1.7)$$

$$I_{SEp} = \frac{\alpha_{Ip}}{\alpha_p} \cdot \frac{-I_{CBOp}}{1-\alpha_{Ip}\alpha_p} \quad (1.8)$$

$$\alpha_{Ip} I_{Scp} = \alpha_p I_{SEp} \quad (1.9)$$

Wenn Emitter und Kollektor gegenüber der Basis stark negativ vorgespannt sind ( $-U_{Ep} \gg U_B$  und  $-U_{Cp} \gg U_B$ ), so folgt aus Gl. (1.1) und (1.2) mit  $\alpha_p \approx 1$ :

$$I_{Ep} = -(1-\alpha_p) I_{SEp} \approx \frac{\alpha_{IEp}}{\alpha_{Ep}} I_{CBOp} \quad (1.10)$$

$$I_{Cp} = \frac{1-\alpha_{Ip}}{1-\alpha_{Ip}\alpha_p} I_{CBOp} \approx I_{CBOp} \approx -I_{Bp} \quad (1.11)$$

Wenn der Emitterstrom  $I_{Ep} = 0$  ist, so folgt aus Gl. (1.5):

$$U_{Eop} = U_B \ln(1-\alpha_p) = -U_B \ln(\alpha_{Ep} + 1) \quad (1.12)$$

Bei kurzgeschlossener Emitter-Basis-Diode ( $U_{Ep} = 0$ ) folgt aus Gl. (1.2) im Normalbetriebsfall:

$$I_{Cp} = -I_{Scp} = \frac{+I_{CBOp}}{1-\alpha_{Ip}\alpha_p} \quad (1.13)$$

Für  $U_{Cp} = 0$  folgt  $I_{Ep}$  aus Gl. (1.1) zu:

$$I_{Ep} = I_{SEp} \left[ \exp\left(\frac{U_{Ep}}{U_B}\right) - 1 \right] \quad (1.14)$$

Die Emitter-Basis-Spannung  $U_{Ep}$  sowie der Kollektorsperrstrom  $I_{CBOp}$  sind die beiden Grössen, die sich mit der Temperatur am stärksten verändern. Ihnen gegenüber können bei vielen Transistortypen die weiteren Änderungen (z. B. in  $\alpha_p, r_{Cp}, \dots$ ) vernachlässigt werden. Es gilt<sup>15</sup>:

$$I_{CBOp} = I_{00} \exp [c_1 (T - T_0)] \quad (1.15)$$

$$U_{Ej} = U_{00} \left(\frac{+}{-}\right) c_2 (T - T_0) \quad (1.16)$$

$I_{00}$  und  $U_{00}$  sind die Ausgangswerte bei  $T = T_0$  und die beiden Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  sind wie folgt gegeben:

$$c_1 \approx 0.08 / ^\circ\text{C} \text{ für Ge und } 0.04 / ^\circ\text{C} \text{ für Si} \quad (1.17)$$

$$c_2 \approx -U_B c_{1Ge} \approx -2 \text{ mV}/^\circ\text{C} \text{ für Ge und Si} \quad (1.18)$$

Diese beiden Grössen  $c_1$  und  $c_2$  sind im betrachteten Bereich von  $0 \dots 50^\circ\text{C}$  praktisch unabhängig von der Temperatur.

Das Minuszeichen in der Klammer von Gl. (1.16) gilt für den npn-Transistor. Die betreffenden Änderungen je Temperatureinheit betragen somit:

$$\frac{\partial I_{CBOp}}{\partial T} = c_1 I_{CBOp} \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial U_{Ep}}{\partial T} = c_2 \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial U_B}{\partial T} = \frac{U_B}{T} \quad (1.21)$$

Die sogenannte freie Spannung  $U_{EFj}$  tritt dann auf, wenn der Basisstrom  $I_{Bj} = 0$  ist. Sie ist wie folgt gegeben:

$$U_{EFj} \approx \left(\frac{+}{-}\right) U_B \ln \left( \frac{\alpha_{Ej}}{\alpha_{IEj}} + 1 \right) \quad (1.22)$$

Das Pluszeichen gilt für pnp-, das Minuszeichen für npn-Transistoren.

## 2. Dreipolshalter mit komplementären Transistoren

In der *Figur 2* ist die Schaltung und in der *Figur 3* eine typische Schaltcharakteristik des Dreipolshalters aufgezeichnet. Die Umschaltspannung  $U_S$  wird im wesentlichen durch eine von aussen angelegte Referenzspannung  $U_v$  festgelegt und kann in sehr weiten Grenzen bis zur Erreichung der maximal zulässigen Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{CEn \text{ max.}}$  des npn-Transistors  $T_2$  beliebig eingestellt werden. Ebenso lässt sich der Betrag des negativen Widerstandes  $r_N$  mit Hilfe des Quellenwiderstandes  $R_v$  festlegen.

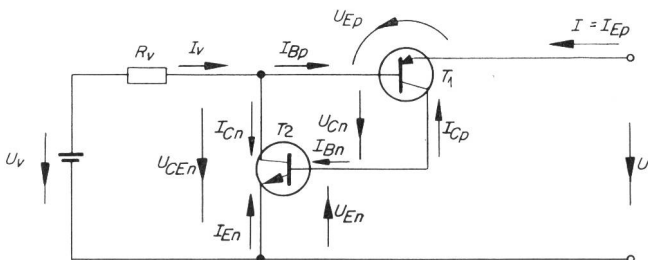


Fig. 2. Dreipolshalter mit komplementären Transistoren

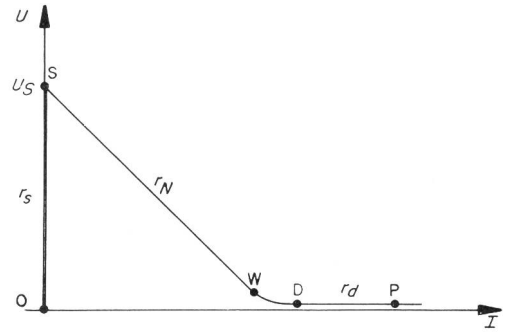


Fig. 3. Schaltcharakteristik des Dreipolshalters

In den nachfolgenden Untersuchungen wird stets angenommen, dass – wie in *Figur 2* angegeben –  $T_1$  ein pnp- und  $T_2$  ein npn-Transistor sei. Im umgekehrten Fall entsteht eine analoge Charakteristik zu *Figur 3* mit umgekehrten Vorzeichen. Sämtliche Formeln gelten sinngemäss mit vertauschten Indizes  $p$  und  $n$ .

### 2.1. Funktionsweise

$U_v$  ist die über den Widerstand  $R_v$  angelegte Referenzspannung. Solange die angelegte Klemmen-Spannung  $U$  wesentlich kleiner als  $U_v$  ist, sperrt der Transistor  $T_1$  und es fliesst ein sehr kleiner negativer Sperrstrom  $I$  aus seinem Emitter heraus. Transistor  $T_2$  ist nicht gesperrt, aber der kleine fließende Kollektorstrom des pnp-Transistors von der Grössenordnung des Kollektorsperrstromes  $I_{CBOp}$  genügt (bei nicht zu hohen Temperaturen) normalerweise nicht, um  $T_2$  richtig zu öffnen. Unmittelbar vor dem Umschaltspunkt  $S$  erreicht der pnp-Transistor gerade soviel negative Vorspannung, dass sein Emitterstrom  $I = 0$  wird. Damit wird sein Kollektor- und Basisstrom – bis auf das Vorzeichen – gleich gross und gleich dem Kollektorsperrstrom  $I_{CBOp}$ .

Im nächsten Moment wird der Basisstrom  $I_{Bp} = 0$ ,  $T_1$  beginnt zu leiten, ebenso  $T_2$ . Der Emitterstrom  $I$  steigt an,  $I_v$  gleichfalls, wodurch  $U_{CEn}$  und damit auch  $U$  sinkt. Die beiden Transistoren bringen sich gegenseitig durch positive Rückkopplung stark zum Leiten und zwar solange, bis der Strom  $I_v$  auf seinen maximalen Wert von ungefähr  $U_v/R_v$  angestiegen und  $U$  auf einen sehr kleinen Wert abgesunken ist. Zuerst wird der Endpunkt  $W$  erreicht, bei dem die beiden Transistoren gemeinsame, Kollektor-Basis-Spannung  $U_{Cn} = 0$  geworden ist. Im Tiefpunkt  $D$  sind die Transistoren schon leicht gesättigt und im positiven Bereich sind sie es vermehrt.

### 2.2. Berechnung der Schaltcharakteristik

Aus der *Figur 2* entnimmt man die folgenden Zusammenhänge:

$$U = U_v - R_v I_v + U_{Ep} \quad (2.1)$$

$$I_v = I_{Cn} + I_{Bp} \quad (2.2)$$

$$I + I_{Bp} + I_{Cp} = 0 \quad (2.3)$$

$$I_{Bn} = -I_{Cp} \quad (2.4)$$

Mit Hilfe von Gl.(1.3) und der für npn-Transistoren gültigen Gl. (1.4)' folgt aus den obigen Zusammenhängen:

$$U = U_v + U_{Ep} - R_v (\alpha_{En} + 1) \cdot \left[ I (\alpha_p + \alpha_n - 1) + I_{CBOn} - I_{CBOp} + \frac{U_{CEn}}{r_{Cn}} - \frac{U_{Cp}}{r_{Cp}} \right] \quad (2.5)$$

Diese Gl. (2.5) liefert die Schaltcharakteristik  $U = f(I)$  für den ganzen Bereich von 0 bis unmittelbar vor W. Sie hat die Form  $U = U_S + I \cdot r_N$ . Es folgt aus ihr und mit Gl. (1.5) der differentielle Widerstand  $r$  zu:

$$r = \frac{\partial U}{\partial I} = \frac{U_B}{I_{SEp}(1 - \alpha_p) + I} - (\alpha_{En} + 1)(\alpha_p + \alpha_n - 1) R_v \quad (2.6)$$

Normalerweise ist  $\alpha_p \approx 1$ , womit  $\alpha_p - 1 \ll \alpha_n$  wird und Gl. (2.6) übergeht in:

$$r \approx \frac{U_B}{-I_O + I} - \alpha_{En} R_v = r_s - r_N \quad (2.7)$$

Darin ist  $-I_O$  ein kleiner positiver Strom von weniger als 1  $\mu A$  Grösse [Gl. (2.8)].

a) Gesperrter Zustand O ( $U = 0$ )

Der Strom im Sperrpunkt O folgt aus Gl. (2.5), wenn  $U = 0$  gesetzt wird. Er ist aber auch durch die Gl. (1.10) direkt gegeben:

$$I_O = -(1 - \alpha_p) I_{SEp} \approx \frac{\alpha_{IEp}}{\alpha_{Ep}} I_{CBOp} \quad (2.8)$$

Der Betrag dieses Sperrstromes  $I_O$  ist für nicht symmetrische Transistoren viel kleiner als derjenige von  $I_{CBOp}$ . Seine Temperaturabhängigkeit ist praktisch gleich gegeben wie jene des Kollektorsperrstromes  $I_{CBOp}$ , wenn man von der weniger ins Gewicht fallenden Änderung der Stromverstärkungen absieht:

$$\frac{\partial I_O}{\partial T} \approx c_1 I_O \quad (2.9)$$

Im Sperrbereich von O bis S ist  $+I_O \leq I < 0$  und somit  $r_s \gg |r_N|$  in Gl. (2.7). Der Sperrwiderstand  $r_s$  ist also gegeben durch:

$$r_s \approx \frac{U_B}{-I_O + I} \quad (2.10)$$

Auf Grund dieser Gleichung müsste im Sperrpunkt O der Sperrwiderstand  $r_s$  im Idealfall unendlich gross sein und dann gegen S hin allmählich abnehmen.

Aus der Gl. (2.5) kann der Wert von  $I_v$  im Sperrpunkt O für  $\alpha_p \approx 1$  und  $\alpha_n \approx 1$  entnommen werden zu:

$$I_{vO} \approx (\alpha_{En} + 1) \left( I_{CBOn} - I_{CBOp} + \frac{U_{CEn}}{r_{Cn}} - \frac{U_{Cp}}{r_{Cp}} \right) \quad (2.11)$$

Die Multiplikation mit der Stromverstärkung  $\alpha_{En}$  hat zur Folge, dass  $I_{vO}$  recht gross werden kann.

b) Schaltpunkt S ( $r = \frac{\partial U}{\partial I} = 0$ )

Die Bedingung  $r = 0$  führt auf Grund von Gl. (2.7) zu folgender Beziehung für den Schaltstrom  $I_S$ :

$$I_S \approx \frac{U_B}{\alpha_{En} R_v} + I_O \quad (2.12)$$

Für  $R_v > 1$  kOhm und  $\alpha_{En} > 10$  wird dieser Schaltstrom  $I_S < 2,5 \mu A$ . Ein Vergleich mit Gl. (2.25) zeigt, dass  $I_S$  immer mindestens um den Faktor  $U_v/U_B$  kleiner ist als  $I_W$ . In den meisten gebräuchlichen Fällen mit  $\alpha_{En} \cdot R_v > 10 \cdot 100 \Omega$  kann deshalb  $I_S \approx 0$  angenommen werden. Mit der Näherung  $\alpha_p \approx 1$  und Gl. (2.6) folgt die Schaltspannung  $U_S$  aus Gl. (2.5) zu:

$$U_S \approx U_v + U_{EpS} - U_B - R_v (\alpha_{En} + 1) \cdot \left[ I_{CBOn} - I_{CBOp} + \frac{U_{CEn}}{r_{Cn}} - \frac{U_{Cp}}{r_{Cp}} \right] \quad (2.13)$$

Oder mit Hilfe von Gl. (2.11) gilt angenähert:

$$U_S \approx U_v + U_{EpS} - U_B - R_v I_{vO} \quad (2.14)$$

Aus dieser Bestimmungsgleichung für  $U_S$  ist ersichtlich, dass mit Hilfe von Schaltungsmassnahmen nur der letzte Anteil

$$\psi_3 = R_v I_{vO} \quad (2.15)$$

klein gemacht werden kann. Die beiden anderen Grössen  $U_{EpS}$  und  $U_B$  sind physikalisch bedingt.

$U_{EpS}$  ist eine kleine negative Spannung, gegeben durch:

$$U_{EpS} \approx U_B \ln \left( \frac{U_B}{-I_{CBOp} \alpha_{En} \alpha_{IEp} R_v} \right) \quad (2.16)$$

die mit steigender Temperatur ebenfalls um etwa  $c_2 \approx -2$  mV/°C abnimmt (siehe Figur 5b).

Bei Annahme konstanter  $\alpha_{En}$  und  $r_{Cj}$  ist die Temperaturabhängigkeit der Schaltspannung  $U_S$  gegeben durch:

$$\frac{\partial U_S}{\partial T} \approx +c_2 - R_v (\alpha_{En} + 1) c_1 (I_{CBOn} - I_{CBOp}) \approx +c_2 - c_1 \psi_3$$

Daraus ist ersichtlich, dass  $R_v$ ,  $\alpha_{En}$  und  $I_{CBOp}$  klein sein müssen, damit die Temperaturabhängigkeit der Schaltspannung  $U_S$  klein wird. Dies wird zum Beispiel durch Verwendung von Silizium-Transistoren mit kleinen  $\alpha_{En}$  und  $I_{CBOp}$  erreicht.

c) Bereich des negativen Widerstandes (S bis W)

Im Bereich des negativen Widerstandes steigt der Strom  $I$  kontinuierlich an und für  $I \gg |I_O|$  folgt aus Gl. (2.7) zunächst  $r_s \ll |r_N|$  und damit die Grösse des negativen Widerstandes:

$$r_N \approx -\alpha_{En} R_v \quad (2.18)$$

Bei gegebenem  $\alpha_{En}$  lässt sich demnach der Betrag des negativen Widerstandes mit Hilfe von  $R_v$  sehr leicht und in weiten Grenzen variieren. Die Änderung von  $r_N$  bei Variation der Temperatur ist gleich derjenigen der Stromverstärkung  $\alpha_{En}$  des npn-Transistors  $T_2$ , die in den meisten Fällen gering ist.

Durch Vergleichen von Gl. (2.1) und Gl. (2.5) findet man den Quellenstrom  $I_v$  für  $I \gg |I_{CBOp}|$  zu:

$$I_v \approx \alpha_{En} I \quad (2.19)$$

Diese Gleichung sagt aus, dass der Quellenstrom  $I_v$  im negativen Bereich der Charakteristik stets um den Faktor  $\alpha_{En}$  grösser ist als der Schalterstrom  $I$ . Dies ergibt auch einen grossen Kollektorstrom  $I_{Cn}$  des npn-Transistors  $T_2$ , was zur Folge hat, dass  $\alpha_{En}$  schon sofort nach dem Schalterpunkt S auf einen annähernd konstanten Wert ansteigt und die Widerstandsänderung in der Umgebung von S somit sehr gross wird.

d) Endpunkt W ( $U_{Cj} = 0$ )

Der Endpunkt W des negativen Widerstandsgebietes ist dann erreicht, wenn die – beiden Transistoren gemeinsame – Kollektorspannung  $U_{Cn} = 0$  wird. Es gelten nicht mehr die Gl. (1.3) und (1.4), sondern Gl. (1.14). Aus ihr folgt für  $I \gg I_{SEp}$ :

$$U_{Ep} \approx U_B \ln \left( \frac{I}{I_{SEp}} \right) \quad (2.20)$$

und  $U_{En}$  genau analog dazu.

Aus der Figur 2 entnimmt man für  $U_{Cn} = 0$ :

$$U_W = U_{Ep} - U_{En} \quad (2.21)$$

$$I_{En} = -(I_v + I) \quad (2.22)$$

Mit der auch hier noch immer für  $I_v$  annähernd gültigen Gl. (2.19) folgt aus Gl. (2.22):

$$I_{En} \approx -I(\alpha_{En} + 1) \quad (2.23)$$

Womit Gl. (2.21) übergeht in:

$$U_W \approx U_B \ln \left| \frac{I^2 (\alpha_{En} + 1)}{I_{SEp} I_{SEn}} \right| \quad (2.24)$$

Der Schalterstrom  $I$  im Punkte W ist angenähert gegeben durch:

$$I_W \approx \frac{U_v + U_{En}}{\alpha_{En} R_v} \quad (2.25)$$

In praktischen Fällen ist  $U_{En} \ll U_v$  und somit die Spannung im Punkte W gegeben durch:

$$U_W \approx U_B \left[ \ln \left| \frac{(U_v/R_v)^2}{I_{SEp} I_{SEn}} \right| - \ln \left( \frac{\alpha_{En}^2}{\alpha_{En} + 1} \right) \right] \quad (2.26)$$

Für grosse  $\alpha_{En} \gg 1$  geht der letzte Ausdruck in Gl. (2.26) über in  $\ln(\alpha_{En})$ .

Mit der Annahme, dass die Stromverstärkungen  $\alpha_{Ej}$  temperaturunabhängig sind, erhält man aus Gl. (2.26) durch Differentiation:

$$\frac{\partial U_W}{\partial T} \approx \frac{U_W}{T} + 2 U_B c_1 \approx -3 \text{ mV/}^\circ\text{C} \quad (2.27)$$

Die Temperaturabhängigkeit von  $U_W$  ist grösser als jene der einzelnen Emitterbasisspannung. Sie ist aber nicht doppelt so gross, weil der erste Summand in Gl. (2.27), welcher der Zunahme von  $U_B$  entspricht, reduzierend wirkt.

e) Tiefpunkt D ( $r_D = \frac{\partial U}{\partial I} = 0$ ;  $U_{Cn} < 0$ )

Im Tiefpunkt D sind die Transistoren gesättigt und ihre gemeinsame Kollektor-Basis-Spannung hat das Vorzeichen gewechselt. Der Strom  $I_v$  aus der Refe-

renzspannungsquelle bleibt auf einem konstanten Wert:

$$I_{vD} = \frac{U_v - U_{CEn}}{R_v} \quad (2.28)$$

bei dem vielfach  $|U_{CEn}| \ll U_v$  ist.  $U_{CEn}$  ist eine kleine positive Spannung, die sog. Sättigungsspannung  $U_{sat.n}$  des Transistors  $T_2$ . Sie ist gegeben durch<sup>13</sup>:

$$U_{CEn} = U_{sat.n} = I_{Cn} r_{sat.n} \quad (2.29)$$

wobei der Sättigungswiderstand  $r_{sat.n}$  wie folgt gegeben ist:

$$r_{sat.n} = \frac{U_B}{I_{Bn}} \left( \frac{1}{\alpha_{En} - \frac{I_{Cn}}{I_{Bn}}} + \frac{1}{1 + \alpha_{IEn} + \frac{I_{Cn}}{I_{Bn}}} \right) (> 0) \quad (2.30)$$

In diesen Gleichungen ist der Kollektorstrom  $I_{Cn}$  annähernd konstant und gleich  $I_v$ . Aus Gl. (2.30) folgt demnach, dass der Sättigungswiderstand  $r_{sat.n}$  umso kleiner ist, je grösser der Basisstrom  $I_{Bn}$  sowie die Stromverstärkungen in Vor- und Rückwärtsrichtung sind. Typische Werte für  $r_{sat.n}$  sind + 1...10 Ohm.

Die Spannung  $U_D$  im Tiefpunkt D ist gegeben durch die folgende Summe zweier kleiner Spannungen:

$$U_D = U_{sat.n} + U_{Ep} \quad (2.31)$$

Der Strom  $I_D$  folgt aus der Bedingung  $r_D = \frac{\partial U}{\partial I} = 0$ .

Da die Zusammenhänge kompliziert sind, andererseits  $I_D$  keinen sehr wichtigen Wert darstellt, sei auf seine Bestimmung verzichtet.

In der Gl. (2.31) liefert  $U_{Ep}$  den grösseren Beitrag an  $U_D$ . Da die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsspannung  $U_{sat.n}$  klein ist, ändert sich demzufolge  $U_D$  ungefähr wie  $U_{Ep}$ , das heisst mit  $-2 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ .

f) Positiver Bereich

Im positiven Bereich sind beide Transistoren stark gesättigt. Die Ströme  $I_v$ ,  $I_{Cn}$  und  $I_{En}$  sind annähernd konstant. Für  $U$  gilt auch in diesem Bereich wieder die Gl. (2.31), und es existiert ungefähr dieselbe Temperaturabhängigkeit wie im Punkte D.

Die Emitter-Basis-Spannung  $U_{Ep}$  kann in erster Näherung wie folgt angesetzt werden (siehe Figur 5b):

$$U_{Ep} \approx r_{op} I + U_{Eop} + c_2 (T - T_0) \quad (2.32)$$

Mit z. B.:  $r_{op} = 220 \text{ Ohm}$ ;  $U_{Eop} = 25 \text{ mV}$

$$T_0 = 22 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$c_2 = -2 \text{ mV/}^\circ\text{C}$$

Ebenso ist der Sättigungswiderstand  $r_{sat.n}$  in erster Approximation gegeben durch:

$$r_{sat.n} \approx \frac{c_u}{I} + r_\infty \quad (2.33)$$

Typische Werte sind:  $c_u = 2 \text{ mV}$   
 $r_\infty = 0.4 \text{ } \Omega$

Nach Gl. (2.30) darf geschlossen werden, dass die Temperaturabhängigkeit von  $r_{sat.n}$  ungefähr proportional zu jener von  $U_B$  und demzufolge nur gering ist.

Alles analog zu Gl. (2.31) eingesetzt ergibt:

$$U_p = U_{Ep} + U_{sat.n} = r_{op} I + U_{Eop} + c_2(T - T_0) + \left(\frac{c_u}{I} + r_\infty\right) I C_n \quad (2.34)$$

Daraus folgt durch Differentiation der Widerstand im positiven Bereich:

$$r_d = \frac{\partial U_p}{\partial I} \approx r_{op} - \frac{c_u}{I^2} I C_n \quad (2.35)$$

Für grosse Ströme wird  $r_{op} \gg |c_u/I|$ , womit dann der Widerstand  $r_d$  im positiven Bereich angenähert gleich  $r_d \approx r_{op} = \frac{\partial U_{Ep}}{\partial I}$  ist.

Damit ist auch die Temperaturabhängigkeit von  $U_p$  gleich derjenigen von  $U_{Ep}$ , also  $c_2 \approx -2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ .

### 2.3. Messungen an Dreipolhaltern

Die interessierenden Charakteristiken der Schalter werden auf einem xy-Kathodenstrahloszillographen

dargestellt, indem der Strom  $I$  als unabhängige Veränderliche von einer, durch eine sägezahnförmige Spannung von zirka 10 ... 20 Hz ausgesteuerten, Pentode erzeugt wird.

Die *Figur 4* zeigt Aufnahmen der Schaltcharakteristik von drei typischen Dreipolhaltern sowie einer Ge-pnpn-Triode bei Raumtemperatur. Der Nullpunkt der Skalen befindet sich in der Ecke unten links.  $U$  ist positiv nach oben und  $I$  positiv nach rechts aufgetragen. Die Einheiten je Skalenteil (Skt.) sind angegeben. Aus diesen Messungen kann mit Hilfe des Quellenwiderstandes  $R_v$  und der Stromverstärkung  $\alpha_{En}$  die Gl. (2.18) für die Grösse des negativen Widerstandes  $r_N$  kontrolliert werden. Dies geschieht in der *Tabelle 1*. Es ist daraus ersichtlich, dass die beiden letzten Kolonnen gut übereinstimmen.

**Tabelle 1:** Kontrolle der Gl. (2.18):  $r_N \approx -\alpha_{En} R_v$

Schalter Nr.	$R_v$	$\alpha_{En}$	$r_N$ nach Gl. (2.18)	$r_N$ gemessen
1	0,39 k $\Omega$	86	34 k $\Omega$	36 k $\Omega$
2	1 k $\Omega$	55	55 k $\Omega$	ca. 60 k $\Omega$
3	3,9 k $\Omega$	12,5	49 k $\Omega$	50 k $\Omega$

Aus der Messung Nr. 4 kann entnommen werden, dass die pnpn-Triode ATZ 10 einen negativen Widerstand von  $r_N \approx -40 \text{ k}\Omega$  besitzt, wenn  $R_v = 10 \text{ k}\Omega$  beträgt. Demzufolge hätte der npn-Transistor  $T_2$  im Ersatzschaltbild eine mittlere Stromverstärkung von  $\alpha_{En} \approx 4$ . Die Konstanz des Betrages von  $r_N$  über den ganzen Strombereich von S ... W ist ein Mass für die Konstanz der Stromverstärkung  $\alpha_{En}$  des npn-Transistors  $T_2$ . Während sie sich bei den beiden Schaltern Nr. 1 und Nr. 3 über den gesamten Bereich praktisch nicht verändert, sinkt sie beim Schalter Nr. 2 für grössere Ströme  $I$  und steigt bei der pnpn-Triode ATZ 10.

Die Durchlaßspannung  $U_p$  des Siliziumschalters Nr. 3 ist wesentlich grösser als zum Beispiel jene des Germaniumschalters Nr. 1. Dies ergibt sich nach Gl. (2.34) deshalb, weil sowohl die Sättigungsspannung  $U_{sat.n}$  als auch die Emitter-Basis-Spannung  $U_{Ep}$  bei Siliziumtransistoren rund doppelt so gross sind wie jene von Germaniumtransistoren.

#### 2.3.1. Temperaturverhalten

Als typischen Fall zeigt die *Figur 5* das Temperaturverhalten der Schaltcharakteristik des Germaniumschalters Nr. 1. Ebenfalls aufgetragen sind die beiden Emitter-Basis-Spannungen  $U_{Ej}$  als Funktion des Schalterstromes  $I$ . Man sieht deutlich deren Abnahme um etwa  $2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$  bei steigender Temperatur.

Bei einem Temperaturanstieg von  $0^\circ\text{C}$  auf  $+41^\circ\text{C}$  sinkt die Umschaltspannung  $U_S$  um rund  $0,5 \text{ V}$  ab. Der Betrag des negativen Widerstandes  $r_N$  steigt ein wenig an, was auf eine Zunahme von  $\alpha_{En}$  hindeutet. Der Widerstand  $r_s$  im gesperrten und  $r_d$  im leitenden Zustand verändert sich dagegen nicht messbar.

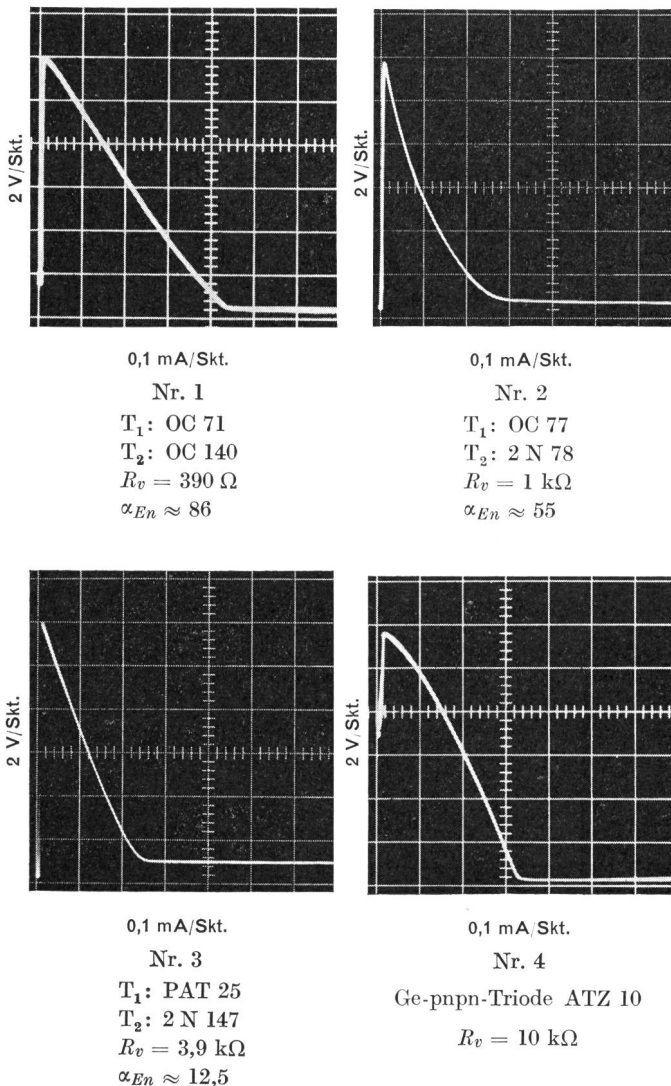


Fig. 4: Schaltcharakteristiken  $U = f(I)$  von Dreipolhaltern  $U_v = 12 \text{ V}$ ,  $t = 22^\circ\text{C}$

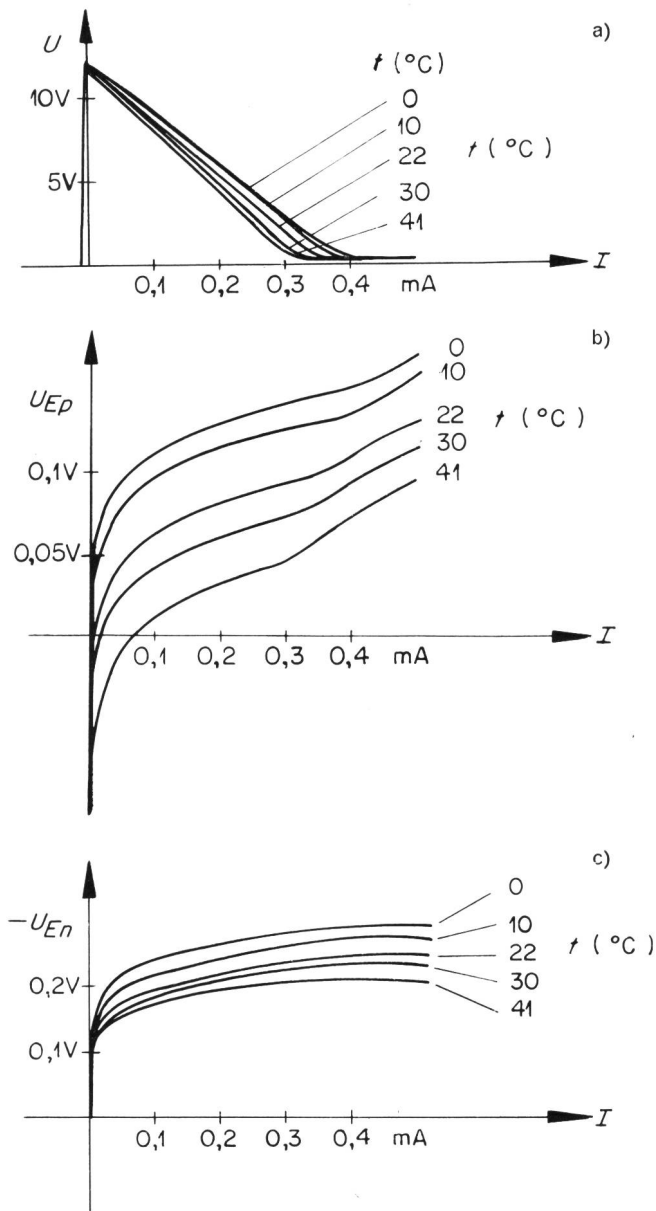


Fig. 5. Dreipolsschalter Nr. 1 mit  $U_v = 12,4 \text{ V}$  und  $R_r = 390 \Omega$   
 a) Schaltcharakteristik  
 b) Emitter-Basis-Spannung OC 71  
 c) Emitter-Basis-Spannung OC 140

Mit den Kollektorsperrströmen der beiden Transistoren bei Raumtemperatur ( $I_{CBO_n} = +0,9 \mu\text{A}$ ,  $I_{CBO_p} = -4,1 \mu\text{A}$ ), sowie den übrigen bekannten Werten findet man aus der Gl. (2.17) die Abnahme der Umschaltspannung je  $^\circ\text{C}$  Temperaturanstieg:

$$\frac{\partial U_S}{\partial T} = -11,6 \text{ mV}/^\circ\text{C} \quad (2.36)$$

was mit dem gemessenen Wert von  $-0,5 \text{ V}/41 \text{ }^\circ\text{C} = -12,2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$  gut übereinstimmt.

### 2.3.2. Charakteristische Punkte O bis P

Um die verschiedenen im Abschnitt 2.2. berechneten Formeln überprüfen zu können, wurden bei Raumtemperatur Messungen an einem weiteren Schalter Nr. 5 mit Germanium-Transistoren vom gleichen

Typ wie jene des Schalters Nr. 1 gemacht. Die Messwerte sind in der *Tabelle 2* zusammengestellt und gelten für  $U_v = +11,8 \text{ V}$ ,  $R_r = 390 \text{ Ohm}$ ,  $t = +21 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**Tabelle 2:** Messwerte an Schalter Nr. 5 bei  $t = 21 \text{ }^\circ\text{C}$

Messgrösse	Einheit	O	S	W	D	P
$I_v$	mA	+ 0,4	+ 0,4	+29,0	+29,2	+29,2
$I_{Bp}$	$\mu\text{A}$	+ 5,1	+ 5,0	- 7,4	-220	-420
$I$	mA	-0,00041	0	+ 0,26	+0,55	+1,0
$U_{En}$	V	- 0,11	-0,11	-0,24	-0,245	-0,258
$U_{Cn}$	V	+11,5	+11,5	0	-0,144	-0,182
$U_{Ep}$	V	-11,6	-0,08	+0,092	+0,159	+0,198
$U$	V	0	+11,5	+0,335	+0,263	+0,274

Die Daten der beiden verwendeten Transistoren sind angegeben in der *Tabelle 3*.

**Tabelle 3:** Transistordaten des Schalters Nr. 5 bei  $t = 21 \text{ }^\circ\text{C}$

Grösse	pnp-Transistor OC 71	nnp-Transistor OC 140
$I_{CBOj}$	- 2,86 $\mu\text{A}$	+ 0,46 $\mu\text{A}$
$\frac{U_{Cj}}{r_{Cj}}$ (bei 11,8V)	- 0,19 $\mu\text{A}$	+ 0,07 $\mu\text{A}$
$I_{CEOj}$	-87 $\mu\text{A}$	+11,8 $\mu\text{A}$
$I_{SEj}$	+ 6,3 $\mu\text{A}$	- 4,4 $\mu\text{A}$
$\alpha_j$	0,977	0,992
$\alpha_{Ej}$	42	124
$\alpha_{Ij}$	0,68	0,91
$\alpha_{IEj}$	2,1	10,1

**Tabelle 4:** Vergleich von berechneten mit gemessenen Werten bei  $t = 21 \text{ }^\circ\text{C}$

Charakteristischer Punkt	Grösse	Gleichung	Berechneter Wert	Gemessener Wert
O	$I_O$	(2.8)	- 0,14 $\mu\text{A}$	- 0,41 $\mu\text{A}$
	$I_{vO}$	(2.11)	+0,447 mA	+ 0,4 mA
S	$I_S$	(2.12)	+ 0,4 $\mu\text{A}$	0 $\mu\text{A}$
	$U_S$	(2.14)	+11,52 V	+11,5 V
Negativer Widerstand	$r_N$	(2.18)	-48 k $\Omega$	-43 k $\Omega$
W	$I_W$	(2.25)	+ 0,24 mA	+ 0,26 mA
	$I_{vW}$	(2.19)	+29,8 mA	+29,0 mA
	$U_W$	(2.26)	+ 0,313 V	+ 0,335 V
D	$I_{vD}$	(2.28)	+30,0 mA	+29,2 mA
	$U_D$	(2.31)	+ 0,26 V	+ 0,263 V
P	$U_P$	(2.34)	+ 0,266 V	+ 0,274 V

Der in der *Tabelle 4* zusammengestellte Vergleich von berechneten und gemessenen Werten zeigt – mit Ausnahme des Sperrstromes  $I_O$  – gute Übereinstimmung. Damit ist die Zweckmässigkeit der gemachten Vernachlässigungen in der Herleitung der Gleichungen im Abschnitt 2.2 nachgewiesen.





$$\psi_4 \approx R_v I_{v0} = \frac{\psi_3}{\alpha_{En} + 1} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial U_G}{\partial T} = \frac{U_{Eop}}{T} - c_1 \psi_4 \quad (3.9)$$

Schaltpunkt S ( $U_S \approx U_v$ )

Der Schaltpunkt ist dann erreicht, wenn sowohl die Emitter-Basis-Diode von  $T_1$  als auch jene von  $T_2$  genügend in Vorwärtsrichtung vorgespannt ist, das heisst  $U_{Ep} \approx -U_{En} \approx +0.1 \dots +0.15$  V (siehe Figur 11).

Die für den Vierpolschalter im Bereich O ... W allgemein gültige Beziehung lautet analog zu Gl. (2.5):

$$U = U_v + U_{Ep} - R_v (\alpha_{En} + 1) \cdot \left[ I (\alpha_p + \alpha_n - 1) + I_{v0} + \alpha_p \frac{U_{En} - U_2}{R_2} \right] \quad (3.10)$$

Hierin ist der letzte Summand in der eckigen Klammer gegenüber dem Dreipolschalter neu dazugekommen. Wird wieder  $\alpha_p \approx 1$  gesetzt, so geht die Gl. (3.10) über in:

$$U \approx U_v + U_{Ep} - R_v (\alpha_{En} + 1) \left( \alpha_n I + I_{v0} + \frac{U_{En} - U_2}{R_2} \right) \quad (3.11)$$

Im Schaltpunkt S ist  $U_S \approx U_v$ , womit aus Gl. (3.11) folgt:

$$I_S \approx \frac{U_{EpS}}{\alpha_{En} R_v} - \frac{1}{\alpha_n} \left( \frac{U_{EnS} - U_2}{R_2} + I_{v0} \right) \quad (3.12)$$

In sehr vielen Fällen ist  $R_v$  und  $R_2$  von derselben Grössenordnung und für  $\alpha_n \approx 1$  gilt dann:

$$I_S \approx \frac{U_2 - U_{EnS}}{R_2} \quad (3.13)$$

Ebenso folgt aus Gl. (3.12) die Temperaturabhängigkeit von  $I_S$  zu:

$$\frac{\partial I_S}{\partial T} \approx + \frac{c_2}{R_2} + c_1 (I_{CBop} - I_{CBon}) \quad (3.14)$$

Bereich des negativen Widerstandes (S bis W)

Durch Differenzierung folgt aus Gl. (3.11):

$$r = \frac{\partial U}{\partial I} = r_{op} - \alpha_{En} R_v - \alpha_{En} \frac{R_v}{R_2} r_{on} \quad (3.15)$$

Figur 11 zeigt, dass für positive Ströme  $I$  von einigen  $\mu A$  der erste Summand vernachlässigt werden darf. Dagegen kann der dritte Summand bei kleinerem  $R_2$  eine Verminderung des Betrages des negativen Widerstandes verursachen. Die zu Gl. (2.18) analoge Gleichung lautet nun:

$$r_N \approx -\alpha_{En} \left( R_v + \frac{R_v}{R_2} r_{on} \right) \quad (3.16)$$

Figur 11 zeigt, dass  $|r_{on}|$  noch im Schaltpunkt S einen recht grossen Betrag (zum Beispiel 0,7 k $\Omega$ ) aufweisen kann.

$I_{Cn}$  ist gegeben durch Gl. (1.4)' und geht für grosse Ströme über in:

$$I_{Cn} \approx \alpha_{En} I_{Bn} \quad (3.17)$$

Weil andererseits  $|I_{Bp}| \ll I_v$  ist, wird  $I_{Cn} \approx I_v$ . Somit gilt analog zu Gl. (2.19):

$$I_v \approx \alpha_{En} I_{Bn} \quad (3.18)$$

Endpunkt W ( $U_{Cn} = 0$ )

Für  $U_W$  gilt dieselbe Gl. (2.21) wie beim Dreipolschalter. Dagegen ist der Strom  $I_W$  gegeben durch:

$$I_W \approx I_S - \frac{U_S}{r_N} \quad (3.19)$$

wobei die Werte durch die vorangehenden Gleichungen bestimmt sind.

Tiefpunkt D und positiver Bereich P

Es gelten hier die gleichen Überlegungen wie beim Dreipolschalter.

### 3.2.2. Abgewandelte Vierpolschalter

a) Sperrspannung  $U_2$  durch Spannungsteiler erzeugt

Die Sperrspannung  $U_2$  muss nicht unbedingt durch eine zusätzliche Batterie erzeugt werden. Man erhält sie auf einfache Weise mit Hilfe eines Spannungsteilers  $R_a, R_b$  wie in Figur 8 angegeben. Dabei kann  $R_b$  auch durch eine Referenzspannungsdiode ersetzt werden.

Für  $R_b < R_2$  verhält sich diese Schaltung praktisch genau gleich wie jene mit separater Sperrbatterie  $U_2$ .

Für  $R_b > R_2$  nähert sich das Verhalten des Schalters demjenigen mit  $U_2 = 0$ , wie es nachfolgend unter b) beschrieben wird.

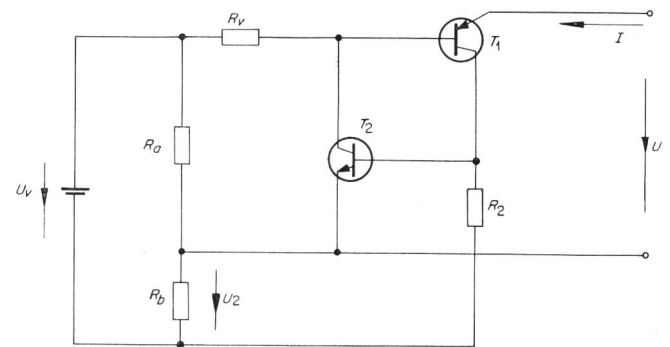


Fig. 8. Vierpolschalter mit Spannungsteiler  $R_a, R_b$ , zur Erzeugung der Sperrspannung  $U_2$

b) Sperrspannung  $U_2 = 0$

Für grosse  $R_2$  (zirka 100 k $\Omega$ ) verhält sich der Vierpolschalter mit  $U_2 = 0$  praktisch wie ein Dreipolschalter (siehe Fig. 6). Der Transistor  $T_2$  ist im Sperrbereich O ... S des Schalters nicht gesperrt. Wird nun  $R_2$  verkleinert, so tritt bei  $R_2 = 0$  der Fall ein, wo  $U_{En} = 0$  und somit  $I_{Cn} = -I_{SCn}$  wird. Man kann ihn als halbwegs gesperrten Zustand bezeichnen, da er zwischen demjenigen des gewöhnlichen Vierpolschalters mit  $U_{En} > 0$  und jenem des Dreipolschalters mit  $U_{En} < 0$  liegt.

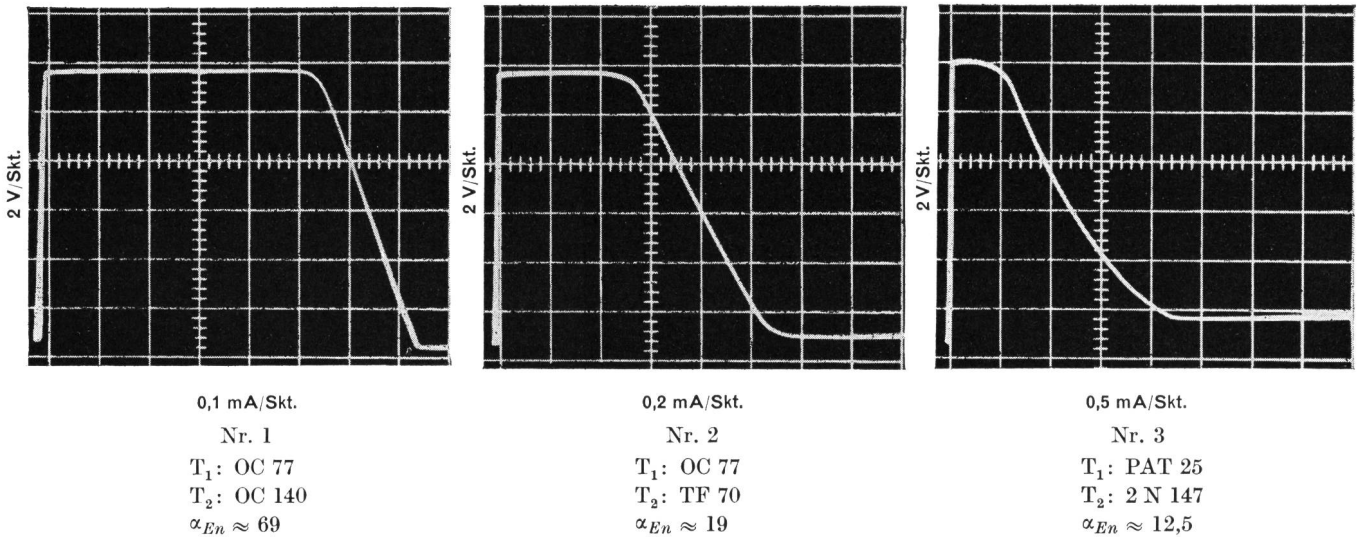


Fig. 9. Schaltcharakteristiken  $U = f(I)$  von Vierpolschaltern mit  $U_2 = 1,55$  V,  $U_v = 12$  V,  $R_v = 1$  kΩ,  $R_2 = 3,2$  kΩ,  $t = 22^\circ$  C

Im Falle von  $U_{En} \approx 0$  ist Gl. (1.11)' nicht gültig, da der Transistor T<sub>2</sub> nicht rückwärts vorgespannt ist. T<sub>2</sub> leitet im Sperrbereich O ... S etwas mehr, als wenn  $U_2 \neq 0$  wäre, jedoch weniger als beim Dreipol-schalter. Für  $R_2 < 1$  kΩ wird

$$I_{Cn} \approx -I_{SCn} = \frac{I_{CBO_n}}{1 - \alpha_{In} \alpha_n} \quad (3.20)$$

Es gelten demzufolge dieselben Beziehungen wie beim Vierpolschalter mit  $U_2 \neq 0$ , nur muss  $I_{CBO_n}$  durch  $-I_{SCn}$  und  $U_2$  durch 0 ersetzt werden:

$$I_{v0} \approx -I_{SCn} - I_{CBO_p} + \frac{U_{CE_n}}{r_{Cn}} - \frac{U_{CP}}{r_{CP}} \quad (3.21)$$

$$U_G \approx U_v + U_{Eop} - R_v I_{v0} \quad (3.22)$$

$$I_G \approx 0 \quad (3.23)$$

$$U_S \approx U_v \quad (3.24)$$

$$I_S \approx \frac{-U_{EnS}}{R_2} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial I_S}{\partial T} \approx + \frac{c_2}{R_2} + c_1 (I_{SCn} + I_{CBO_p}) \quad (3.26)$$

$$r_N \approx -\alpha_{En} \left( R_v + \frac{R_v}{R_2} r_{on} \right) \quad (3.27)$$

$$I_v \approx \alpha_{En} I_{Bn} \text{ (von S...W)} \quad (3.28)$$

$$I_W \approx \frac{U_v - U_{CE_n}}{\alpha_{En} R_v} - \frac{U_{En}}{R_2} \quad (3.29)$$

Mit solchen abgewandelten Vierpolschaltern können sehr wirkungsvolle Sperrschaltungen («lock out»-Schaltungen) konstruiert werden, wie in Abschnitt 5 des II. Teils gezeigt werden wird.

### 3.3. Messungen an Vierpolschaltern

Figur 9 und Figur 10 zeigen Aufnahmen der Schaltcharakteristik von typischen Vierpolschaltern bei Raumtemperatur mit einer Referenzspannungsquelle  $U_v = 12$  V und  $R_v = 1$  kΩ. Bei den Messungen von Figur 9 beträgt die Sperrspannung  $U_2 = 1,55$  V und der Sperrwiderstand  $R_2 = 3,2$  kΩ, während im Falle von Figur 10  $U_2 = 0$  und  $R_2 = 0,38$  kΩ beträgt. Die Transistorpaare der einzelnen Schalter sind in beiden Figuren dieselben.

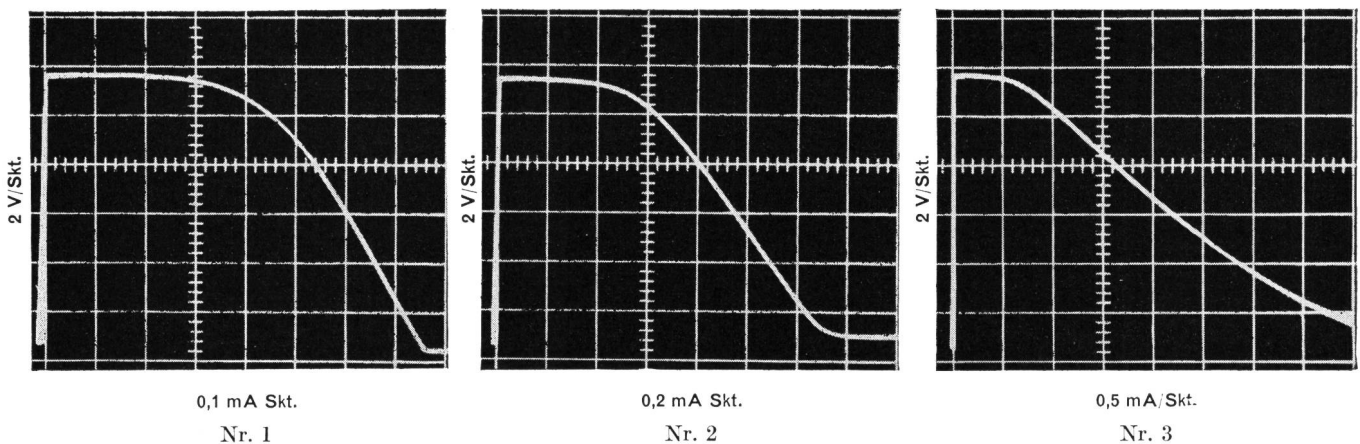


Fig. 10. Schaltcharakteristiken  $U = f(I)$  von Vierpolschaltern mit  $U_2 = 0$ ,  $R_2 = 0,38$  kΩ, die übrigen Daten wie in Fig. 9

**Tabelle 5:** Kontrolle der Gleichungen für  $I_S$  und  $r_N$

Schalter Nr.	$U_2 = 1,55 \text{ V}$ (Fig. 9)				$U_2 = 0$ (Fig. 10)			
	$I_S$		$r_N$		$I_S$		$r_N$	
	Gl. (3.13)	Messwert	Gl. (3.16)	Messwert	Gl. (3.25)	Messwert	Gl. (3.27)	Messwert
1	0,53 mA	0,53 mA	55 k $\Omega$	59 k $\Omega$	0,4 mA	0,4 mA	38 k $\Omega$	36 k $\Omega$
2	0,53 mA	0,5 mA	18 k $\Omega$	18 k $\Omega$	0,5 mA	0,5 mA	14 k $\Omega$	14 k $\Omega$
3	0,55 mA	0,6 mA	9,8 k $\Omega$	10 k $\Omega$	0,7 mA	0,8 mA	4,4 k $\Omega$	4 k $\Omega$

Aus ähnlichen Messungen, wie sie in den Figuren 11 und 12 aufgetragen sind, kann man die Werte für  $U_{En}$  und  $r_{on}$  im Schaltpunkt S entnehmen. Damit und mit  $\alpha_{En}$  lassen sich die für  $I_S$  beziehungsweise  $r_N$  hergeleiteten Gl. (3.13), (3.16), (3.25) und (3.27) kontrollieren. Die Resultate dieser Kontrolle zeigt die *Tabelle 5*.

Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Grössen zeigt gute Übereinstimmung. Auffallend ist die Abnahme des Betrages von  $r_N$ , wenn  $U_2 = 0$  ist an Stelle von  $U_2 = 1,55 \text{ V}$ . Das rührt davon her, dass  $R_2$  im ersten Falle nur 0,38 k $\Omega$  beträgt und somit der Einfluss des zweiten Summanden, der von  $r_{on}$  herrührt, in der Gl. (3.27) grösser ist als im zweiten Fall von Gl. (3.16) mit  $R_2 = 3,2 \text{ k}\Omega$  bei gleichen  $R_v$  und  $\alpha_{En}$ .

Die Stromverstärkung  $\alpha_{En}$  ist bei den ersten beiden Schaltern Nr. 1 und Nr. 2 über den ganzen Bereich des negativen Widerstandes besser konstant als bei Schalter Nr. 3.

### 3.3.1. Temperaturverhalten

Die *Figuren 11* und *12* zeigen Messungen am Schalter Nr. 1 bei drei verschiedenen Temperaturen. Sie dienen zur Kontrolle der Gl. (3.14) und (3.26). In beiden Fällen sinkt  $|U_{EnS}|$  um etwa  $c_2 = -2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ . Mit  $c_1$  nach Gl. (1.17) und  $I_{CBOp} - I_{CBOn} \approx -2,7 \mu\text{A}$  folgt aus Gl. (3.14):

$$\frac{\partial I_S}{\partial T} = + \frac{c_2}{R_2} + c_1 (I_{CBOp} - I_{CBOn}) = -0,84 \mu\text{A}/^\circ\text{C} \quad (3.30)$$

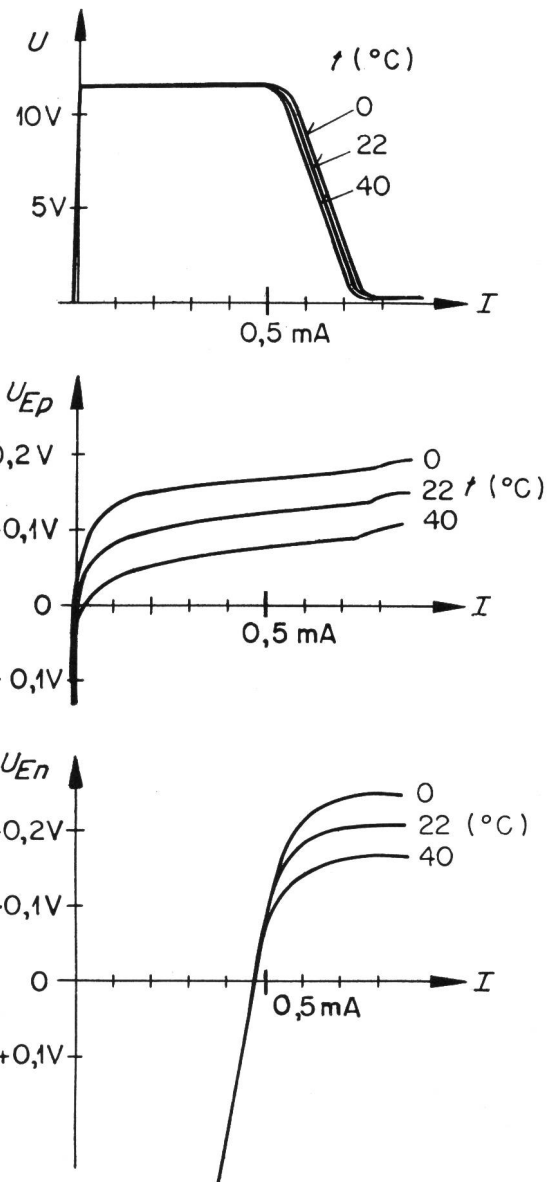
Aus der *Figur 11* entnimmt man für  $\Delta T = +40^\circ\text{C}$  ein  $\Delta I_S \approx -35 \mu\text{A}$ , somit  $\Delta I_S / \Delta T = -0,87 \mu\text{A}/^\circ\text{C}$ , was sich gut mit dem Resultat von Gl. (3.30) deckt.

Im Falle von  $U_2 = 0$  folgt aus *Figur 12* und Gl. (3.26) mit  $I_{SCn} = -3,2 \mu\text{A}$  und  $I_{CBOp} = -1,45 \mu\text{A}$ :

$$\frac{\partial I_S}{\partial T} = + \frac{c_2}{R_2} + c_1 (I_{SCn} + I_{CBOp}) = -5,6 \mu\text{A}/^\circ\text{C} \quad (3.31)$$

Gemessen wurde in *Figur 12*:  $\Delta I_S / \Delta T \approx -6 \mu\text{A}/^\circ\text{C}$ , was ebenfalls ungefähr dem berechneten Resultat entspricht.

Die beiden *Figuren* zeigen deutlich, bei welchen Emitter-Basis-Spannungen die Transistoren zu leiten beginnen und die positive Rückkopplung einsetzt.



**Fig. 11.** Vierpolschalter Nr. 1  
 $T_1$ : OC 77,  $T_2$ : OC 140  
 $U_v = 12 \text{ V}$ ,  $R_v = 1 \text{ k}\Omega$   
 $U_2 = 1,55 \text{ V}$ ,  $R_2 = 3,2 \text{ k}\Omega$

### 3.3.2. Charakteristische Werte

Analog wie beim Dreipolschalter lassen sich auch hier mit Hilfe der abgeleiteten Gleichungen und den Transistorgrundgrössen die charakteristischen Werte

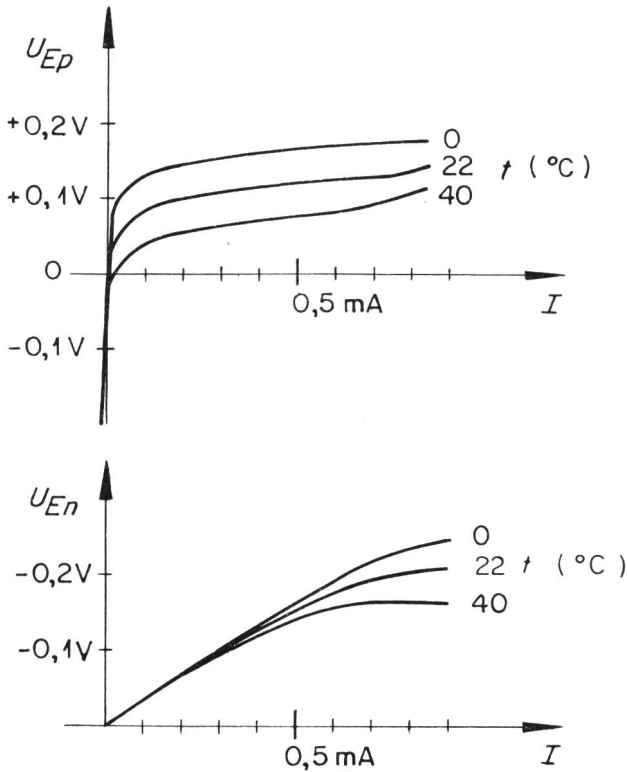
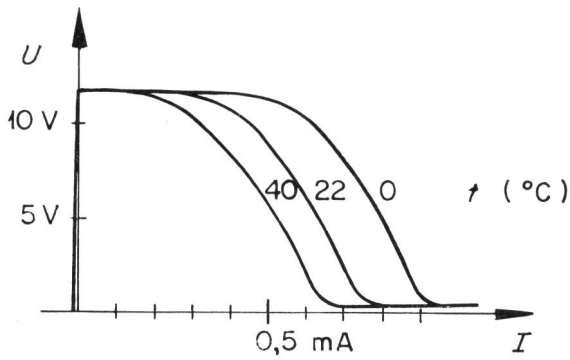


Fig. 12. Vierpolschalter Nr. 1  
 $T_1$ : OC 77,  $T_2$ : OC 140  
 $U_v = 12$  V,  $R_v = 1$  k $\Omega$   
 $U_2 = 0$ ,  $R_2 = 0,38$  k $\Omega$

in den Punkten O ... P berechnen. Der Vergleich mit den gemessenen Werten sei hier weggelassen. Er zeigt wieder gute Übereinstimmung.

Für den Schalter Nr. 1 ist in den beiden Figuren 13 und 14 noch der Einfluss des Sperrwiderstandes  $R_2$  auf den Schaltstrom  $I_S$  sowie den negativen Widerstand  $r_N$  bestimmt worden. Die Figur 13 zeigt deutlich, wie für grosse  $R_2$ ,  $r_N \approx -\alpha_{En} \cdot R_v$  beträgt. Wird nun  $R_2$  verkleinert, so steigt  $I_S$  gemäss Gl. (3.13) an und der absolute Betrag von  $r_N$  sinkt nach Gl. (3.16), weil  $r_{on} < 0$  ist. So ist er zum Beispiel bei  $R_2 = 3,2$  k $\Omega$  noch  $-55$  k $\Omega$ , statt  $-69$  k $\Omega$  wie bei  $R_2 = \infty$ .

Das gleiche Verhalten zeigt auch die Figur 14 für  $U_2 = 0$ . Bei grossen  $R_2$  ist  $r_N \approx -69$  k $\Omega$ , dagegen sinkt der Wert auf  $r_N \approx -35$  k $\Omega$  bei  $R_2 = 380 \Omega$ , weil dort  $r_{on} \approx -0,2$  k $\Omega$  beträgt.

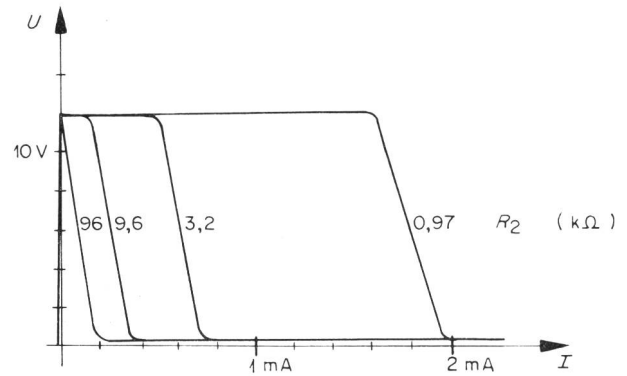


Fig. 13. Einfluss des Sperrwiderstandes  $R_2$  auf den Vierpolschalter Nr. 1,  $U_v = 12$  V,  $R_v = 1$  k $\Omega$ ,  $U_2 = 1,55$  V,  $t = 22^\circ$  C

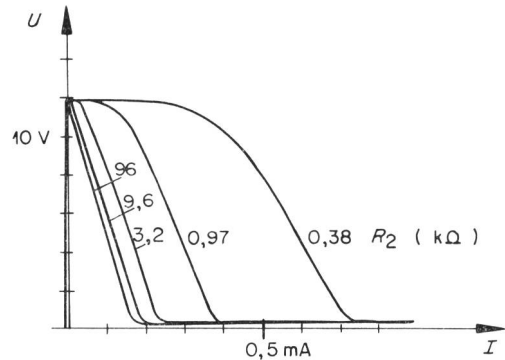


Fig. 14. Einfluss des Sperrwiderstandes  $R_2$  auf den Vierpolschalter Nr. 1,  $U_v = 12$  V,  $R_v = 1$  k $\Omega$ ,  $U_2 = 0$ ,  $t = 22^\circ$  C

#### 4. Zweipolschalter mit komplementären Transistoren

Bei den Zweipolschaltern wird die Referenzspannung nicht von aussen angelegt, sondern mit Hilfe einer Referenzspannungsdiode in der Schaltung selber erzeugt. In der Figur 15 ist die von Harel<sup>12</sup> bei Raumtemperatur untersuchte Schaltung angegeben. Die Figur 16 zeigt eine typische Charakteristik derselben. Diese ist jener von Figur 7 sehr ähnlich, mit Ausnahme des Sperrgebietes O ... G. Im Falle des Zweipolschalters ist hier der Schalterstrom  $I$  im Sperrgebiet positiv, während er beim Drei- und Vierpolschalter negativ ist. Ebenso ist der differentielle Widerstand  $r_s$  für  $U = 0$  beim Drei- und Vierpolschalter viel grösser als beim Zweipolschalter<sup>16</sup>.

Es wäre auch möglich, die Referenzspannungsdiode  $D_r$  – statt wie in Figur 15 eingezeichnet – über den Transistor  $T_1$  direkt zu legen<sup>17</sup>. Weil uns aber in erster Linie die Ersatzschaltung der pnpn-Diode interessiert, wird im Folgenden nur die Schaltung nach Figur 15 näher untersucht. Dabei geht es vor allem darum, die temperaturabhängigen Glieder in den Herleitungen von Harel zu bestimmen.

##### 4.1. Funktionsweise

Zum besseren Verständnis wird die Funktionsweise des Schalters kurz wiederholt. Wenn  $U$  von Null aus erhöht wird, so sind zuerst einmal beide Transistoren  $T_1$  und  $T_2$  und ebenso die Referenzspan-

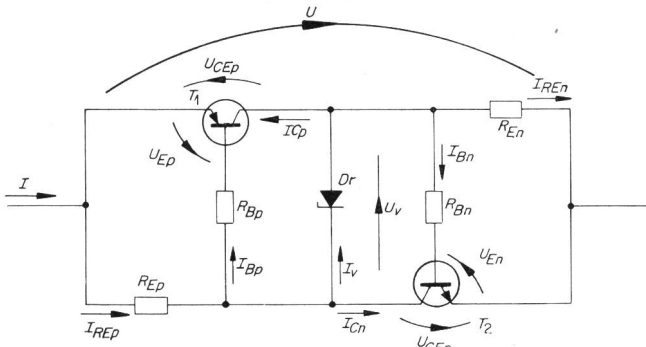


Fig. 15. Zweipolschalter mit komplementären Transistoren

nungsdiode  $D_r$  gesperrt. Beide Basisströme fließen im Vergleich zum Normalbetrieb in umgekehrter Richtung. Der durch den Schalter fließende Sperrstrom ist klein; der Widerstand des Schalters ist gross. Erreicht die Diodenspannung  $U_v$  den Referenzspannungswert  $U_v = U_r$ , so beginnt der Rückwärtsstrom  $I_v$  durch die Diode zu steigen. Im Anfangspunkt G der Charakteristik ist  $I_v$  auf sein Maximum angestiegen, die Basisströme werden Null, die beiden Transistoren beginnen sich zu öffnen und werden aktiv. Der Betrag der Emitterströme steigt, und im gleichen Masse nimmt der Diodenstrom ab. Im Schaltpunkt S ist letzterer so klein geworden, dass die Referenzspannung  $U_r$  zusammenbricht und sich die beiden Transistoren durch ihre positive Rückkopplung gegenseitig vollständig in den leitenden Zustand bringen.  $U$  sinkt auf einen kleinen Wert ab. Die Kollektorspannungen sinken und werden im Endpunkt W zu Null. Im Tiefpunkt D sind beide Transistoren gesättigt und bleiben es im ganzen Durchlassbereich.

#### 4.2. Berechnung der Schaltcharakteristik

##### a) Schaltpunkt S

Das Verhalten des Zweipolschalters ist hauptsächlich dadurch charakterisiert, dass der Umschalt-

strom  $I_S$  bei steigender Temperatur sinkt. Bei Schaltern mit Germanium-Transistoren ist diese Stromabnahme oft so gross, dass schon eine kleine Temperaturerhöhung genügt, um die negative Widerstandscharakteristik zum Verschwinden zu bringen. Da alle andern charakteristischen Werte auf Temperaturschwankungen um Grössenordnungen weniger empfindlich als  $I_S$  sind, befassen sich die nachfolgenden Untersuchungen besonders mit dieser Frage. Die im Abschnitt 4.3. der Arbeit von Harel verwendeten Grundbeziehungen können mit Ausnahme der Ergänzung von  $I_{CEOj}$  in Gl. 4.3.-2 und 4.3.-3 direkt übernommen werden. Im Schaltpunkt S ist  $U_S \approx U_r$  und der Diodenstrom  $I_v = 0$ . Es gilt nach Figur 15 unter Berücksichtigung der entsprechenden Vorzeichen:

$$I = -I_{Cp} + I_{Cn} \quad (4.1)$$

$$I_{Cp} = \alpha_{Ep} \left( I_{Bp} + \frac{U_{CEp}}{r_{Cp}} \right) + I_{CEO_p} \quad (4.2)$$

$$I_{Cn} = \alpha_{En} \left( I_{Bn} + \frac{U_{CEn}}{r_{Cn}} \right) + I_{CEO_n} \quad (4.3)$$

$$I_{Bp} = \frac{-U + U_{Ep} + U_{CEn}}{R_{Bp}} \quad (4.4)$$

$$I_{Bn} = \frac{U + U_{En} + U_{CEp}}{R_{Bn}} \quad (4.5)$$

$$I_{REp} = \frac{U - U_{CEn}}{R_{Ep}} \quad (4.6)$$

$$I_{REN} = \frac{U + U_{CEp}}{R_{En}} \quad (4.7)$$

$$I_{Bp} = -I_{Cn} + I_{REp} \quad (4.8)$$

$$I_{Bn} = -I_{Cp} - I_{REN} \quad (4.9)$$

Aus diesen neun Gleichungen lässt sich  $I = f(U)$  wie folgt berechnen:

$$I = \frac{1}{r_N} U + I_S \quad (4.10)$$

Mit der Substitution

$$q_j = 1 + \frac{R_{Bj}}{R_{Ej}} \quad (4.11)$$

und der allgemein gültigen Näherung  $R_{Bj} \ll r_{Cj}$ , sowie der für das Auftreten eines Bereiches mit negativem Widerstand notwendigen Bedingung:

$$\frac{q_n q_p}{\alpha_{En} \alpha_{Ep}} < 1 \quad (4.12)$$

hat Harel die folgenden Resultate gefunden:

$$g_N = \frac{1}{r_N} \approx \frac{\frac{q_n}{r_{Cn}} \left( 1 + \frac{q_p}{\alpha_{Ep}} \right) + \frac{q_p}{r_{Cp}} \left( 1 + \frac{q_n}{\alpha_{En}} \right)}{1 - \frac{q_p q_n}{\alpha_{Ep} \alpha_{En}}} \quad (4.13)$$

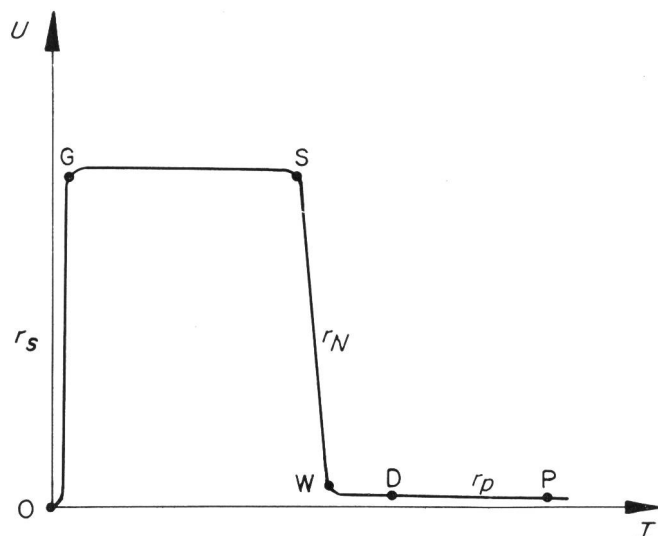


Fig. 16. Schaltcharakteristik des Zweipolschalters

$$I_S = \frac{q_n \left(1 + \frac{q_p}{\alpha_{Ep}}\right) \left(\frac{-U_{En}}{q_n R_{En}} - \frac{I_{CEOn}}{\alpha_{En}}\right)}{1 - \frac{q_p q_n}{\alpha_{Ep} \alpha_{En}}} + \frac{q_p \left(1 + \frac{q_n}{\alpha_{En}}\right) \left(\frac{U_{Ep}}{q_p R_{Ep}} - \frac{I_{CEOp}}{\alpha_{Ep}}\right)}{1 - \frac{q_p q_n}{\alpha_{Ep} \alpha_{En}}} \quad (4.14)$$

Im allgemeinen ist der Betrag des negativen Widerstandes so gross, dass  $|U/r_N| \ll I_S$  wird und somit die Gl. (4.14) den gesamten Schaltstrom  $I_S$  darstellt.

Man beachte, dass in der Gl. (4.13) für den negativen Widerstand  $r_N$  die Sperrströme  $I_{CEOj}$  sowie die Emitterbasisspannungen  $U_{Ej}$  nicht vorkommen, was eine gute Temperaturkonstanz erwarten lässt.

Die Bedingung (4.12) ist gleichbedeutend mit:

$$R_{Ej} > \frac{R_{Bj}}{\alpha_{Ej}} \quad (4.15)$$

Dem Widerstand  $R_{Ej}$  ist demzufolge eine untere Grenze gesetzt. Dies trifft auch zu, wenn zum Beispiel  $R_{Bj} = 0$  gemacht wird, weil dann der nicht ideale Transistor noch stets einen endlichen Basiszuleitwiderstand  $r_{BB'}$  aufweist.

In vielen praktischen Fällen ist  $R_{Ej}$  nicht sehr gross (etwa 1 k $\Omega$ ), so dass folgende Näherung gilt:

$$\frac{I_{CEOj}}{\alpha_{Ej}} \ll \frac{U_{Ej}}{q_j R_{Ej}} \quad (4.16)$$

Damit geht die Gl. (4.14) über in:

$$I_S \approx \frac{\left(1 + \frac{q_n}{\alpha_{En}}\right) \frac{U_{Ep}}{R_{Ep}} - \left(1 + \frac{q_p}{\alpha_{Ep}}\right) \frac{U_{En}}{R_{En}}}{1 - \frac{q_p q_n}{\alpha_{Ep} \alpha_{En}}} \quad (4.17)$$

*Spezialfall:*  $R_{Bj} = 0$

Für den Spezialfall wo  $R_{Bj} = 0$  (das heisst  $q_j = 1$ ) ist, gehen die Gl. (4.13) und (4.17) mit der Näherung  $\alpha_{Ej} \gg 1$  über in:

$$g_N = \frac{1}{r_N} \approx - \left( \frac{1}{r_{Cn}} + \frac{1}{r_{Cp}} \right) \quad (4.18)$$

$$I_S \approx \frac{U_{Ep}}{R_{Ep}} - \frac{U_{En}}{R_{En}} \quad (4.19)$$

Das Resultat von Gl. (4.19) findet man auch direkt aus der Schaltung von Figur 15 unter der Annahme, dass  $I_{Bj} \approx 0$  und  $I_v \approx 0$  ist. Dies stimmt für den Fall, wenn  $I_S$  nicht zu klein ist.

Gl. (4.13) zeigt, dass der Betrag von  $r_N$  steigt, wenn die Basiswiderstände  $R_{Bj}$  verkleinert werden. Er erreicht im Spezialfall von  $R_{Bj} = 0$  das Maximum von Gl. (4.18). Andererseits sinkt  $I_S$  gemäss Gl. (4.14).

Aus Gl. (4.14) und (4.19) folgt, dass der Schaltstrom  $I_S$  direkt proportional zur absoluten Summe der beiden Emitter-Basis-Spannungen  $U_{Ej}$  ist ( $U_{En}$  ist negativ!). Dies hat denn auch die grosse Temperaturabhängigkeit von  $I_S$  zur Folge.

Die beiden Emitter-Basis-Spannungen  $U_{Ej}$  können in Funktion des Gesamtstromes  $I$  analog zu Gl. (2.32) wie folgt angesetzt werden:

$$\begin{aligned} U_{Ep} &\approx U_{Eop} + r_{op} I + c_2 (T - T_0) \\ U_{En} &\approx U_{Eon} + r_{on} I - c_2 (T - T_0) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Dabei ist in beiden Fällen  $c_2 \approx -2$  mV/ $^{\circ}$ C einzusetzen.

Für  $R_{Ep} = R_{En} = R_E$  geht damit die Gl. (4.19) über in:

$$I_S \approx \frac{U_{Eop} - U_{Eon} + 2 c_2 (T - T_0)}{R_E - (r_{op} - r_{on})} \quad (4.21)$$

In diesen Gleichungen sind die beiden Grössen  $U_{Eoj}$  und  $r_{oj}$  annähernd konstant bei veränderlicher Temperatur. Somit folgt aus Gl. (4.21) in erster Näherung:

$$\frac{\partial I_S}{\partial T} \approx \frac{2 c_2}{R_E - (r_{op} - r_{on})} \quad (4.22)$$

In dieser Gleichung drückt  $c_2$  die Änderung der Emitter-Basis-Spannungen  $U_{Ej}$  in Funktion der Temperatur  $T$  und die  $r_{oj}$  in Funktion des Gesamtstromes  $I$  aus. Je grösser der Betrag von  $c_2$  und  $r_{oj}$  ist, umso stärker ist  $I_S$  von der Temperatur abhängig.

b) *Anfangspunkt G* ( $I_{Bj} \approx 0$ ,  $I_v$ : maximal)

Im Anfangspunkt G ist der Diodenstrom  $I_v$  auf sein Maximum angestiegen, und die beiden Basisströme  $I_{Bj}$  sind in der Umgebung von G Null. Die Spannung  $U$  ist in erster Näherung ungefähr  $U_G \approx U_r$ . Für  $I_{Bj} = 0$  folgt aus der Figur 15:

$$I_G = I_{CEOn} - \frac{U_{EFn}}{R_{En}} \quad (4.23)$$

Mit Hilfe der Gl. (1.22) für die freie Spannung  $U_{EFj}$  folgt daraus zum Beispiel:

$$\frac{\partial I_G}{\partial T} = c_1 I_{CEOn} - \frac{U_{EFn}}{T R_{En}} \quad (4.24)$$

Die Verhältnisse in den Punkten O, W, D, P sind ganz analog wie beim Dreipolhalter.

### 4.3. Messungen an Zweipolhaltern

Die Figur 17 zeigt wieder Aufnahmen der Schaltcharakteristik von drei Zweipolhaltern und einer Si-pnpn-Diode bei Raumtemperatur. Bei allen drei Haltern sind die Basiswiderstände  $R_{Bj} = 0$  und die beiden den Emitter-Basis-Dioden gegenüberliegenden Widerstände  $R_{Ej} = 320$  Ohm gewählt worden. Die Diode  $D_r$  besteht aus zwei in Serie geschalteten Referenzspannungsdioden vom Typ Z 7, deren jede eine Referenzspannung von  $U_r \approx 7$  V besitzt.

Der Betrag des negativen Widerstandes ist für den Schalter Nr. 1 am grössten. Dies deutet darauf hin, dass die Kollektorwiderstände bei den in diesem Schalter verwendeten Transistoren grösser sind als im Falle der übrigen Halter.

Der Sperrstrom des Schalters Nr. 3 mit Silizium-Transistoren und der Si-pnpn-Diode ist viel kleiner

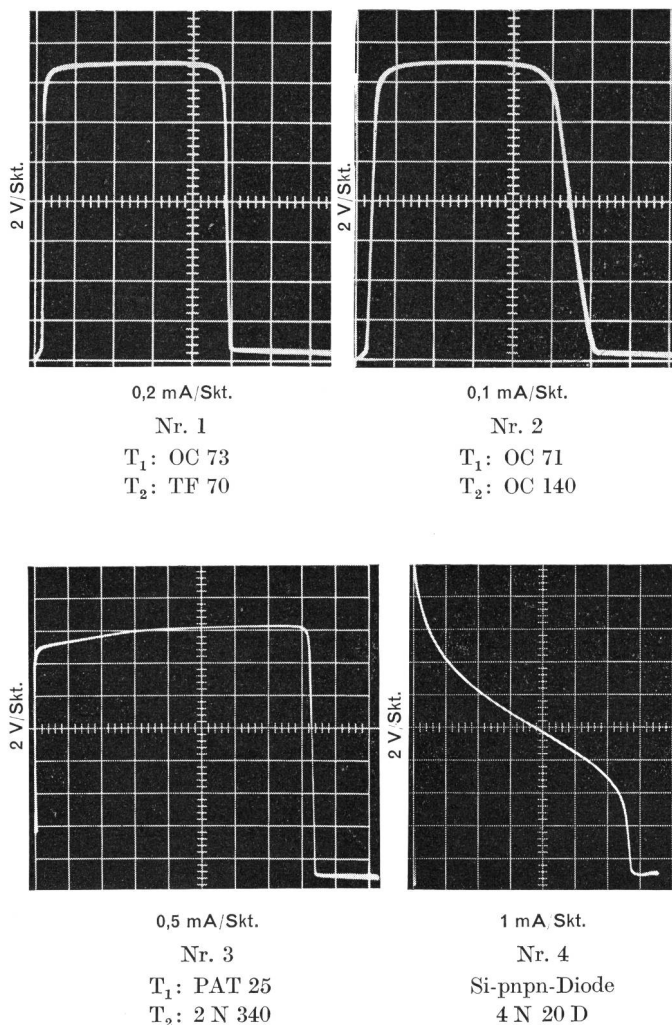


Fig. 17. Schaltcharakteristiken  $U = f(I)$  von Zweipolenschaltern  
 $R_{Bj} = 0$ ,  $R_{Ep} = R_{En} = 320 \Omega$ ,  $t = 22^\circ \text{C}$ ,  $Dr: 2 \times Z7$

als jener der beiden Germanium-Schalter, weil die Sperrströme  $I_{CE0j}$  von Si-Transistoren viel kleiner sind als jene von Ge-Transistoren.

Der Si-Schalter Nr. 3 weist einen grösseren Schaltstrom  $I_S$  auf als die beiden Schalter Nr. 1 und Nr. 2. Dies rührt davon her, dass die Emitter-Basis-Spannungen von Si-Transistoren grösser sind als jene von Ge-Transistoren.

Tabelle 6: Prüfung der Gl. (4.19):  $I_S \approx \frac{U_{Ep}}{R_{Ep}} - \frac{U_{En}}{R_{En}}$

t	Schalter Nr. 1				Schalter Nr. 2			
	$U_{Ep}$	$-U_{En}$	$I_S$		$U_{Ep}$	$-U_{En}$	$I_S$	
			Gl. (4.19)	Messwert			Gl. (4.19)	Messwert
$^\circ \text{C}$	V	V	mA	mA	V	V	mA	mA
0	0,18	0,24	1,31	1,36	0,155	0,15	0,95	0,95
10	0,156	0,215	1,16	1,18	0,126	0,118	0,76	0,76
22	0,116	0,185	0,94	0,95	0,082	0,073	0,48	0,48
30	0,088	0,16	0,77	0,75	0,035	0,035	0,22	zirka 0,2
41	0,048	0,115	0,51	0,45	—	—	—	—

Ebenfalls haben die Durchlasswiderstände  $r_d$  der beiden Si-Schalter Nr. 3 und Nr. 4 einen grösseren Wert als jene der beiden Ge-Schalter, weil die Sättigungswiderstände von Si-Transistoren allgemein grösser sind als jene von Ge-Transistoren.

#### 4.3.1. Temperaturverhalten

Die beiden Figuren 18 und 19 zeigen Messungen an zwei typischen Zweipolenschaltern Nr. 1 und Nr. 2 bei verschiedenen Umgebungstemperaturen. Damit lässt sich die Gl. (4.19) für den Schaltstrom  $I_S$  verifizieren. Die Zusammenstellung der Resultate erfolgt in der Tabelle 6. Ein Vergleich der beiden letzten Kolonnen zeigt gute Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Schaltstrom  $I_S$ .

Der Schalter Nr. 2 weist bei  $t = 41^\circ \text{C}$  keine Schaltcharakteristik mehr auf, weil die Kollektorsperrströme  $I_{CE0j}$  über den Widerständen  $R_{Ej}$  schon genügend Spannungsabfall erzeugen, so dass beide Transistoren von Anfang an leiten.

Aus der Figur 19 ist ersichtlich, dass schon bei  $t = 30^\circ \text{C}$  die Referenzdiode ohne Einfluss ist. Wohl tritt noch ein Bereich mit negativem Widerstand auf, aber die Transistoren werden leitend, bevor ein Diodenstrom fließen kann.

Die Kurven für die Emitter-Basis-Spannungen  $U_{Ej}$  bestätigen die Abnahme derselben um etwa  $c_2 \approx -2 \text{ mV}/^\circ \text{C}$ .

Aus den Messungen von Figur 18 folgt ferner für die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des Schaltstromes  $I_S$  nach Gl. (4.22) bei  $t = 22^\circ \text{C}$ :

$$r_{op} = \partial U_{Ep} / \partial I \approx 70 \Omega \quad (4.25)$$

$$r_{on} = \partial U_{En} / \partial I \approx -75 \Omega \quad (4.26)$$

Diese Werte, eingesetzt in der Gl. (4.22), ergeben mit  $R_E = 320 \Omega$ :

$$\partial I_S / \partial T \approx -22,8 \mu \text{A} / ^\circ \text{C} \quad (4.27)$$

Andererseits misst man in Figur 18 für eine Temperaturerhöhung von  $10^\circ \text{C}$  auf  $30^\circ \text{C}$  eine Abnahme des Schaltstromes um  $\Delta I_S = -0,43 \text{ mA}$ . Daraus folgt:

$$\Delta I_S / \Delta T = -21,5 \mu \text{A} / ^\circ \text{C} \quad (4.28)$$

Der Vergleich zeigt gute Übereinstimmung von gemessenem und berechnetem Wert.



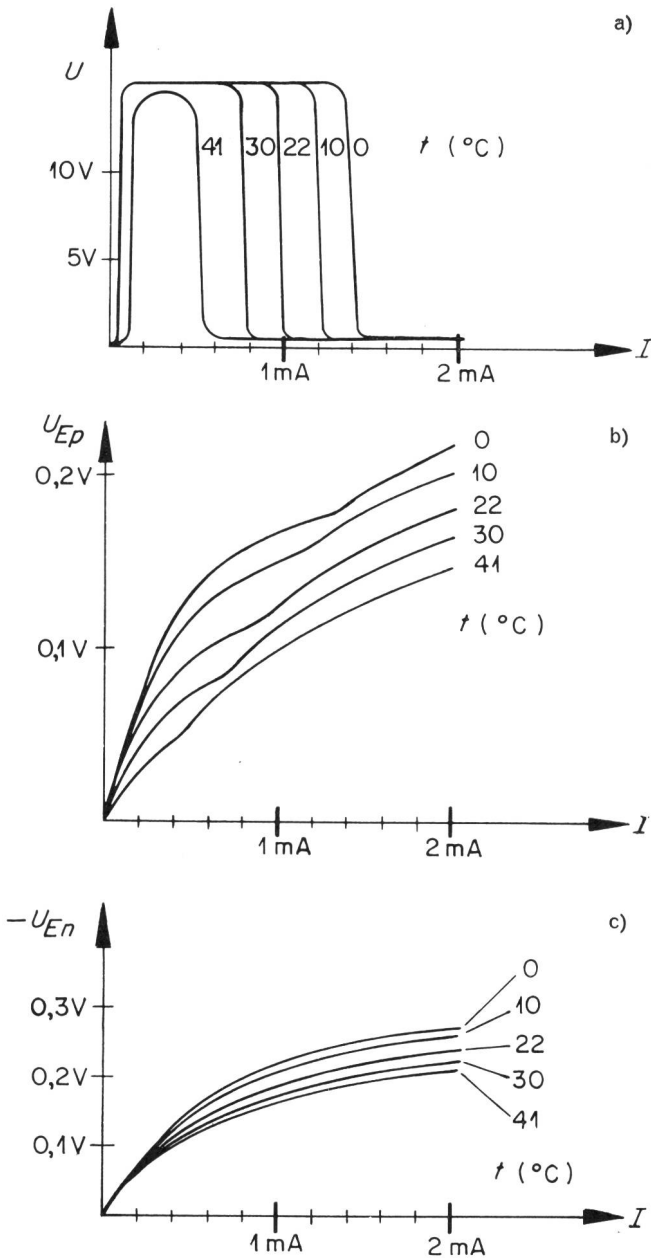


Fig. 18. Zweipolschalter Nr. 1  
 $R_{Bj} = 0$ ,  $R_{Ep} = R_{En} = 320 \Omega$ ,  $D_r: 2 \times Z7$   
 a) Schaltcharakteristik  
 b) Emitter-Basis-Spannung OC 73  
 c) Emitter-Basis-Spannung TF 70

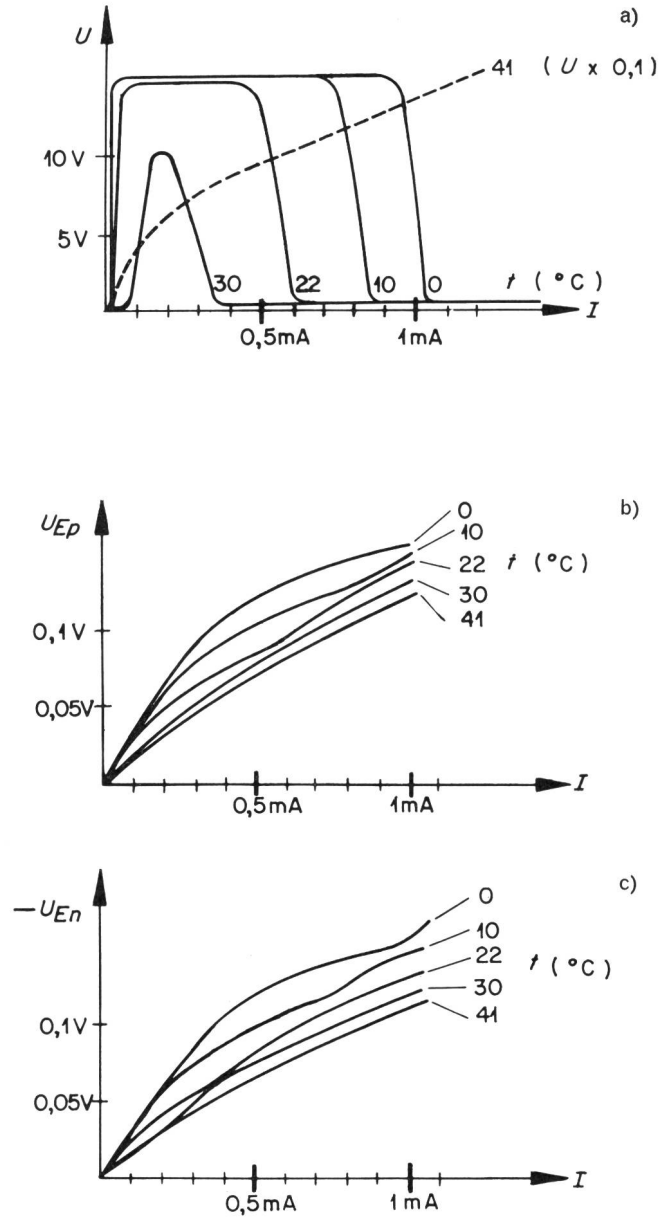


Fig. 19. Zweipolschalter Nr. 2  
 $R_{Bj} = 0$ ,  $R_{Ep} = R_{En} = 320 \Omega$ ,  $D_r: 2 \times Z7$   
 a) Schaltcharakteristik  
 b) Emitter-Basis-Spannung OC 71  
 c) Emitter-Basis-Spannung OC 140

#### 4.3.2. Schaltzeiten und Widerstandsverhältnisse

Um ein Bild von den Grössenordnungen der Schaltzeiten sowie der wechselstrommässigen Widerstandsverhältnisse zu erhalten, wurden einige Messungen an Zweipolschaltern vom Typ Nr. 1 (Ge), Nr. 3 (Si) und Nr. 4 (pnpn) bei Raumtemperatur ausgeführt.

Die Widerstandswerte gelten für eine Frequenz von 1 kHz.

Die Einschaltzeit  $t_1$  und die Ausschaltzeit  $t_2$  wurden gemessen, indem ein Stromimpuls von etwa 5 mA Amplitude, 30  $\mu s$  Länge mit einer Repetitionsfrequenz von 1 kHz angelegt wurde.

Tabelle 7: Schaltzeiten und Widerstandsverhältnisse

Schalter Nr.	$t_1$	$t_2$	$r_d$	$r_s$	$r_s/r_d$
	$\mu s$	$\mu s$	$\Omega$	$M\Omega$	$\cdot 10^4$
1	3,5	30	30	0,73	2,4
3	3	10	130	1,35	1
4	5	4	1	3,3	330

Die Resultate sind in der *Tabelle 7* zusammengestellt. Sie zeigen, dass vor allem die pnpn-Diode Nr. 4 im Betrag des Sperrwiderstandes  $r_s$  und des Durchlasswiderstandes  $r_d$  besser ist als die Transistorschalter Nr. 1 und Nr. 3.

(Fortsetzung in der nächsten Nummer)