

# Zur Frage der Abhängigkeit der Stromverstärkung von Flächentransistoren vom Emitterstrom

Autor(en): **Hauri, E.R.**

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): **34 (1956)**

Heft 11

PDF erstellt am: **11.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-874548>

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

## Zur Frage der Abhängigkeit der Stromverstärkung von Flächentransistoren vom Emitterstrom

Von E. R. Hauri, Bern

621.375.4

**Zusammenfassung.** Die vorliegende Untersuchung wurde in erster Linie vorgenommen, um das Frequenzverhalten der Stromverstärkung  $\alpha$  von Flächentransistoren bei steigendem Emitterstrom zu erklären; es ergeben sich ferner einige weitere Ausdrücke für das Verhalten der niederfrequenten Stromverstärkung in Abhängigkeit vom Emitterstrom.

Ausgehend von den Differentialgleichungen für den Stromfluss im Basisgebiet eines Flächentransistors wird zuerst die Verteilung der Minoritätsträgerdichte in der Basis berechnet. Daraus kann die Laufzeit der Minoritätsträger und die Shockleysche Grenzfrequenz  $f_{\beta}$  des Transportfaktors  $\beta$  ermittelt werden. Ferner folgen daraus einige Gleichungen für die Komponenten der niederfrequenten Stromverstärkung (Emitterwirkungsgrad, Transportfaktor, Oberflächenrekombination), die im wesentlichen mit schon publizierten Resultaten übereinstimmen, aber den physikalischen Tatsachen etwas besser entsprechen dürften. Die Rechnungen stehen mit Messresultaten in guter Übereinstimmung.

### 1. Problemstellung

Die vorhandenen Theorien der Flächentransistoren [1...6]\* gehen fast immer davon aus, dass die Dichte der vom Emitter in die Basis injizierten Minoritätsträger klein sei gegen die Dichte der im Basisraum im thermischen Gleichgewichtszustand vorhandenen Majoritätsträger. Der Minoritätsträgerstrom durch die Basis hindurch ist dann ein reiner Diffusionsstrom. Wenn dies nicht zutrifft – bei hohen Emitterströmen – entsteht ein elektrisches Raumladungsfeld in der Basis, das den Strom der Minoritätsträger unterstützt [7]. Der totale Strom setzt sich dann aus einem Feldstrom und einem Diffusionsstrom zusammen; infolgedessen sind prozentual weniger Minoritätsträger in der Basis vorhanden als bei einer reinen Diffusionsströmung. Dieser Effekt kann als eine scheinbare Vergrößerung der Diffusionskonstante gedeutet werden; er hat aber noch andere Folgen:

**Résumé.** L'essai décrit a été entrepris surtout pour expliquer la caractéristique de fréquence du gain en courant  $\alpha$  des transistors à jonction lorsque le courant de l'émetteur croît. Il a permis de trouver aussi quelques expressions pour le comportement du gain en courant de basse fréquence en fonction du courant de l'émetteur.

Partant des équations différentielles pour le courant dans la base d'un transistor à jonction, l'auteur calcule d'abord la répartition de la densité des porteurs minoritaires. Il en déduit le temps de transit de ces porteurs et la fréquence de coupure  $f_{\beta}$  de Shockley pour le facteur de transport  $\beta$ , ainsi que quelques équations pour les composantes du gain en courant de basse fréquence (efficacité de l'émetteur, facteur de transport, recombinaison à la surface). Ces expressions concordent pour l'essentiel avec des résultats déjà publiés, mais semblent mieux correspondre aux phénomènes physiques. Les calculs présentent une bonne concordance avec les résultats des mesures.

- Die Leitfähigkeit  $\sigma_B$  der Basisschicht wird grösser, wodurch der Emitterwirkungsgrad  $\gamma$  schlechter wird;
- die Lebensdauer der Minoritätsträger ändert sich und beeinflusst den Transportfaktor  $\beta$ ;
- andererseits werden die Minoritätsträgerverluste infolge Oberflächenrekombination kleiner;
- bei ungünstiger Konstruktion des Basisanschlusses (Punktkontakt) entsteht infolge des Querschnittes der Basiszone ein Spannungsabfall durch den Basisgleichstrom [8], so dass der Emitter nicht über dem ganzen Querschnitt die gleiche Vorspannung hat; die Stromdichte ist dann beim Basisanschluss am grössten und nimmt mit zunehmender Entfernung vom Basiskontakt ab; wiederum wird der Emitterwirkungsgrad schlechter. Dieser letztgenannte Effekt wird vermieden, wenn der Basiskontakt linien- oder flächenhaft ausgeführt wird.

Die Existenz eines elektrischen Feldes liess vermuten, dass bei hohen Emitterströmen auch eine

\* Vgl. Bibliographie am Ende des Beitrages.

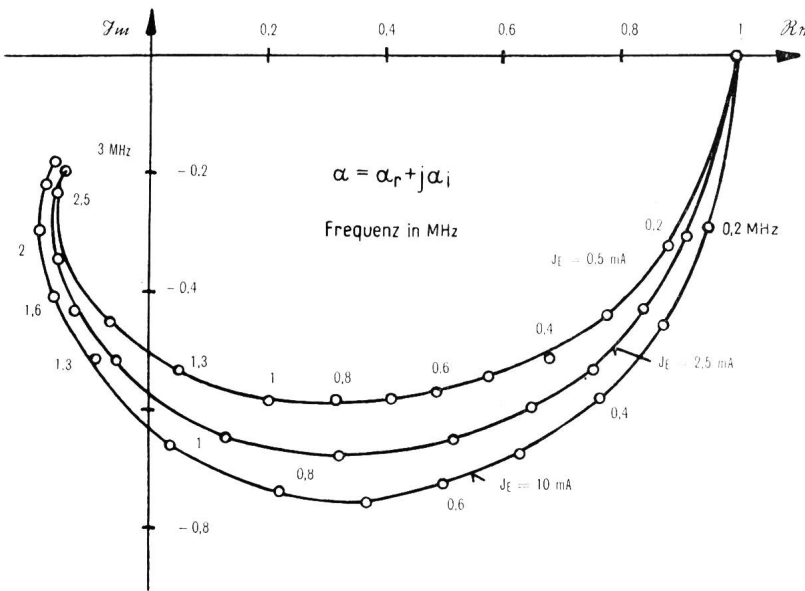


Fig. 1. Stromverstärkung  $\alpha$  in Basisschaltung in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Emittterströmen. Transistor OC 72;  $U_C = -4,5$  V;  $J_E = 0,5, 2,5, 10$  mA

Beeinflussung des Hochfrequenzverhaltens der Stromverstärkung  $\alpha$  entsteht, was mit Messungen übereinstimmt (siehe zum Beispiel Figur 1); es ist aber hierüber in der Arbeit von Webster [7] nichts zu finden. Wohl ist ein elektrisches Feld bei den sogenannten Drift- und Zwischenschichttransistoren [4...6] in der Basiszone vorhanden; dort entsteht es aber infolge der ungleichmässigen Dichte der Störstellen und ist auch schon bei vernachlässigbar kleiner Minoritätsträgerdichte vorhanden. Hier soll aber der Fall einer konstanten Störstellendichte in der Basis betrachtet werden, wobei das elektrische Feld nur durch die Raumladung der injizierten Minoritätsträger bedingt ist.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um eine Erklärung des Hochfrequenzverhaltens der Stromverstärkung  $\alpha$  bei grossen Emittterströmen zu erhalten; ferner ergab sich beiläufig, dass die Formeln von Webster einer gewissen Revision bedürfen. Die Arbeit von Webster war hauptsächlich auf legierte Transistoren zugeschnitten, während die Voraussetzungen dieser Untersuchung etwas allgemeiner sind; es wird bei den einzelnen Fragen näher auf die Anwendbarkeit für legierte oder gezogene Transistoren eingegangen.

### 2. Die Verteilung der Minoritätsträger im Basisgebiet

Figur 2 zeigt schematisch den Aufbau eines pnp-Flächentransistors mit dem Emittterübergang  $\bar{U}_E$  und dem Kollektorübergang  $\bar{U}_C$  (Raumladungszonen). Die beiden Übergänge sind als parallel vorausgesetzt und die Basisdicke  $w$  ist also konstant über den Querschnitt. Die Minoritätsträger (Löcher) fliessen senkrecht zu den beiden Übergängen durch die Basiszone hindurch. Der konstante Querschnitt  $A$  des Transistors kann rund oder rechteckförmig sein. Der Aufbau entspricht ziemlich genau dem eines gezogenen Flächentransistors. Der Emittterübergang ist

in Flussrichtung durch eine Gleichspannung  $U_E$  und der Kollektorübertragung in Sperrrichtung durch eine Gleichspannung  $U_C$  vorgespannt. Nach Figur 2 wird die Entfernung in der Basiszone vom Emittterübergang mit  $x$  bezeichnet; die Basisdicke beträgt  $w$  (cm). Wichtig sind in unserem Zusammenhang die Eigenschaften der Basiszone; diese sind charakterisiert durch: die Zahl  $n_B$  der Elektronen pro  $cm^3$  und die Zahl  $p_B$  der Löcher pro  $cm^3$  im thermischen Gleichgewicht; die Leitfähigkeit  $\sigma_B$ ; die Diffusionskonstante  $D_p$  und die Lebensdauer  $\tau_B$  der Löcher.

Die Dichte  $p_0$  der an der Stelle  $x = 0$  in die Basis injizierten Löcher beträgt nach dem Boltzmannschen Gesetz:

$$p_0 = p_B \exp(U_E/U_B) \tag{1}$$

wobei

- $p_B$  = Löcherkonzentration in der Basis im thermischen Gleichgewicht.
- $U_E$  = Emitttergleichspannung.
- $U_B$  = Boltzmann-Spannung (Spannungsäquivalent für die kinetische Energie eines Elektrons oder Lochs;  $eU_B = kT$ ).
- $e$  = Ladung des Elektrons ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  Amp. sec).
- $k$  = Boltzmannsche Konstante ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  Watt sec./°K.)
- $T$  = absolute Temperatur in °K.

Bei Zimmertemperatur beträgt  $U_B = 0,025$  Volt.

In der Basis soll die Dichte der Störstellen (hier Donatoren) überall konstant und gleich  $N_D$  sein.

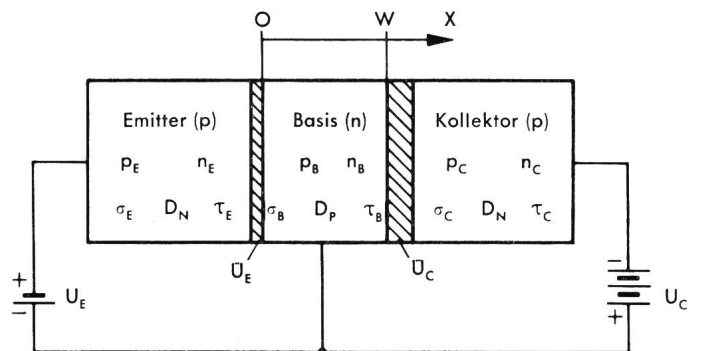


Fig. 2. Schematischer Aufbau eines pnp-Flächentransistors

Die Dichte  $n_B$  der Elektronen in der Basis im thermischen Gleichgewicht ist dann ebenfalls konstant und gleich  $N_D$ . Nach dem sogenannten Massenwirkungsgesetz ist

$$p_B = n_i^2/n_B \quad (2)$$

$n_i$  ist die Inversionsdichte (Anzahl der im gleichen Halbleiter durch Temperaturanregung entstandenen Elektronen bzw. Löcher). An der Stelle  $x = w$  gilt die zu (1) analoge Gleichung

$$p_w = p_B \exp(-U_c/U_B) \quad (3)$$

Die Kollektorgleichspannung  $U_c$  wird meist sehr viel grösser als  $U_B$  sein, so dass  $p_w = 0$  angenommen werden kann. - Bei einer reinen Diffusionsströmung gilt für die Löcherstromdichte  $i_p$ :

$$i_p = -eD_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (4)$$

wobei  $D_p$  = Diffusionskonstante für Löcher.

Gleichung (4) bedeutet, dass ein Diffusionsstrom fliesst, sobald in einem Halbleiter eine Differenz der Dichte von Ladungsträgern vorhanden ist. Dies ist in der Basiszone der Fall, denn wir haben nach (1)  $p_0$  an der Stelle  $x = 0$  und  $p_w = 0$  an der Stelle  $x = w$ .

Wenn man die Rekombination von Löchern mit Elektronen vernachlässigt, so ist  $i_p$  an allen Stellen  $x$  gleich gross und konstant, und es muss auch  $dp/dx$  konstant sein. Die Löcherdichte  $p$  fällt also von  $p_0$  an der Stelle  $x = 0$  auf  $p_w = 0$  an der Stelle  $x = w$  linear ab; es ist

$$p = p_0 (1 - x/w) \quad (5)$$

und daher:

$$dp/dx = -p_0/w \quad (6)$$

Aus der Gleichung (4) folgt mit (6):

$$i_p = eD_p p_0/w \quad (7)$$

Die Stromdichte  $i_p$  ist bei Vernachlässigung des Elektronenstromes von der Basis zum Emitter gleich (Emitterstrom  $J_E$ / Querschnitt  $A$ ). Wir definieren nun einen dimensionslosen Parameter  $Z_0$  mit Hilfe der Gleichung (7):

$$Z_0 = \frac{p_0}{N_D} = \frac{J_E w}{AeD_p N_D} \quad (8)$$

$Z_0$  ist das Verhältnis von (Löcherdichte in der Basis am Emitter) zu (Donatordichte in der Basis) bei reiner Diffusionsströmung. ( $Z_0$  ist identisch mit dem von Webster definierten Parameter  $Z = w\mu_n J_E / AD_p\sigma_B$ , da  $\sigma_B = e\mu_n N_D$ ; es wurde hier mit  $Z_0$  bezeichnet, da wir später das Verhältnis  $Z = p(x) / N_D$  einführen werden. Webster hat nur die Verhältnisse in der Basis direkt am Emitter untersucht, während hier der Einfluss der Löcherverteilung über den ganzen Basisraum diskutiert wird.)

Wenn Löcher in die Basis injiziert werden, so ist die Dichte der Elektronen nicht mehr konstant und gleich  $n_B = N_D$ , sondern die Elektronendichte

stellt sich so ein, dass an jedem Punkt elektrische Neutralität herrscht; es wird

$$n = p + N_D \quad (9)$$

Die Gleichung (9) bedeutet, dass in jedem Querschnitt die Zahl der (negativen) Elektronen gleich der Zahl der positiven Ladungen ist; letztere ist gleich der Zahl der Donatoren, die die positive Ladung des Elektrons aufweisen, zuzüglich die Zahl der (positiven) Löcher. Da  $N_D$  konstant ist, folgt aus (9):

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dn}{dx} \quad (10)$$

Die zusätzlichen Elektronen werden über den Basisanschluss nachbezogen.

Die Verteilung der Elektronen und Löcher in der Basis für diesen idealisierten Fall kann, entsprechend den voranstehenden Gleichungen, nach Figur 3 dargestellt werden.

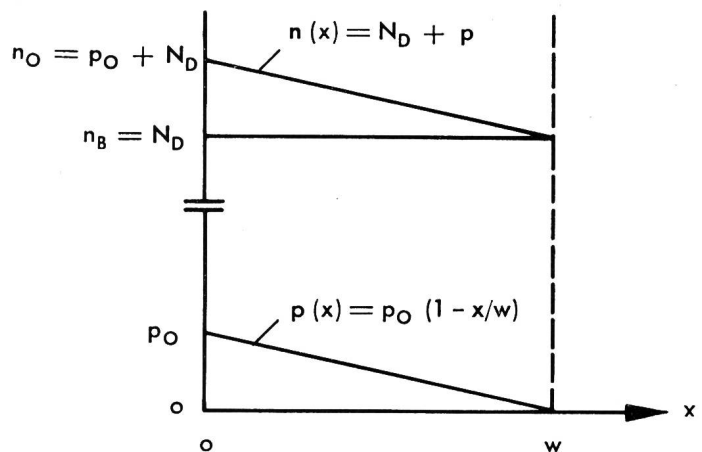


Fig. 3. Löcher- und Elektronenverteilung in der Basis bei kleiner Minoritätsträgerinjektion

Wenn man Rekombination und Emitterwirkungsgrad berücksichtigt, so ergibt sich eine um wenig abweichende Verteilung [1, 3].

Ist aber die Minoritätsträgerdichte in der Basis gross, so müssen die vollständigen Gleichungen für den Stromfluss in der Basis berücksichtigt werden; sie lauten:

$$i_n = -en\mu_n \text{grad } V + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (11)$$

$$i_p = -ep\mu_p \text{grad } V - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (12)$$

$V$  = elektrisches Potential;  $\mu_n, \mu_p$  = Beweglichkeit der Elektronen resp. Löcher.

Die Stromdichten  $i_n$  bzw.  $i_p$  der Elektronen und Löcher sind nun zusammengesetzt aus einem Feldstrom oder Driftstrom und aus einem Diffusionsstrom. Die Gleichungen (9) und (10) gelten immer noch.

Setzt man wieder voraus, dass der Emitterwirkungsgrad  $\gamma = 1$  sein soll und dass keine Rekombination auftritt, so fliesst kein Elektronenstrom in der Basis; es ist

$$i_n = 0 \quad (13)$$

Diese idealisierende Annahme kommt der Wirklichkeit ziemlich nahe; anschaulich bedeutet sie ein Gleichgewicht zwischen dem Feldstrom der Elektronen (der proportional zum Potentialgradient ist) und dem Diffusionsstrom der Elektronen in der Basis.

Wegen (12) und (13) folgt aus (11) mit (9) und (10):

$$\text{grad } V = \frac{D_n}{\mu_n(p + N_D)} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{U_B}{(N_D + p)} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (14)$$

wobei die *Einsteinsche* Beziehung (15) benutzt wurde:

$$D_n = \mu_n U_B \quad (15)$$

(14) in (12) eingesetzt ergibt:

$$i_p = -eD_p \left(1 + \frac{p}{p + N_D}\right) \frac{dp}{dx} = -eD_p \frac{(2p + N_D)}{(p + N_D)} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (16)$$

Wenn  $i_n = 0$  ist, ist  $i_p = \text{konst.} = J_E / A$ , und es ergibt sich die Differentialgleichung:

$$\frac{2p + N_D}{p + N_D} dp = - \frac{J_E}{AeD_p} dx = - \frac{p_0}{w} dx \quad (17)$$

Ihre Lösung ist:

$$2 N_D + 2 p - N_D \ln(1 + p/N_D) + \text{konst.} = - p_0 x/w$$

Da  $p = 0$  für  $x = w$  sein soll, kann die Integrationskonstante bestimmt werden, und es folgt:

$$2 p - N_D \ln(1 + p/N_D) = p_0 (1 - x/w) \quad (18)$$

oder unter Einführung der dimensionslosen Grössen  $Z = p / N_D$  und  $Z_0 = p_0 / N_D$ :

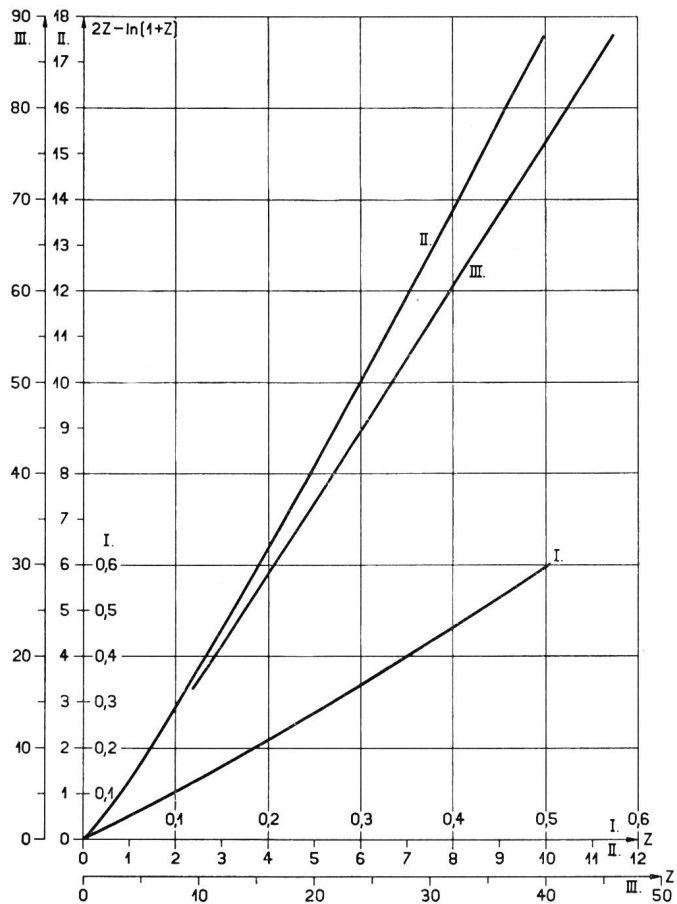


Fig. 4. Die Funktion  $2Z - \ln(1 + Z)$

$$F(Z, x) = 2Z - \ln(1 + Z) - Z_0(1 - x/w) = 0 \quad (19)$$

Gesucht ist nun die normierte Löcherverteilung  $Z(x) = p(x)/N_D$  mit  $Z_0$  als Parameter mit Hilfe von Gleichung (19).

$Z$  kann nicht explizit als Funktion von  $x$  und  $Z_0$  ausgedrückt werden, sondern die Lösung erfolgt auf graphischem Wege. Zu diesem Zweck wurde die Funktion  $2Z - \ln(1 + Z)$  über  $Z$  aufgetragen (siehe Figur 4). Je nach den Werten von  $Z_0$  und  $x/w$  kann dann  $Z$  bestimmt werden. So wurde der Verlauf von  $Z = p / N_D$  über die Basiszone für die Werte von  $Z_0 = p_0 / N_D = 1; 2; 5; 10; 15; 20; 30$  ermittelt (siehe Figur 5).

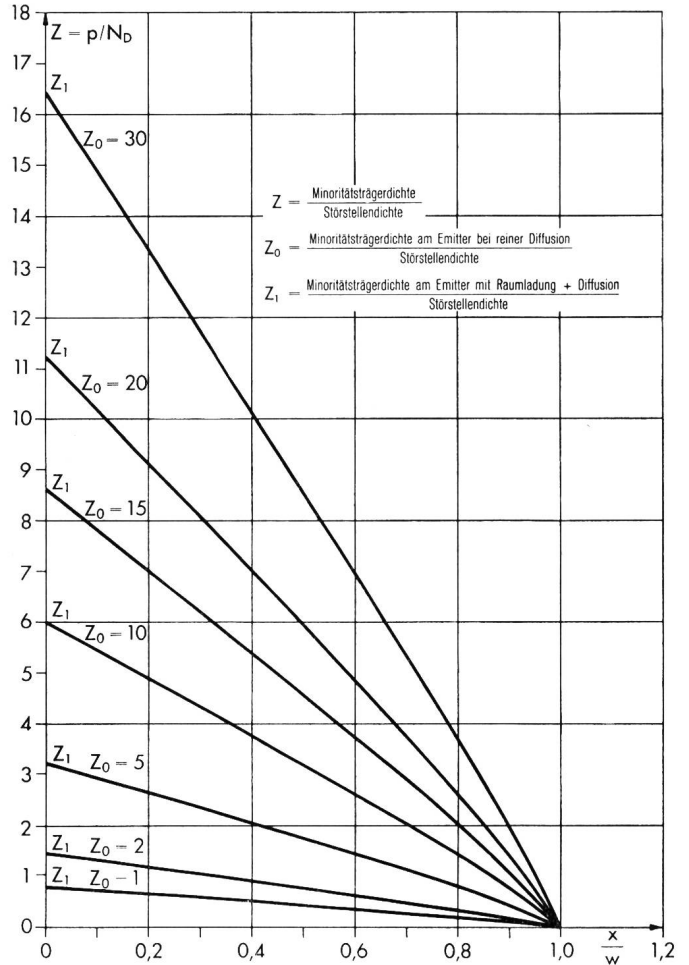


Fig. 5. Verteilung der Minoritätsträgerdichte in der Basiszone

Der zusätzliche Feldstrom infolge der Raumladung hat nun zur Folge, dass kleinere Löcherdichten nötig sind, um den totalen Strom zu tragen, als wenn nur eine reine Diffusionsströmung vorhanden wäre. Insbesondere ist nun die Dichte  $p_1$  der Löcher an der Stelle  $x = 0$  kleiner als  $p_0$ ; das heisst, es ist auch  $Z_1 = p_1 / N_D$  kleiner als  $Z_0$  nach Gleichung (8) bei reiner Diffusionsströmung.  $Z_1$  ist eine Funktion von  $Z_0$ . In Figur 6 ist das Verhältnis  $m = p_1 / p_0 = Z_1 / Z_0 = m(Z_0)$  dargestellt. Die Funktion  $m(Z_0)$  ist nicht identisch mit der Funktion  $g(Z)$  von Webster. Für kleine Werte von  $Z_0$  geht  $m$  gegen eins, für sehr grosse Werte von  $Z_0$  gegen 0,5.

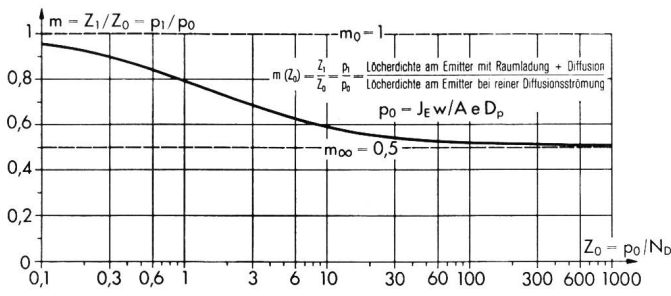


Fig. 6. Lösung der Funktion  $2Z_1 - \ln(1 + Z_1) = Z_0$

Raumladungseffekte sind also um so eher zu erwarten, je grösser  $Z_0$  ist, das heisst, je grösser die Stromdichte  $J_E/A$  und die Basisdicke  $w$  und je kleiner die Donatorenkonzentration  $N_D$  ist. Ferner sind Raumladungseffekte eher bei pnp-Transistoren zu erwarten, denn bei npn-Transistoren müsste man statt  $D_p$  die Diffusionskonstante  $D_n$  der Elektronen einsetzen, die bei allen Halbleitern grösser als  $D_p$  ist (bei Germanium  $D_n = 90 \text{ cm}^2/\text{sec.}$ ;  $D_p = 43 \text{ cm}^2/\text{sec.}$ ).

Bei kleiner Löcherinjektion kann man setzen

$$\ln(1 + Z) \cong Z$$

und man erhält dann aus Gleichung (19):

$$Z = Z_0 (1 - x/w)$$

also wieder eine linear abnehmende Löcherkonzentration; der Grenzfall kleiner Minoritätsträgerdichte ist also in Gleichung (19) ebenfalls enthalten.

Aus Gleichung (19) findet man ferner:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= N_D \cdot \frac{dZ}{dx} = -N_D \left( \frac{dF}{dx} \right) / \left( \frac{dF}{dZ} \right) \\ &: \frac{dp}{dx} = -\frac{p_0}{w} \frac{(1 + Z)}{(1 + 2Z)} \end{aligned} \quad (20)$$

und damit folgt aus (14):

$$\text{grad } V = \frac{U_B}{N_D (1 + Z)} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{U_B}{w} \frac{Z_0}{(1 + 2Z)} \quad (21)$$

Die Feldstromdichte wird mit Hilfe der Einsteinschen Beziehung  $D_p = \mu_p U_B$ :

$$i_F = -pe \mu_p \cdot \text{grad } V = \frac{eD_p p_0}{w} \cdot \frac{Z}{(1 + 2Z)} \quad (22)$$

Die Diffusionsstromdichte wird:

$$i_D = -eD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eD_p p_0}{w} \cdot \frac{(1 + Z)}{(1 + 2Z)} \quad (22a)$$

Die totale Stromdichte ergibt sich zu:

$$i_p = i_F + i_D = \frac{J_E}{A} = \frac{eD_p p_0}{w} \quad (23)$$

Gleichung (23) entspricht genau der Gleichung (7).

Trotzdem also an der Stelle  $x = 0$  weniger als  $p_0$  Löcher pro  $\text{cm}^3$  vorhanden sind, ist der totale Strom infolge des elektrischen Feldes genau gleich gross, wie wenn ein reiner Diffusionsstrom mit dem Dichtegradienten  $(-p_0/w)$  der Löcher vorhanden wäre. Die-

ser Effekt kann als eine scheinbare Vergrösserung der Diffusionskonstante gedeutet werden [7].

Das Verhältnis des Feldstromes  $i_F$  zum totalen Strom  $i_p$  wird

$$i_F / i_p = Z / (1 + 2Z) \quad (24)$$

und das Verhältnis des Diffusionsstromes  $i_D$  zum totalen Strom  $i_p$  beträgt

$$i_D / i_p = (1 + Z) / (1 + 2Z) \quad (25)$$

Das Verhältnis von Feldstrom zu Diffusionsstrom schliesslich ist

$$i_F / i_D = Z / (1 + Z) \quad (26)$$

Die drei Funktionen der Gleichungen (24)...(26) sind in den Figuren 7...9 mit  $Z_0$  als Parameter gezeichnet; sie sind berechnet nach dem in Figur 5 gezeichneten Verlauf von  $Z$  in Abhängigkeit von  $x$ . Feldstrom und Diffusionsstrom sind ebenfalls ortsabhängig. Der Feldstrom ist am grössten an der Stelle  $x = 0$ , also am Emitter, und nimmt ab bis auf Null für  $x = w$ , also am Kollektor. Schon für  $Z_0 = 1$  beträgt der Feldstrom an der Stelle  $x = 0$  31% des totalen Stroms. Bei sehr grossen Werten von  $Z_0$  beträgt der Feldstrom nahezu 50% des totalen

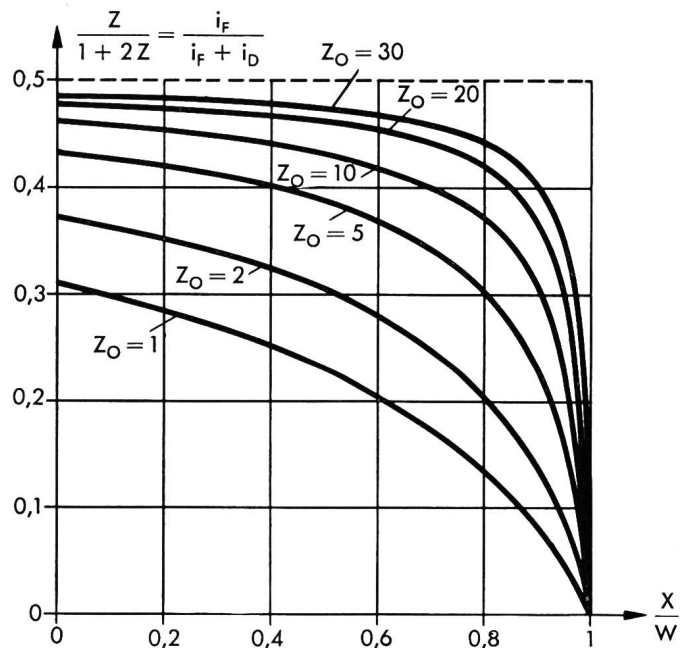


Fig. 7. Verhältnis Feldstrom:totaler Strom

Stroms und nimmt über dem grössten Teil der Basiszone nur wenig ab. Umgekehrt ist der Anteil des Diffusionsstroms für  $x = 0$  am kleinsten; für  $x = w$  ist dagegen der Diffusionsstrom gleich dem totalen Strom. Das Verhältnis Feldstrom zu Diffusionsstrom geht für hohe Werte von  $Z_0$  gegen eins. Durch Multiplikation mit  $(-p_0/w)$  kann man aus den Kurven der Figur 8 auch den Verlauf des Gradienten der Löcherkonzentration ermitteln. Dieser ist für  $x = w$  gleich gross wie wenn reine Diffusionsströmung vorliegen würde; für sehr grosse Werte von  $Z_0$  ist er halb so gross über den grössten Teil des Basisgebiets.

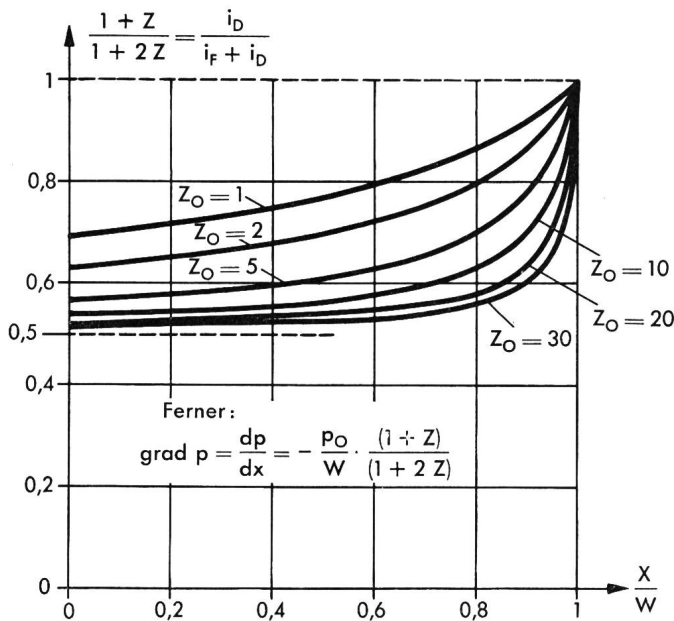


Fig. 8. Verhältnis Diffusionsstrom:totaler Strom

Figur 10 zeigt noch die Funktion  $Z_0 / (1 + 2Z)$ . Durch Multiplikation mit  $(U_B/w)$  erhält man daraus den Verlauf der Feldstärke ( $E = -\text{grad } V$ ) im Basisgebiet. Die grösste Feldstärke tritt an der Stelle  $x = w$  auf und beträgt  $Z_0 U_B/w$ ; für  $w = 50 \mu = 50 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$  wird zum Beispiel mit  $Z_0 = 1$  und  $U_B = 0,025 \text{ Volt}$  die Feldstärke  $5 \text{ Volt/cm}$ . Diese Feldstärke ist relativ klein gegenüber den Feldstärken in den pn-Übergängen; bei legierten Transistoren kann zum Beispiel im Raumladungsgebiet des Kollektorübergangs eine Feldstärke von  $10^4 \text{ Volt/cm}$  auftreten.

3. Folgerungen

In diesem Abschnitt werden einige Folgerungen aus den Resultaten von Abschnitt 2 gezogen.

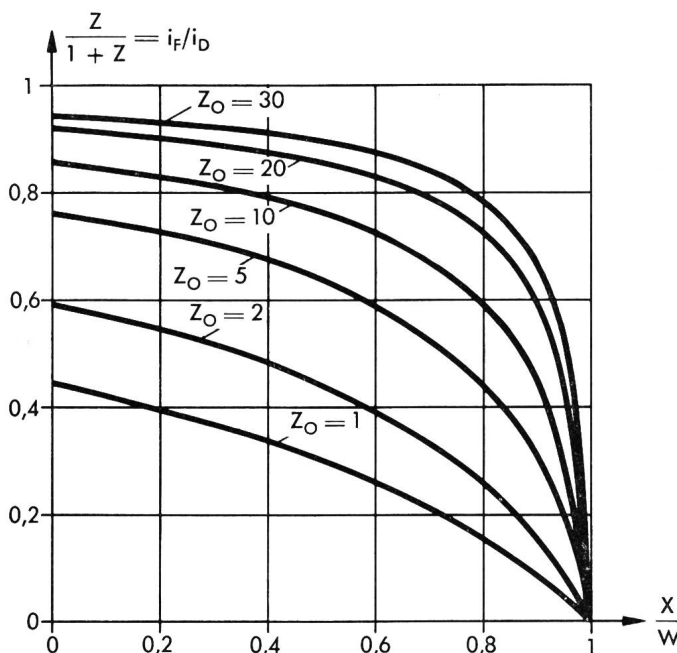


Fig. 9. Verhältnis Feldstrom:Diffusionsstrom

3.1. Laufzeit und Grenzfrequenz

Es gilt allgemein, dass die Stromdichte gleich der transportierten Ladung mal Geschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger sei; in unserem Falle also

$$i_p = J_E/A = epv$$

Aus dieser Gleichung folgt nach Umformung mit Hilfe der Gleichung (7):

$$\frac{l}{v} = \frac{w}{D_p Z_0} \cdot Z \tag{27}$$

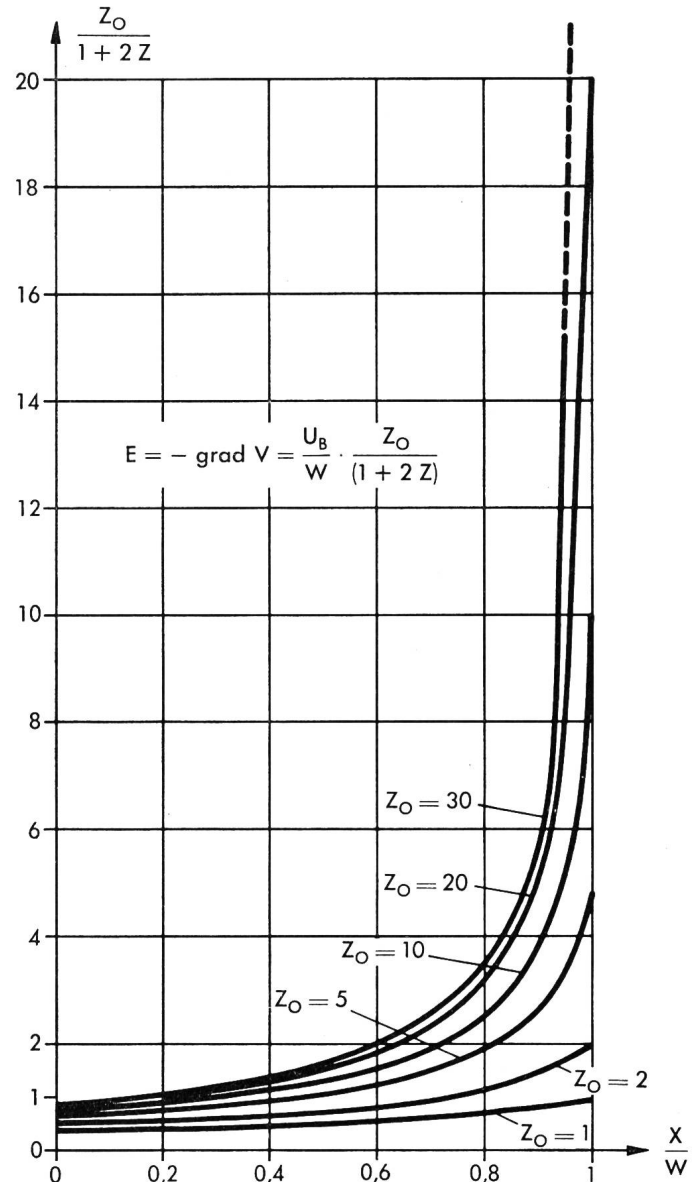


Fig. 10. Verlauf der elektrischen Feldstärke

Die Laufzeit der Minoritätsträger ist:

$$\tau = \int_0^w \frac{dx}{v} = \frac{w}{D_p Z_0} \int_0^w Z dx \tag{28}$$

Aus Figur 5 kann man ersehen, dass die Kurven  $Z(x)$  sehr angenähert linear verlaufen, gemäss

$$Z \simeq Z_1 (1 - x/w) = mZ_0 (1 - x/w). \tag{29}$$

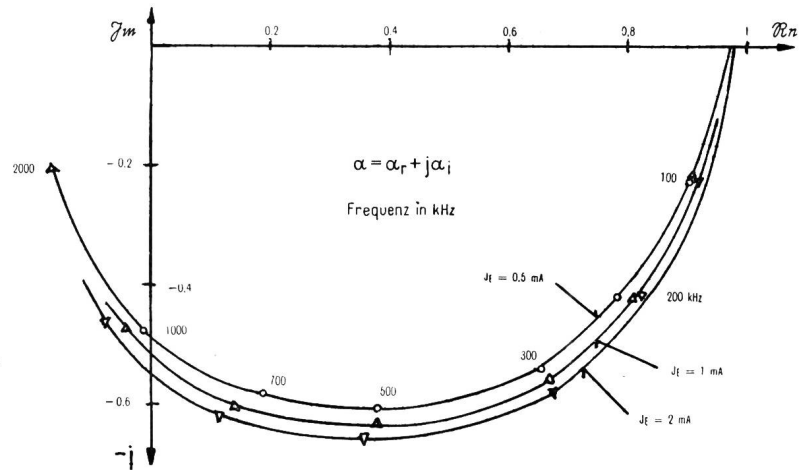


Fig. 11.  
Transistor OC 70, Nr. 1. Stromverstärkung  $\alpha$  in Basisschaltung.  
 $U_C = -4,5$  V  
 $J_E = 0,5 - 1 - 2$  mA

Diese Näherungsgleichung wird im folgenden stets verwendet, ebenso wie der Wert des daraus resultierenden Integrals:

$$\int_0^w Z dx = wZ_1/2 = w m Z_0/2 \quad (30)$$

Die Laufzeit  $\tau$  wird daher:

$$\tau = \frac{w^2 Z_1}{2 D_p Z_0} = \frac{m w^2}{2 D_p} \quad (31)$$

Die Werte von  $m$  sind aus Figur 6 als Funktion von  $Z_0$  zu entnehmen. Benützt man die von *Moll* und *Ross* [6] angegebene Formel für die Grenzfrequenz des Transportfaktors

$$f_\beta = \frac{w}{\pi (D_p)^{1/2} (2\tau)^{3/2}} \quad (32a)$$

so erhält man

$$f_\beta = \frac{D_p}{\pi w^2} \left( \frac{Z_0^{3/2}}{Z_1} \right) = \frac{D_p}{\pi w^2 (m)^{3/2}} \quad (32b)$$

Für sehr kleine Minoritätsträgerdichten in der Basis geht  $m$  gegen eins, und man erhält den bekannten Wert nach der Definition von *Shockley*, *Sparks* und *Teal* [3]  $f_\beta = D_p/\pi w^2$ . Mit zunehmendem Emitterstrom nimmt  $Z_0$  zu und  $m$  wird kleiner; daraus folgt eine Erhöhung der Grenzfrequenz  $f_\beta$ . Im Grenzfall  $m = 0,5$  folgt aus (32b) eine Erhöhung der Grenz-

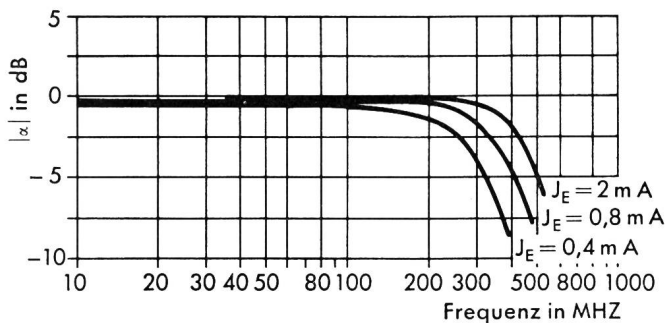


Fig. 12. Abhängigkeit der Stromverstärkung eines Transistors mit aufdiffundierter Basis vom Emitterstrom (vgl. Bell Syst. Techn. J. 35 (1956), 23...34)

frequenz um einen Faktor 2,83 gegenüber dem Falle sehr geringer Minoritätsträgerinjektion. Tatsächlich beobachtet man oft, dass bei Flächentransistoren die Stromverstärkung mit zunehmender Frequenz bei höherem Emitterstrom langsamer abnimmt. Man muss aber berücksichtigen, dass bei höheren Trägerdichten die Beweglichkeit abnimmt [9], während die Diffusionskonstante zunehmen kann [14].

Die Figuren 1 und 11 zeigen von uns gemessene Kurven der Stromverstärkung von legierten Flächentransistoren bei verschiedenen Emitterströmen. Figur 12 entspricht der Figur 4 in einem Artikel von *C. A. Lee* (A High-Frequency Diffused Base Germanium Transistor. Bell Syst. Techn. J. 35 (1956), 23...34). Dieser Transistor hat zwar keine konstante Störstellendichte in der Basis; bei höherer Stromdichte wird aber die Basiszone sozusagen «überschwemmt» mit Minoritätsträgern, so dass schlussendlich die gleichen Erscheinungen auftreten wie bei Transistoren mit konstanter Störstellendichte. Die Grenzfrequenz für  $J_E = 2$  mA ist laut Figur 12 1,6mal höher als für  $J_E = 0,4$  mA.

*Moll* und *Ross* [6] geben für ihre Formel (32a) eine Genauigkeit von 20...30% an. Nach der ursprünglichen Definition der Grenzfrequenz durch *Shockley*, *Sparks* und *Teal* [2] würde folgen:

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{D_p}{\pi w^2 m} \quad (32c)$$

Daraus ergibt sich im Grenzfall  $m = 0,5$  eine Verdoppelung der Grenzfrequenz. Die Gleichung (32c) steht auch in besserer Übereinstimmung mit Messungen der Diffusionskapazität des Emittergangs. Diese beträgt

$$C_{in} = \frac{J_E w^2}{2 U_B D_E}$$

Bei hohen Werten von  $Z_0$  erfolgt, wie voranstehend erklärt, eine effektive Verdoppelung der Diffusionskonstante  $D_p$ , wodurch die Diffusionskapazität halbiert wird. Dieser Effekt ist durch Messungen bestätigt (vgl. Fig. 16, S. 48, in «Transistors I», published by RCA Laboratories, Princeton 1956).



### 3.2. Rekombination, Emitterwirkungsgrad

Die folgenden Ausführungen sind Näherungslösungen im Sinne einer Störungsrechnung, denn als Voraussetzung wurde ja in Abschnitt 2 angenommen, dass die Rekombinationsverluste null seien und der Emitterwirkungsgrad  $\gamma = 1$ .

#### a. Emitterwirkungsgrad

Moll und Ross [6] definieren einen Basis-Querwiderstand («transverse sheet resistance») als den Kehrwert der integrierten Querleitfähigkeit; in unserem Fall wird

$$\frac{1}{R} = e\mu_n \int_0^w n \, dx = e\mu_n N_D \int_0^w (1 + Z) \, dx$$

$$\frac{1}{R} = e\mu_n N_D w (1 + mZ_0/2) = \sigma_B w (1 + mZ_0/2) \quad (33)$$

Der Emitterwirkungsgrad ist [6]

$$\gamma = \frac{R}{R + \frac{1}{e\mu_p L_E N_A}} = \frac{1}{1 + \frac{e\mu_n N_D w}{e\mu_p N_A L_E} (1 + mZ_0/2)}$$

$$\gamma \cong 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} (1 + mZ_0/2) \quad (34)$$

Hierbei bedeuten  $N_A$  die Akzeptorenkonzentration im Emitter und  $L_E$  die Diffusionslänge der Elektronen im Emitter.  $\sigma_B = e\mu_n N_D$  ist die Basisleitfähigkeit bei vernachlässigbar kleiner Löcherinjektion und  $\sigma_E = e\mu_p N_A$  ist die Emitterleitfähigkeit.

Der Emitterwirkungsgrad nimmt also mit zunehmendem Emitterstrom ab, da  $Z_0$  proportional zu  $J_E$  ist. Man hat aber auch hier damit zu rechnen, dass die Beweglichkeit  $\mu_n$  bei hoher Minoritätsträgerdichte kleiner wird.

Die der Gleichung (34) entsprechende Formel heisst bei Webster:

$$\gamma = 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} (1 + Z_0) \quad (34a)$$

Dass die Formel (34) genauer ist als (34a), kann aus folgendem Argument ersehen werden: Da die Basisdicke  $w$  viel kleiner ist als die Diffusionslänge der Elektronen in der Basis, haben *alle* Elektronen in der Basis die gleiche Chance, zum Emitterübergang zu diffundieren und über die Potentialschwelle ins p-Gebiet zu gelangen. Bei vernachlässigbar kleiner Minoritätsträgerinjektion ist die Dichte der Elektronen  $n = N_D$ , und man erhält  $\gamma = 1 - \sigma_B w / \sigma_E L_E$ . Für den Fall grösserer Minoritätsträgerinjektion berücksichtigt das Glied  $mZ_0/2$  in Gleichung (34) die zusätzlichen Elektronen, die die injizierten Löcher neutralisieren müssen. Der Faktor  $m$  ist verursacht durch den Raumladungseffekt und der Faktor  $1/2$  durch den linearen Abfall der Elektronendichte von  $n = N_D + mp_0$  an der Stelle  $x = 0$  auf  $n = N_D$  an der Stelle  $x = w$ .

#### b. Oberflächenrekombination

Der Oberflächenrekombinationsstrom, der in ein Flächenelement  $dF$  fliesst, ist gegeben durch

$$dJ_{SR} = e s p \, dF \quad (35)$$

$s$  ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit.

Wir betrachten zuerst einen sogenannten *gezogenen Transistor*, der etwa den Aufbau von Figur 2 hat, und setzen  $dF = L_0 dx$ , wobei  $L_0$  den Umfang des Basisgebietes darstellt. Es wird also

$$dJ_{SR} = e s L_0 N_D Z \, dx \quad (36)$$

Der totale Verlust durch Oberflächenrekombination beträgt nach Integrierung von (36) unter Berücksichtigung von Gleichung (30):

$$J_{SR} = e s L_0 N_D w m Z_0 / 2 \quad (37)$$

Der totale Strom beträgt nach (23)

$$J_p \cong \frac{Ae D_p p_0}{w} \quad (38)$$

und es wird

$$\eta = 1 - \frac{J_{SR}}{J_p} = 1 - \frac{s L_0}{A D_p} \cdot \frac{w^2 m}{2} \quad (39)$$

$\eta$  ist der dem Transportfaktor (s. unter c) entsprechende Verlustkoeffizient bei Oberflächenrekombination. Da  $m$  bei zunehmendem Emitterstrom (wachsendes  $Z_0$ ) kleiner wird, nehmen dann also die Oberflächenrekombinationsverluste ab.

Bei den *legierten Transistoren* (s. Fig. 13) findet die Oberflächenrekombination bei günstigster Geometrie des Transistors (Kollektorfläche ungefähr doppelt so gross wie Emitterfläche) auf einem Ring um den Emitter statt [7], dessen Breite ungefähr gleich der Basisdicke  $w$  ist, und dessen mittlerer Umfang hier mit  $L_u$  bezeichnet sei. Die Löcherdichte  $p$  ist gleich  $p_1$  zu setzen. Es folgt

$$J_{SR} = e s L_u N_D w m Z_1 \quad (40)$$

und

$$\eta = 1 - \frac{J_{SR}}{J_p} = 1 - \frac{s L_u}{A D_p} m w^2 \quad (41)$$

Auch hier erfolgt mit zunehmendem Emitterstrom eine Verminderung der Oberflächenrekombination.

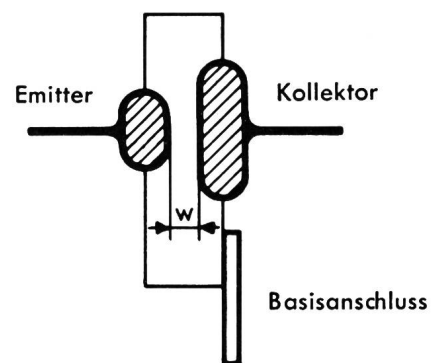


Fig. 13. Aufbau der legierten Flächentransistoren

Gleichung (41) stimmt im Prinzip überein mit der von Webster [7] gegebenen Lösung. Statt  $m(Z_0)$  hat aber Webster die Funktion  $g(Z_0) = (1 + Z_1)/(1 + 2Z_1)$ , die etwas kleinere Werte als  $m(Z_0)$  aufweist, aber in Abhängigkeit von  $Z_0$  ganz ähnlich verläuft. Insbesondere betragen die Grenzwerte beider Funktionen für  $Z_0 \rightarrow 0$  eins und 0,5 für  $Z_0 \rightarrow \infty$ .

### c. Volumenrekombination

Die Kontinuitätsgleichung für den Löcherstrom in der Basis lautet:

$$\frac{di_p}{dx} = -e \left( r + \frac{dp}{dt} \right) \quad (42)$$

Hier bedeutet  $r$  die sogenannte Rekombinationsfunktion. Unser bisheriges Vorgehen entsprach:  $r = 0$  und  $dp/dt = 0$ , woraus  $i_p$  als konstant resultierte. Wir wollen auch weiterhin  $dp/dt = 0$  annehmen, was durch den konstanten Löchernachschub gerechtfertigt ist. Die genaue Lösung von Gleichung (42) führt bekanntlich auf Hyperbelfunktionen [1, 3], und der sogenannte Transportfaktor  $\beta$  wird

$$\beta = \frac{i_p(w)}{i_p(0)} = \frac{1}{\cosh [w/(D_p \tau_B)^{1/2}]} \cong 1 - \frac{w^2}{2D_p \tau_B} \quad (43)$$

Bei der Ableitung der Gleichung (43) ist angenommen, dass die Rekombinationsfunktion durch  $r = (p - p_B)/\tau_B$  gegeben sei, wobei  $\tau_B$  die Volumenlebensdauer der Löcher bedeutet.

Wir wollen jedoch hier einen Weg einschlagen, der näherungsweise zur gleichen Lösung führt.

Mit  $dp/dt = 0$  folgt aus Gleichung (42) durch Integration:

$$i_p(w) - i_p(0) = -e \int_0^w r \, dx \quad (44)$$

Daraus ergibt sich:

$$\frac{i_p(w) - i_p(0)}{i_p(0)} = \beta - 1 = - \frac{e}{i_p(0)} \int_0^w r \, dx \quad (45)$$

$i_p(0)$  ist durch die Gleichung (7) oder (23) gegeben; durch Einsetzen erhalten wir:

$$\beta = 1 - \frac{w}{D_p p_0} \int_0^w r \, dx \quad (46)$$

Bei *Rekombination mit konstanter mittlerer Lebensdauer* (auch monomolekulare Rekombination genannt) ist [10]

$$r \cong \frac{p}{\tau_B} \quad (47)$$

Die Rekombination ist also proportional zur Anzahl der Minoritätsträger (Löcher).  $\tau_B$  ist die mittlere Volumenlebensdauer der Löcher in der Basis. Bei kleiner Minoritätsträgerdichte ist nach Gleichung (5)  $p = p_0 (1 - x/w)$ ; mit (46) und (47) folgt daraus wieder

$$\beta = 1 - \frac{w^2}{2D_p \tau_B} \quad (43)$$

Bei höherer Dichte der injizierten Löcher setzen wir in Analogie zu Gleichung (29):

$$p = p_1 (1 - x/w) = m p_0 (1 - x/w) \quad (48)$$

Dann folgt aus Gleichung (46):

$$\beta = 1 - m \frac{w^2}{2D_p \tau_B} \quad (49)$$

In diesem Fall nehmen also die Volumenrekombinationsverluste mit zunehmendem Emitterstrom ab, da  $m$  kleiner wird; der Transportfaktor  $\beta$  wird grösser. Im Grenzfall  $Z_0 \rightarrow \infty$  wird  $m_\infty = 0,5$  und

$$\beta = 1 - \frac{w^2}{4D_p \tau_B} \quad (50)$$

Bei *Massenwirkungs-Rekombination* (auch bimolekulare Rekombination genannt) ist [10]

$$r \cong \frac{pn}{\tau_B N_D} = \frac{p(1+Z)}{\tau_B} \quad (51)$$

denn es ist nach Gleichung (9):  $n = p + N_D$ .

Die Rekombinationsverluste sind nun proportional zum Produkt  $pn$ . Man kann sagen, die Lebensdauer sei umgekehrt proportional zur Zahl der Majoritätsträger  $n$ . Wir erhalten nun aus Gleichung (46) mit Gleichung (51):

$$\beta = 1 - \frac{m w}{D_p \tau_B} \int_0^w (1 - x/w) \cdot \left[ 1 + mZ_0 (1 - x/w) \right] dx$$

$$\beta = 1 - \frac{m w^2}{2 D_p \tau_B} \left( 1 + \frac{2 m Z_0}{3} \right) \quad (52)$$

Die der Gleichung (52) entsprechende Formel würde nach Webster lauten:

$$\beta = 1 - \frac{w^2}{2 D_p \tau_B} (1 + Z_0) \quad (53)$$

Wiederum ist aus physikalischen Gründen die Gleichung (52) genauer (man vergleiche die Bemerkung zu den Gleichungen (34) und (34a) über die Berücksichtigung der Verteilung der Elektronendichte). Nach Gleichung (52) verschlechtert sich  $\beta$  mit zunehmendem Emitterstrom langsamer als nach Gleichung (53). Im Grenzfall  $Z_0 \rightarrow \infty$  mit  $m_\infty = 0,5$  wird aus Gleichung (52):

$$\beta = 1 - \frac{w^2}{4 D_p \tau_B} (1 + Z_0/3) \cong 1 - \frac{w^2 Z_0}{12 D_p \tau_B} \quad (54)$$

aus Gleichung (53) hingegen:

$$\beta \cong 1 - \frac{w^2 Z_0}{2 D_p \tau_B} \quad (55)$$

Die Rekombinationsfunktionen nach den Gleichungen (47) und (51) sind vereinfachte Annahmen.

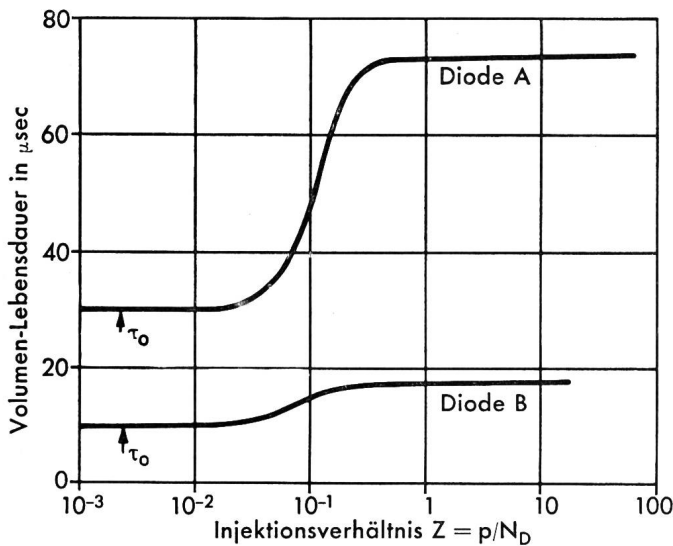


Fig. 14. Volumenlebensdauer in Abhängigkeit vom Injektionsverhältnis  $Z$ , gemessen an legierten Flächendioden ( $\sigma = 0,66 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Vgl. RCA-Rev. 17 (1956), 37...45

Meistens wird die Lebensdauer eine kompliziertere Funktion von  $n$  sein [11].

Nach neueren Erkenntnissen scheint die sogenannte bimolekulare Rekombination nicht vorzukommen. Während *Hall* [12] im Jahre 1952 eine Abnahme der Lebensdauer mit zunehmender Injektionsdichte rapportierte, fanden neuerdings *Armstrong, Carlson* und *Bentivegna* [15], dass die Volumenlebensdauer von Löchern in Germanium bei kleiner Injektion ( $Z < 0,03$ ) konstant ist, im Gebiet  $0,03 < Z < 0,5$  aber um einen Faktor 2...3 zunimmt, um oberhalb  $Z = 0,5$  wieder konstant zu bleiben (vgl. Fig. 14). Für Silizium wurde ebenfalls eine Zunahme der Lebensdauer bis  $Z = 0,4$  gemessen [13]. Bei hohen Injektionsdichten ist daher der Transportfaktor nach Gleichung (50) zu berechnen.

Die Funktionen  $(1 + mZ_0/2)$  aus Gleichung (34) und  $(1 + 2mZ_0/3)$  aus Gleichung (52) sind in Figur 15 gezeichnet, ausgehend von der Kurve  $m = m(Z_0)$  nach Figur 6.

d. Die Stromverstärkung

Die Stromverstärkung  $\alpha$  der Basisschaltung ist

$$\alpha = \gamma \beta \eta \alpha^* \tag{56}$$

$\alpha^*$  bedeutet den Kollektormultiplikationsfaktor, der hier gleich eins gesetzt sei. Während sich  $\eta$  und  $\beta$  mit zunehmendem Emitterstrom verbessern, wird  $\gamma$  schlechter ( $\beta$  nach Gleichung (49) gerechnet). Wir erhalten aus (34), (39) und (49):

$$\alpha = 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} (1 + mZ_0/2) - \frac{m w^2}{2 D_p \tau_B} - \frac{m w^2 s L_0}{2 A D_p} \tag{57}$$

$\alpha$  wird vom Emitterstrom abhängig. Bei einem bestimmten  $Z_0$ , d. h. bei einem bestimmten  $J_E$ , bildet sich ein Optimum von  $\alpha$  aus. Das gleiche gilt für die Stromverstärkung  $\alpha_E$  der Emitterschaltung:

$$\alpha_E = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \approx \frac{1}{1 - \alpha}$$

$$= \frac{1}{1 - \left( 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E} (1 + \frac{mZ_0}{2}) - \frac{m w^2}{2 D_p \tau_B} + m \frac{w^2 s L_0}{2 A D_p} \right)} \tag{58}$$

Die Grösse von  $\alpha_E$  und die Lage des Optimums sind von den Dimensionen des Transistors ( $w, A, L_0$ ), von Materialeigenschaften ( $\sigma_B, \sigma_E, L_E, L_B = (D_p \tau_B)^{1/2}$ ) und von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s$  abhängig.

Die Gleichung (58) ist für pnp-Transistoren mit dem Aufbau nach Figur 2 gültig und wäre für legierte pnp- oder gezogene npn-Transistoren sinngemäss zu ändern. Für letztere ist  $D_p$  durch  $D_n$  zu ersetzen; ferner ist in den Ausdrücken für  $\sigma_B$  und  $\sigma_E, N_A$  mit  $N_D$  und  $\mu_p$  mit  $\mu_n$  zu vertauschen.

Die Gleichung (58) soll nun anhand von Messungen an zwei gezogenen npn-Transistoren überprüft werden. Es handelt sich um die Typen TF 71 und TF 72. Die Grössen  $w$  und  $\tau_B$  können aus Messungen des Hochfrequenzverhaltens bestimmt werden. Es gilt für npn-Transistoren  $w = (D_n / \pi f_\beta)^{1/2}$ , wobei  $f_\beta$  diejenige Frequenz ist, bei der die Stromverstärkung  $\alpha$  einen Phasenwinkel von etwa  $-45^\circ$  hat. Aus dieser Messung folgte für den TF 71:  $w \approx 90 \mu = 9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ , und für den TF 72:  $w \approx 50 \mu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ . - Ferner ist  $\tau_B = 1 / (2\pi f_E)$ , wobei  $f_E$  die Grenzfrequenz der Stromverstärkung in der Emitterschaltung ist. Falls Oberflächenrekombination vorliegt, hat man in der obigen Gleichung  $\tau_{\text{eff}}$  statt  $\tau_B$  zu setzen, wobei  $\tau_{\text{eff}}$  eine effektive Lebensdauer unter Berücksichtigung der Oberflächenkombination und kleiner als  $\tau_B$  ist. Für beide Transistoren wurde  $\tau_B \approx 10 \mu\text{sec}$  bestimmt, wobei sich die Vermutung ergab, dass beim TF 71 mit Oberflächenrekombination zu rechnen sei, während diese beim TF 72 vernachlässigbar sei.

Ferner wurde ein quadratischer Querschnitt dieser Transistoren angenommen mit einer Kantenlänge von  $0,05 \text{ cm}$ , so dass  $L_0 = 4 \cdot 0,05 = 0,2 \text{ cm}$  und  $A = (0,05)^2 = 25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$  folgt. Die Störstellendichte in der Basis ist zu  $N_A = 0,6 \cdot 10^{15} \text{ pro cm}^3$  angenommen, woraus sich  $\sigma_B = 0,163 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  ergibt.

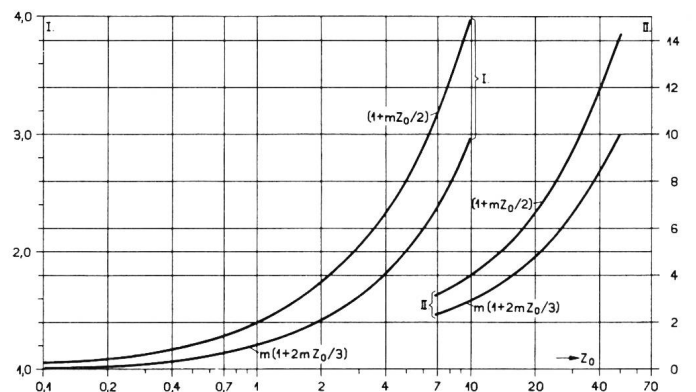


Fig. 15. Die Funktionen  $(1 + mZ_0/2)$  und  $m(1 + 2mZ_0/3)$  in Abhängigkeit von  $Z_0$

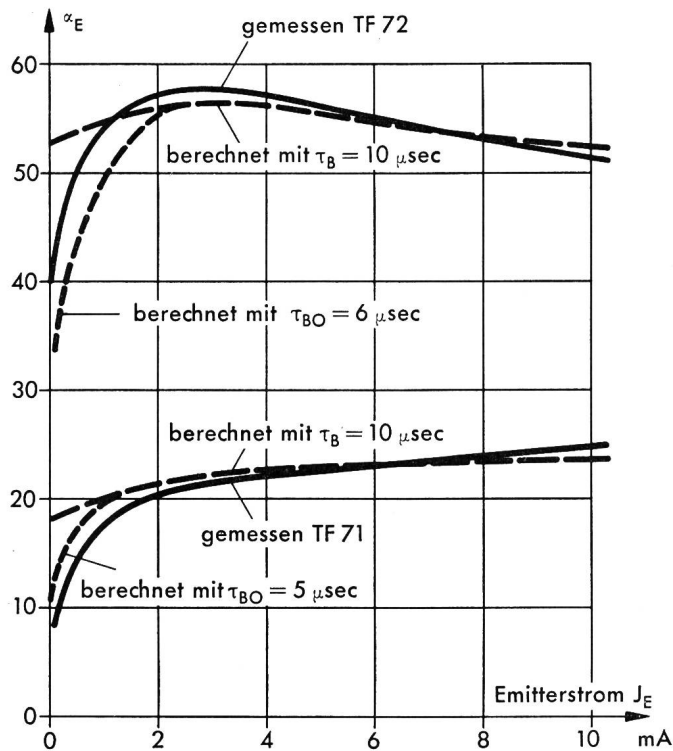


Fig. 16. Gemessene und berechnete Abhängigkeit der Stromverstärkung vom Emitterstrom für die Transistoren TF 71 und TF 72

Aus diesen Daten folgt für den TF 71:  $Z_o = 0,418 J_E$ , und für den TF 72:  $Z_o = 0,232 J_E$ , wobei  $J_E$  in mA einzusetzen ist. Weiter wurde für den TF 71 mit  $s = 200$  cm/sec gerechnet, während für den TF 72  $s = 0$  angenommen wurde. Über den Wert des Produkts  $\sigma_E L_E$  muss man solche Annahmen treffen, dass die berechneten Kurven mit den gemessenen einigermaßen übereinstimmen. Da die Störstellendichte im Emitter zur Erzielung eines guten Emitterwirkungsgrades gross sein muss (etwa  $10^{17} \dots 10^{18}$  pro  $\text{cm}^3$ ) wird die Lebensdauer  $\tau_E$  klein (etwa  $0,3 \mu\text{sec}$ ) und daher auch  $L_E = (D_p \tau_E)^{1/2}$ .

In Figur 16 sind gemessene und berechnete Kurven für  $\alpha_E$  dieser beiden Transistoren als Funktion des Emitterstroms dargestellt. Die berechneten Kurven ergaben sich aus folgenden Formeln: Für den TF 71:

$$\alpha_E = 1/[0,0035 (1 + mZ_o/2) + (0,045 + 0,007) m],$$

mit  $Z_o = 0,418 J_E$ . In dieser Gleichung sind die Zahlenwerte in gleicher Reihenfolge wie in Gleichung (58) dargestellt, so dass die Zahl 0,0035 (angenommen für die beste Anpassung an die gemessene Kurve) dem Anteil des Emitterwirkungsgrades, 0,045 demjenigen der Volumenrekombination und 0,007 dem der Oberflächenrekombination entspricht.

Für den TF 72:

$$\alpha_E = 1/[0,005 (1 + mZ_o/2) + 0,0139 m],$$

mit  $Z_o = 0,232 J_E$  und  $s = 0$ .

Wenn man mit konstanter Lebensdauer  $\tau_B$  rechnet, so ergibt sich für  $J_E > 2 \dots 3$  mA gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten (grob gestrichelten) Kurven. Die starke Abnahme der ge-

messenen Stromverstärkung  $\alpha_E$  bei Emitterströmen unter etwa 2 mA kann erklärt werden, wenn man nach Figur 14 mit einer kleineren Lebensdauer bei geringerer Minoritätsträgerinjektion rechnet. \* Nimmt man eine Abnahme auf ungefähr die Hälfte von  $\tau_B = 10 \mu\text{sec}$  an, so ergeben sich die ebenfalls eingezeichneten fein gestrichelten Kurven. Die Abnahme der gemessenen Stromverstärkung setzt etwa am richtigen Ort ein, denn beim TF 71 entspricht  $J_E = 1,2$  mA ungefähr  $Z_o = 0,5$  und ebenso beim TF 72 für  $J_E = 2$  mA, in Übereinstimmung mit Figur 14, wo die Abnahme der Lebensdauer ebenfalls bei  $Z_o = 0,5$  beginnt.

Es ist zu bemerken, dass neben den messbaren Grössen  $w$  und  $\tau_B$  in den Berechnungen einige Zahlenwerte vorkamen, von denen man nur die Grössenordnung kennt, die aber von Transistor zu Transistor schwanken können. Entsprechend der recht guten Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Kurven dürften die Annahmen vernünftig getroffen sein.

\* Dieselbe Erklärung ist möglich für den Verlauf der Stromverstärkung der Figur 8 in der Arbeit von Webster. Es sei betont, dass Webster nur mit bimolekularer Rekombination rechnete.

#### Bibliographie

- [1] Shockley, W. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors. Bell Syst. Techn. J. **28** (1949), 435...489.
- [2] Shockley, W., M. Sparks and G. K. Teal. p-n Junction Transistors. Phys. Rev. **83** (1951), 151...162.
- [3] Early, J. M. Design Theory of Junction Transistors. Bell Syst. Techn. J. **32** (1953), 1271...1312.
- [4] Krömer, H. Zur Theorie des Diffusions- und des Drifttransistors. Arch. f. elektr. Übertragung **8** (1954), 223...228, 363...369, 499...504.
- [5] Early, J. M. p-n-i-p and n-p-i-n Junction Transistor Triodes. Bell Syst. Techn. J. **33** (1954), 517...533.
- [6] Moll, J. L. and I. M. Ross. The Dependence of Transistor Parameters on the Distribution of Base Layer Resistivity. Proc. Inst. Radio Engrs **44** (1956), 72...78.
- [7] Webster, W. M. On the Variation of Junction-Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current. Proc. Inst. Radio Engrs **42** (1954), 914...920.
- [8] Fletcher, N. H. Some Aspects of the Design of Power Transistors. Proc. Inst. Radio Engrs **43** (1955), 551...559.
- [9] Prince, M. Drift Mobilities in Semiconductors. I. Germanium; II. Silicon. Phys. Rev. **92** (1953), 681...687; **93** (1954), 1204...1206.
- [10] Prim, R. C. Some Results Concerning the Partial Differential Equations Describing the Flow of Holes and Electrons in a Semiconductor. Bell Syst. Techn. J. **30** (1951), 1174...1213.
- [11] Shockley, W. and W. T. Read. Statistics of the Recombinations of Electrons and Holes. Phys. Rev. **87** (1952), 835...842.
- [12] Hall, R. N. Power Rectifiers and Transistors. Proc. Inst. Radio Engrs **40** (1952), 1512...1518.
- [13] Bemski, G. Lifetime of Electrons in p-Type Silicon. Phys. Rev. **100** (1955), 523...524.
- [14] Roosbroeck, W. van. The Transport of Added Current Carriers in a Homogeneous Semiconductor. Phys. Rev. **91** (1953), 282...289.
- [15] Armstrong, L. D., C. L. Carlson and M. Bentivegna. P-N-P Transistors Using High-Emitter-Efficiency Alloy Materials. RCA Rev. **17** (1956), 37...45.

## Probleme der Bleikabelkorrosion

(3. Mitteilung)

### Bestimmung des Bleigehaltes von Kabelumhüllungen korrodierter Telephonkabel

Von *W. Hess* und *R. Dubuis*, Bern 621.315.221:620.193

**Zusammenfassung.** *Es wird über die Wasseraufnahme der Kabelumhüllungen berichtet. Anschliessend beschreiben die Verfasser eine Methode, die es erlaubt, quantitativ Blei in der Jute und im Papier der Schutzhülle von Telephonkabeln zu bestimmen. Sie weisen dabei darauf hin, dass es möglich ist, Korrosionen an Kabeln im Frühstadium zu erfassen.*

#### 1. Einleitung

Kabelkorrosionen werden im Betrieb erst dann bemerkt, wenn der Bleimantel so zerstört ist, dass Wasser oder Luftfeuchtigkeit in das Innere des Kabels eindringt. Die Korrosionsschäden der Bleikabel lassen sich in allen Zwischenstadien in bezug auf ihre Intensität nur visuell feststellen. Quantitativ lässt sich der Schaden kaum beurteilen, da der Angriff sich selten gleichmässig über die ganze Bleioberfläche erstreckt. Vor allem bei der sogenannten «Phenolkorrosion» tritt die Zerstörung in eng begrenzten Bezirken mit ausgeprägter Tiefenwirkung auf.

Bei laboratoriumsässig geleiteten Korrosionen zeigen sich bei der Beurteilung die gleichen Schwierigkeiten. Wir entschlossen uns daher, eine Methode auszuarbeiten, die es gestattet, die Stärke eines Kabelangriffes abzuschätzen. Gleichzeitig versuchten wir festzustellen, ob eine Bleikorrosion im Anfangsstadium zu erkennen ist.

Grundsätzlich ist festzuhalten, dass jeder auf den Kabelmantel korrosiv wirkende Stoff zuerst die Kabelumhüllung zu durchdringen hat. Es war daher abzuklären, in welchem Masse diese Umhüllungen Wasser aufnehmen.

#### 2. Die Wasseraufnahme der Kabelumhüllung

Zur Bestimmung der Wasseraufnahme der Kabelumhüllung tränkten wir einige Kabelabschnitte an den Enden mit Paraffin, damit die Schnittflächen des Jutegarnes kein Wasser aufsaugen konnten. Die so präparierten Abschnitte lagerten wir anschliessend 22 Tage in der Korrosionsprüfkammer\*. Die Prüfung erfolgte bei Zimmertemperatur mit folgendem Betriebszyklus: 30 Minuten aerosolieren, 30 Minuten Ruhe. Die Abschnitte befanden sich dauernd in wasserdampfübersättigter Luft. Den gleichen Bedingungen wurden auch eine Probe loser Rohjute und einige Proben imprägnierter Jute ausgesetzt. Dieses Material wurde uns von einem Kabelwerk aus der Fabrikation übergeben.

\* Vgl. *W. Hess*, Techn. Mitt. PTT 1955 Nr. 4, S. 156...166.

## La corrosion des câbles sous plomb

(3<sup>e</sup> communication)

### Détermination de la teneur en plomb d'enveloppes de câbles téléphoniques corrodés

Par *W. Hess* et *R. Dubuis*, Berne

**Résumé.** *Le présent article traite de l'absorption d'eau par les enveloppes de câbles. Les auteurs décrivent ensuite une méthode qui permet de déterminer la quantité de plomb contenue dans le jute et le papier de l'enveloppe. Ils montrent qu'il est possible de reconnaître la corrosion des câbles déjà dans ses premiers stades.*

#### 1. Introduction

Les corrosions de câbles ne sont remarquées en service que lorsque la gaine de plomb laisse déjà pénétrer l'eau ou l'humidité de l'air à l'intérieur du câble. L'intensité des dégâts causés au plomb ne peut, aux stades intermédiaires, être constatée que visuellement. Il est difficile d'estimer l'étendue des dégâts, les attaques n'étant en général pas réparties régulièrement sur toute la surface du plomb. Dans la corrosion sous l'effet du phénol en particulier, les attaques se produisent sur d'étroites surfaces et ont un effet en profondeur bien marqué.

Les corrosions provoquées artificiellement en laboratoire présentent les mêmes difficultés quant à leur appréciation. C'est pourquoi nous nous sommes décidés à rechercher une méthode permettant d'estimer l'intensité de la corrosion du plomb. Nous avons essayé en même temps de déterminer si celle-ci peut être reconnue déjà en son début.

Etant admis que chaque agent exerçant une action corrosive sur la gaine de plomb doit premièrement traverser l'enveloppe du câble, il fallait déterminer d'abord dans quelle mesure cette enveloppe absorbe l'eau.

#### 2. L'absorption d'eau par l'enveloppe du câble

Pour déterminer l'absorption d'eau par l'enveloppe du câble, nous avons imprégné de paraffine les extrémités de quelques tronçons de câbles, de manière que les sections du tissu de jute ne puissent absorber de l'eau. Nous avons placé ensuite les tronçons ainsi préparés dans la chambre d'essai de corrosion<sup>1</sup>, où ils restèrent 22 jours. L'essai eut lieu à la température normale d'une pièce d'habitation et selon le rythme suivant: 30 minutes avec l'appareil à aérosols, 30 minutes de repos. Les tronçons se trouvaient constamment dans une atmosphère sursaturée de vapeur d'eau. Un échantillon ordinaire de jute brut et quelques échantillons de jute imprégné furent soumis aux mêmes conditions. Ce matériel, prélevé en cours de fabrication, nous fut fourni par une câblerie.

<sup>1</sup> Voir *W. Hess*, Bulletin technique PTT, 1955, n° 4, p. 156... 166