

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 52 (1961)  
**Heft:** 10

**Artikel:** Rauschuntersuchungen an Silizium-Transistoren  
**Autor:** Kurz, B.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1059051>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 13.12.2025

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

# BULLETIN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS

Organe commun de l'Association Suisse des Electriciens (ASE)  
et de l'Union des Centrales Suisses d'électricité (UCS)

## Rauschuntersuchungen an Silizium-Transistoren

Von B. Kurz, Zürich

621.382.3 : 669.782 : 621.391.822

In der folgenden Arbeit wird das Rauschverhalten von Siliziumtransistoren untersucht. Es wird einerseits auf die kleinsten zu erwartenden Rauschwerte, die infolge physikalischen und herstellungstechnischen Grenzen schwerlich unterschritten werden können, hingewiesen und andererseits die gute Übereinstimmung zwischen Praxis und Theorie hervorgehoben. Auch wird auf einige allgemeine Eigenschaften der Siliziumtransistoren, soweit sie mit dem Rauschen in Verbindung stehen, eingegangen. Besonders wurde der Verlauf des Stromverstärkungsfaktors in Funktion des Emittierstromes festgehalten, auch liegen Ergebnisse über die Emittierstromabhängigkeit des Faktors  $A$ , der die Eingangsimpedanz korrigieren kann, vor.

Des indications précises au sujet du facteur de bruit sont évoquées dans ce traité. On donne d'une part les raisons pour lesquelles une diminution du facteur de bruit tel qu'il se présente actuellement est difficile à atteindre, et d'autre part on relève la différence minimale entre les valeurs théoriques et pratiques obtenues. Des propriétés d'ordre général qui peuvent avoir une influence sur le facteur de bruit sont également traitées. Le lecteur trouvera une analyse détaillée de l'amplificateur de courant et du facteur  $A$  qui dans certains domaines du courant émetteur peut corriger fortement l'impédance d'entrée.

### Allgemeines

Die bisherigen Rauschuntersuchungen im Halbleitergebiet widmeten sich grösstenteils den Germanium-Transistoren und -Dioden. Da in letzter Zeit der Silizium-Transistor in preislicher Hinsicht konkurrenzfähiger geworden ist und somit, dank seinen physikalischen Vorteilen bald ein grosses Anwendungsgebiet erschliessen wird, scheint es zweckmässig, sein Rauschverhalten zu untersuchen.

Die Untersuchungen beschränkten sich auf legierte Niederfrequenz-Transistoren kleinerer Verlustleistung. Die theoretischen Ergebnisse können aber, unter Berücksichtigung des technologisch unterschiedlichen Aufbaues, für diffundierte wie auch für Hochfrequenz-Transistoren übernommen werden. Man muss natürlich jeweils die speziell anders liegenden Transistorgrössen einsetzen.

Zuerst wurden die verschiedenen Rauschbeiträge analysiert, was einerseits die Abschätzung eines erreichbaren unteren Rauschpegels bei Kenntnis wichtiger Transistorparameter erlaubt, und andererseits den rauschmässig günstigsten Arbeitspunkt, unter Berücksichtigung des Quellenwiderstandes ergibt. Als Ausgangslage diente bei den Untersuchungen das theoretisch schon gut beherrschte Rauschen im weissen Rauschspektrum (white noise or shot noise). Es wird sich dann von alleine ergeben, wie weit diese Theorie mit den praktisch erhaltenen Ergebnissen übereinstimmt und wo sie nötigenfalls durch das Funkelrauschen (excess noise) ergänzt werden muss.

### Theoretische Grundlagen

Bekanntlich gilt für das weisse Rauschspektrum nach Guggenbühl [1]<sup>1)</sup> im Fall von Emittier- und Basisschaltung folgende Beziehung:

<sup>1</sup> Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

$$F_o = 1 + \frac{r_{bb'}}{R_o} + \frac{r_e}{2 R_o} + \frac{(r_e + r_{bb'} + R_o)^2}{2 r_e R_o \alpha_{fb}^2} \left[ \frac{I_{CBO}}{I_E} + \alpha_{fb} (1 - \alpha_{fb}) \right] \quad (1)$$

$$r_e \approx \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I_E} \approx \frac{25 \text{ [mV]}}{I_E \text{ [mA]}} \quad (2)$$

Darin bedeuten:

|               |  |
|---------------|--|
| $k$           | Boltzmannsche Konstante                            |
| $q$           | Ladung des Elektrons                               |
| $T$           | Temperatur in °K                                   |
| $F_o$         | Rauschfaktor                                       |
| $r_{bb'}$     | Basiszuleitungs-Widerstand                         |
| $r_e$         | differentieller Widerstand der Basis-Emittierdiode |
| $\alpha_{fb}$ | Stromverstärkungsfaktor in Basisschaltung          |
| $I_{CBO}$     | Sperrstrom   |
| $I_E$         | Emittierarbeitsstrom                               |
| $R_o$         | Quellenwiderstand                                  |

Eine andere, in der Literatur übliche Herleitung des Rauschfaktors  $F_o$  besteht in der Anwendung der Vierpoltheorie, sie führt jedoch zum gleichen Ergebnis ohne besondere Vorteile zu bieten, weshalb hier auf ein diesbezügliches Eingehen verzichtet wird.

Die Beziehung in Gl. (1) hat nur bei niedrigen Frequenzen Gültigkeit, da ja  $\alpha_{fb}$  frequenzabhängig ist; diese Abhängigkeit sollte im Fall hoher Frequenzen berücksichtigt werden.

$$\alpha_{fb} = \frac{\alpha_{fo}}{1 + \frac{jf}{F_{\alpha b}}} \quad (3)$$

|                |                                 |
|----------------|---------------------------------|
| $\alpha_{fo}$  | Stromverstärkung bei 1000 Hz    |
| $F_{\alpha b}$ | Grenzfrequenz in Basisschaltung |
| $f$            | Frequenz                        |

Gl. (1) enthält die  $\alpha_{fe}$ -Stromabhängigkeit nicht direkt; ferner muss man beachten, dass der differentielle Widerstand der Basis-Emitterdiode sich nicht unbedingt durch die Gleichung

$$r_e = \frac{U_T}{I_E} \quad U_T = \frac{kT}{q} \quad (4)$$

beschreiben lässt. Es kommt hingegen ein Korrekturfaktor  $A$  hinzu, der zwischen 1 und 2 variieren kann.

$$r_e = A \frac{U_T}{I_E} \quad (5)$$

Vollständigkeithalber sei noch die Beziehung

$$\alpha_{fe} = \frac{\alpha_{fb}}{1 - \alpha_{fb}} \quad (6)$$

angeführt.

Der Faktor  $A$  rührt daher, dass bei einem Silizium-p-n-Übergang der Stromtransport nicht ausschliesslich durch den klassischen Diffusionsstrom  $I_D$  getragen wird. Ein Teil der injizierten Minoritätsträger wird nämlich in der Sperrschicht der Rekombination und der Generation unterworfen, und ruft dadurch in dieser Schicht den sog. Rekombinationsstrom  $I_R$  hervor. Der Emitterstrom  $I_E$  setzt sich somit aus einem Diffusions- sowie Rekombinations-Anteil zusammen. Nach *Veloric* [2] gelten folgende Beziehungen:

Für den Diffusionsanteil  $I_D$ :

$$I_D = I_o \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (7)$$

Für den Rekombinationsanteil  $I_R$ :

$$I_R = \frac{2 q w_s n_i \cdot \sinh \frac{q}{2kT} \cdot V}{(T_{no} - T_{po})^{1/2} \frac{q}{kT} (V_D - V)} \cdot f(b) \quad (8)$$

$w_s$  drückt sich wie folgt aus:

$$w_s = 0,54 \rho_b \sqrt{V_D - V} \cdot 10^{-4} \quad (9)$$

Darin bedeuten:

- $I_o$  Sperrstrom des p-n-Überganges
- $V_D$  Diffusionspotential
- $w_s$  Breite der Sperrschicht
- $n_i$  Eigenleitdichte der Elektronen und Löcher
- $T_{no}, T_{po}$  Lebensdauer der Träger
- $f(b)$  Korrekturfaktor  $\approx 1,5$
- $V$  angelegte Spannung am p-n-Übergang
- $\rho_b$  spezifischer Widerstand des Basismaterials

Man kann nun aus beiden Anteilen die differentiellen Eingangsadmittanzen

$$Y_D = \frac{\delta I_D}{\delta V} \quad \text{und} \quad Y_R = \frac{\delta I_R}{\delta V}$$

bilden.

Zu diesem Zweck lässt sich Gl. (8) folgendermassen umformen:

$$\sinh \frac{q}{2kT} \cdot V = \exp \frac{q}{2kT} \cdot V, \text{ dies trifft zu, da } \frac{q}{2kT} V$$

recht grosse Werte hat.

Somit wird Gl. (8):

$$I_R = \frac{\lambda \cdot \exp \frac{q}{2kT} \cdot V}{(V_D - V)^{1/2}}$$

wobei in  $\lambda$  die numerischen Faktoren zusammengefasst sind.

Die Rekombinations-Eingangsadmittanz schreibt sich somit:

$$\frac{\delta I_R}{\delta V} = \frac{q I_R}{2kT} + \frac{I_R}{2 \cdot (V_D - V)} \approx \frac{q I_R}{2kT}$$

Für den totalen differentiellen Leitwert ergibt sich somit:

$$r_e = \frac{kT}{q I_D} + \frac{2kT}{q I_R} = \frac{A k T}{q I_E} = \frac{kT}{q} \left( \frac{1}{I_D} + \frac{2}{I_R} \right) \quad (9)$$

Bei sehr kleinen Emitterströmen ist der Rekombinationsstrom überwiegend, so dass sich  $A$  dem Wert 2 nähert. Im mittleren Strombereich überwiegt der Diffusionsanteil;  $A$  nimmt den Wert 1 ein. Im hohen Strombereich (high injection) ist die am p-n-Übergang liegende Spannung nur noch die Hälfte der Klemmenspannung, da die Diffusionsbedingungen nicht mehr gültig sind. Der Korrekturfaktor  $A$  nimmt in diesem Bereich den Wert 2 an, obwohl der Stromtransport sozusagen nur durch Diffusion getragen wird. Gl. (7) schreibt sich nämlich in diesem Gebiet:

$$I_D = I_o \left( \exp \frac{q}{kT} \cdot \frac{V}{2} - 1 \right) \quad (10)$$

Zusammenfassend durchläuft also  $A$  je nach dem Emitterstrom den Wert von 1 bis 2. In Fig. 1 sind die  $A$ -Werte einiger Silizium-Transistoren in Funktion des Emitterstromes aufgetragen.

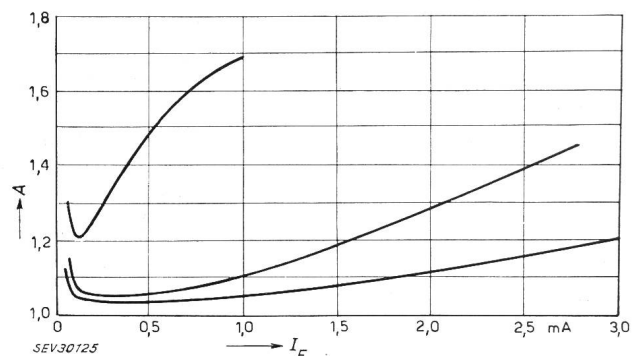


Fig. 1  
Faktor  $A$  als Funktion des Emitterstromes  $I_E$   
(gemessen an drei Silizium-Transistoren)

Der Beginn des high injection-Gebietes variiert stark von Exemplar zu Exemplar. Die Überlegung, dass die Löcherdichte  $p$  klein gegenüber der Störstellenanzahl  $N_D$  bei einem Emitterstrom von etwa  $0,1 \text{ A/cm}^2$  zutrefte, kann irrig sein. Die Anzahl  $p$  der injizierten Löcher erreicht u. U. schnell die Grössenordnung der Störstellenkonzentration  $N_D$  und die high injection beginnt dort, wo  $p = N_D$  wird.

Für den Verwender von solchen Transistoren ist es nun interessant zu wissen, bei welchem Emitterstrom er bereits mit obigem Fall zu rechnen hat. Geht man von der Annahme  $p = N_D$  aus, so ergibt sich nach *Webster* [3] folgende Gleichung für  $I_E$ :

$$I_E = \frac{2 A_e D_p}{w \mu_n \rho_b} \quad (11)$$

Darin bedeuten:

- $A_e$  Emitterquerschnitt
- $w$  Basisbreite
- $D_p$  Diffusionskonstante der Löcher
- $\mu_n$  Elektronenbeweglichkeit

$D_p$  und  $\mu_n$  sind für den in Frage kommenden  $\rho_b$ -Bereich konstant und haben bei Silizium folgende Werte:  $\mu_n = 1100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $D_p = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$ .  $A_e$ ,  $\rho_b$  und  $w$  ändern pro Transistor, wobei die Basisbreite  $w$  leicht gemessen werden kann.

Der Emitterquerschnitt  $A_e$  ist im allgemeinen unbekannt und liegt bei kleineren Transistoren in der Größenordnung von  $0,3 \dots 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ . Der spezifische Widerstand  $\rho_b$  des Basismaterials kann selbst beim gleichen Fabrikationstyp von Exemplar zu Exemplar stark streuen und variiert im allgemeinen von  $1 \dots 6 \text{ } \Omega\text{cm}$  bei Si-Transistoren. Eine Abschätzung von  $\rho_b$  kann mittels einer  $r_{bb'}$ - oder  $C_{b'c}$ -Messung durchgeführt werden.

Man sieht nun leicht ein, dass bei Transistoren mit hohem  $\rho_b$  der Emitterstrom  $I_E$ , wo high injection auftritt, beträchtlich kleiner sein kann als bei solchen mit niedrigem  $\rho_b$ , sofern die andern Größen nicht allzu stark ändern. Bei einer mittleren Basisbreite  $w = 18 \text{ } \mu\text{m}$ , was bei Si-Transistoren einen normalen Wert darstellt, und bei einem Emitterquerschnitt von  $0,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$  beträgt der high injection Emitterstrom bei  $6\text{-}\Omega\text{cm}$ -Material  $5 \text{ mA}$ , bei  $1\text{-}\Omega\text{cm}$ -Material hingegen  $30 \text{ mA}$ .

Da  $r_e$  nun in Gl. (1) ein addierender Bestandteil ist, kann der Rauschfaktor  $F_o$ , je nach dem Wert von  $A$  besonders bei kleinen Strömen und kleinen Quellenwiderständen  $R_o$ , beträchtlich steigen.

Es gibt nun Transistoren, die einen wesentlich grösseren Strombereich erfassen, bis  $A$  auf der kleinen wie auf der hohen Stromseite den Wert 2 erreicht, und sind also rauschmässig gesehen vorteilhafter. Den Faktor  $A$  kann man nun am besten durch eine Messung der Eingangsimpedanz  $h_{11b}$  des Transistors bestimmen.  $h_{11b}$  drückt sich wie folgt aus:

$$h_{11b} = A r_e + \frac{r_{bb'}}{\alpha_{fe}} \quad (12)$$

Misst man  $h_{11b}$  in Funktion von  $I_E$  und berücksichtigt jeweils den Anteil  $r_{bb'}/\alpha_{fe}$ , so kann  $A$  beim jeweiligen Strom  $I_E$  numerisch ausgewertet werden.

Eine Einsetzung von  $A = 1$  für den ganzen Strombereich kann bei einigen Transistoren, besonders bei kleinen Strömen, wo der durch  $r_e$  hervorgerufene Anteil dominierend ist, sofort einen Fehler von  $1 \dots 2 \text{ dB}$  im Rauschfaktor verursachen.

Wie anfänglich erwähnt, könnte man für  $\alpha_{fe}$  den physikalischen Ausdruck, der die Stromabhängigkeit einschliesst, in Gl. (1) einsetzen. Es ist jedoch übersichtlicher,  $\alpha_{fe}$  in Funktion des Arbeitsstromes  $I_E$  zu messen und beim jeweiligen Rauscharbeitspunkt das entsprechende  $\alpha_{fe}$  zu berücksichtigen.

Eine wichtige Grösse in Gl. (1) besteht in dem Basiszuleitungswiderstand  $r_{bb'}$ . Dieser Parameter kann bei Si-Transistoren infolge der relativ kleinen Basisbreite  $w$  beträchtliche Werte im Vergleich zu Ge-Transistoren annehmen.  $r_{bb'}$  drückt sich wie folgt aus:

$$r_{bb'} = \rho_b \left[ \frac{1}{8 \pi w} + \frac{1}{2 \pi w_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{2 \pi w_3} \ln \frac{r_3}{r_2} \right] \quad (13)$$

Die Bedeutung der geometrischen Größen ist aus Fig. 2 ersichtlich.  $w_3$  ist die Dicke des Ausgangsplättchens (Wafer) des herzustellenden Transistors. Die Oberfläche des Transistors muss aus physikalischen und

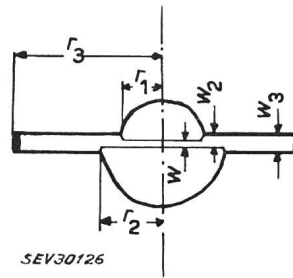


Fig. 2  
Interner Querschnitt durch einen legierten Transistor  
 $w$  Basisbreite;  $w_2$  variable durch Ätzprozess beeinflusste Grösse;  $w_3$  Dicke des Basiskristalles;  $r_1$  Emitterradius;  $r_2$  Kollektorradius;  $r_3$  Radius des Basiskristalles

technologischen Gründen bei der Herstellung bekanntlich überätzt werden; es entsteht somit rings um den Emitter eine Ätzgrube, die verschieden tief sein kann. Der restliche zum Kollektor betragende Abstand wird  $w_2$  genannt. Schliffbilder von verschiedenen Transistoren zeigen recht deutlich, dass je nach Ätzmethode eine mehr oder weniger ausgeprägte Ätzmulde, d. h. eine Verminderung von  $w_2$  am Emitter entsteht. Die Grösse dieser Verkleinerung von  $w_2$  ist für den Verwender des Transistors eine Unbekannte; sie kann den Wert von  $r_{bb'}$  stark beeinflussen. Es ist deshalb vorteilhaft, den  $r_{bb'}$  eines Transistors bei einer Rauschberechnung zu messen, um den Rauschanteil von  $r_{bb'}$  einsetzen zu können. Eine Berechnung von  $r_{bb'}$  stösst nämlich nach den oben angeführten Betrachtungen schnell auf Schwierigkeiten:

1. Wegen der Streuung des spezifischen Widerstandes  $\rho_b$ .
2. Wegen der Unkenntnis der Grösse  $w_2$ .

Gl. (13) zeigt recht deutlich, dass Transistoren mit kleinem  $w$  im allgemeinen ein hohes  $r_{bb'}$  aufweisen werden, was sich rauschmässig ungünstig auswirken kann. Andererseits haben Transistoren mit kleiner

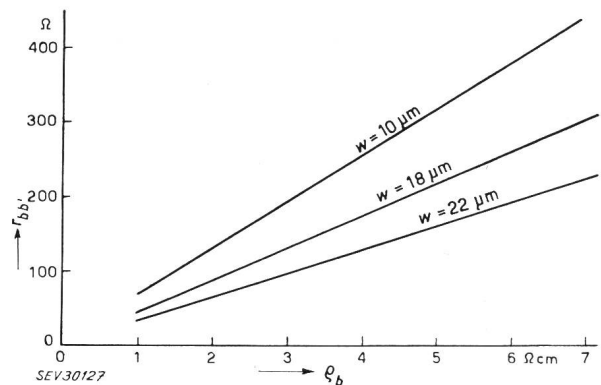


Fig. 3  
Basiszuleitungswiderstand  $r_{bb'}$  als Funktion des spezifischen Widerstandes  $\rho_b$  vom Basismaterial  
Parameter ist die Basisbreite  $w$

Basisbreite  $w$  im allgemeinen höhere  $\alpha_{fe}$ -Werte, was sich rauschmässig wiederum günstig bemerkbar macht. Aus Fig. 3 ist der Mittel ungefähr zu erwartende Basiszuleitungswiderstand  $r_{bb'}$  bei verschiedenen Basisbreiten und verschiedenem Basismaterial, wie er auch für die theoretischen Rauschberechnungen verwendet wurde, aufgetragen. Der dritte Anteil in Gl. (13) wurde in der Grössenannahme für  $w_2$  ( $30 \dots 20 \text{ } \mu\text{m}$ ) mitberücksichtigt. Das Verhältnis vom Kollektor- zum Emitterradius dürfte sich im Mittel um den Wert 1,5 bewegen.

Eine Streuung des Basisleitungswiderstandes bis zu einem Faktor 2 ist mit den oben gemachten Annahmen besonders mit der unsicheren Abschätzung von  $w_2$  für einzelne Exemplare durchaus denkbar. Für Transistoren mit normalen Durchschnittswerten hingegen stimmen die berechneten Werte mit der Praxis gut überein.

Einer der Hauptvorteile des Si-Transistors gegenüber dem Ge-Transistor liegt in den bedeutend kleineren Sperrströmen, die in die Größenordnung von nA kommen. Dies beruht grösstenteils auf der Tatsache, dass der klassische Sperrstromanteil (Oberflächenrekombination), sowie der Rekombinations-Sperrstrom proportional zu  $n_i^2$  beziehungsweise zu  $n_i$  sind. Da die Eigenleitdichte  $n_i$  bei Silizium um Zehnerpotenzen kleiner ist als bei Germanium, sind auch die entsprechenden Sperrstromanteile kleiner.

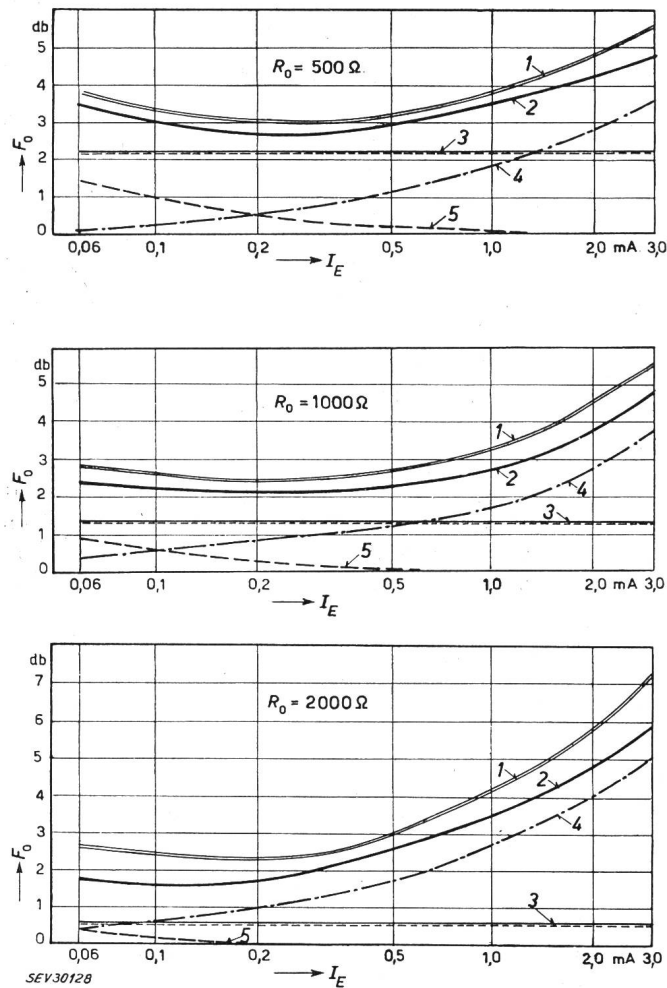


Fig. 4

**Totaler Rauschfaktor  $F_0$  sowie die einzelnen Rauschanteile als Funktion des Emittersstromes  $I_E$**

$$V_{CB} = -2 \text{ V}; f = 1000 \text{ Hz}$$

Parameter ist der Quellenwiderstand  $R_0$ . Der gemessene Transistor (30 A) wies folgende charakteristische Grössen auf:  $r_{bb'} = 340 \Omega$ ,  $\alpha_{fe} = 70$  bei  $I_E = 1 \text{ mA}$ ,  $w = 8,5 \mu\text{m}$ ,  $f_{ce} = 76 \text{ kHz}$

Kurven: 1 gemessener totaler Rauschfaktor  $F_0$ ; 2 berechneter totaler Rauschfaktor  $F_0$ ; 3  $r_{bb'}$ -Rauschen; 4 Stromverteilungsrauschen; 5 Emitterrauschen

Es ist somit klar, dass man in Gl. (1) den Anteil  $I_{CBO}/I_E$ , selbst bei kleinsten Emittersströmen, vernachlässigen darf.

Ersetzt man nun  $\alpha_{fb}$  durch  $\alpha_{fe}$ , so formt sich Gl. (1) folgendermassen um:

$$F_0 = 1 + \frac{r_{bb'}}{R_0} + \frac{A r_e}{2 R_0} + \frac{(A r_e + R_0 + r_{bb'})^2}{2 A r_e R_0} \cdot \frac{1}{\alpha_{fe}} \quad (14)$$

### Vergleich zwischen Theorie und Praxis

An den untersuchten Transistoren wurde der Rauschfaktor bei einer Grundfrequenz von 1000 Hz in Funktion des Stromes  $I_E$  und des Quellenwiderstandes  $R_0$  gemessen. Eine spätere Änderung der Grundfrequenz kam nur im Hinblick auf eine Funkelrauschuntersuchung in Frage. Die Fig. 4 und 5 zeigen einer-

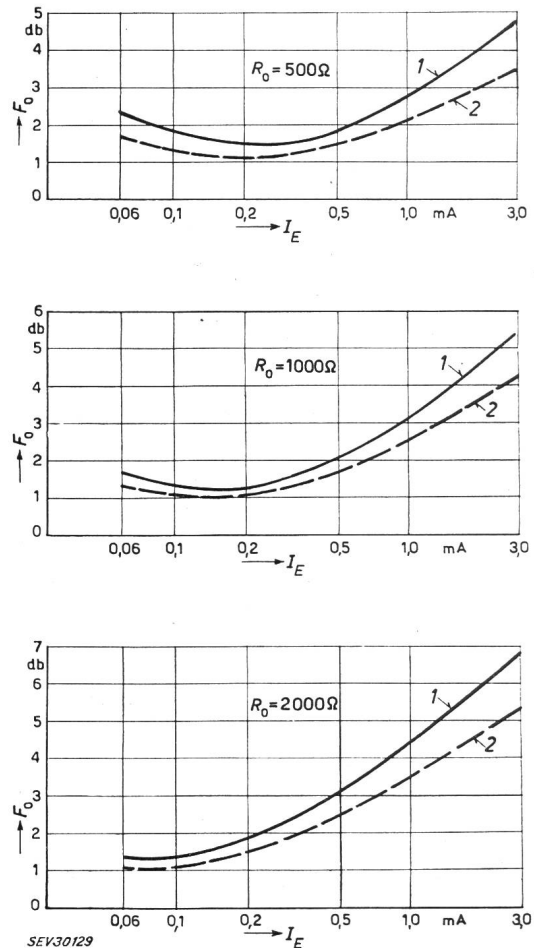


Fig. 5

**Rauschfaktor  $F_0$  als Funktion des Emittersstromes  $I_E$**

$$V_{CB} = -2 \text{ V}; f = 1000 \text{ Hz}$$

Parameter ist der Quellenwiderstand  $R_0$ . Der gemessene Transistor (14 A) wies folgende charakteristische Grössen auf:  $r_{bb'} = 160 \Omega$ ,  $\alpha_{fe} = 17$  bei  $I_E = 1 \text{ mA}$ ,  $w = 35 \mu\text{m}$ ,  $f_{ce} = 20 \text{ kHz}$

Kurven: 1 gemessener Rauschfaktor  $F_0$ ; 2 berechneter Rauschfaktor  $F_0$

Die Abweichung zwischen Theorie und Praxis ist infolge des Funkelrauschens im hohen Strombereich beträchtlich

seits den experimentell gefundenen Rauschverlauf zweier Transistoren und andererseits die theoretisch ermittelten Kurven derselben. Dieser Vergleich wurde an mehreren Exemplaren durchgeführt, die Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem gemessenen Wert schwankt im Mittel um 0,5 db. Der Emittersstrom wurde in dem Bereich von  $60 \mu\text{A}$ ... $3000 \mu\text{A}$  geändert, der Quellenwiderstand nahm die Werte 500, 1000 und  $2000 \Omega$  an. Die grösste Differenz zwischen dem theoretischen und praktischen Rauschwert tritt im hohen Strombereich auf. Aus den Kurven sind nebst dem totalen Rauschfaktor die einzelnen Rauschanteile ersichtlich, die man wie folgt unterteilen kann:

### 1. Das $r_{bb}'$ -Rauschen

Bei höheren Quellenwiderständen fällt dieser Rauschanteil immer weniger ins Gewicht, er berechnet sich zu:

$$F_{OB} = 1 + \frac{r_{bb}'}{R_o} \text{ oder } F_{OB} = 10 \log \left( 1 + \frac{r_{bb}'}{R_o} \right) \text{ [db]} \quad (15)$$

Dieser Rauschbeitrag ist im kleinen und mittleren Strombereich stromabhängig, bei grösseren Strömen ist dies nicht mehr der Fall. Fig. 6 zeigt die Strom-

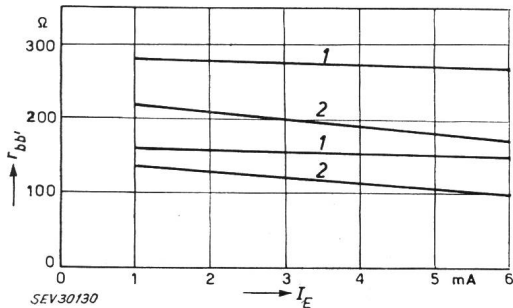


Fig. 6

Basisleitungswiderstand  $r_{bb}'$ , als Funktion des Emittersstromes  $I_E$

$$V_{CB} = -2 \text{ V}$$

1 bezeichnet Exemplare, die einen spezifischen Widerstand  $\rho_b$  von etwa 2...4  $\Omega\text{cm}$  aufweisen, 2 hingegen solche Exemplare mit einem  $\rho_b$ -Wert von etwa 6  $\Omega\text{cm}$

abhängigkeit des Basisleitungswiderstandes. Die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma_b$  im Anteil I der Gl. (13):  $1/\sigma_b \cdot 8 \pi w$  wird im Falle der high injection um den Faktor  $(p + N_D)/N_D$  korrigiert, das heisst mit  $p = N_D$  um den Wert 2. Der Anteil II: der Gl. (13)

$$\frac{1}{\sigma_b 2 \pi w_2} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

wird nur etwa knapp zur Hälfte um den Faktor  $(p + N_D)/N_D$  korrigiert, da der Löcherstrom dieses Bahnggebiet nur noch teilweise berührt, der Anteil III:

$$\frac{1}{\sigma_b 2 \pi w_3} \ln \frac{r_3}{r_2}$$

dürfte mehrheitlich unverändert bleiben.

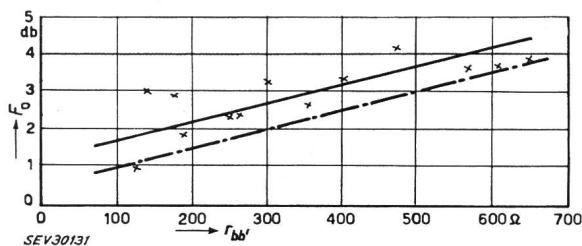


Fig. 7

Abhängigkeit des Rauschfaktors  $F_o$  vom Basisleitungswiderstand  $r_{bb}'$ .

Rauscharbeitspunkt:

$$V_{CB} = -2 \text{ V}, I_E = 0,2 \text{ mA}, f = 1000 \text{ Hz}, R_o = 5000 \Omega$$

Die Kreuze stellen Messwerte mehrerer Transistoren dar. Der Unterschied zwischen der ausgezogenen (Durchschnitt der gemessenen Rauschfaktoren) und der strichpunktierten Kurve (berechnetes  $r_{bb}'$ -Rauschen) beträgt  $\approx 0,7$  db

Gesamthaft werden somit im Gebiet der high injection etwa 50% von  $r_{bb}'$  um den Faktor 2 reduziert. Dies ändert sich natürlich, je nach welchem Grössenverhältnis die Anteile I, II und III zueinanderstehen.

In Fig. 7 ist die Abhängigkeit des Rauschfaktors  $F_o$  von  $r_{bb}'$  dargestellt. Der Rauschfaktor wurde bei fol-

gendem Arbeitspunkt aufgetragen  $I_E = 200 \mu\text{A}$ ,  $R_o = 500 \Omega$ .

Bei diesem Arbeitspunkt ist das  $r_{bb}'$ -Rauschen gegenüber dem Emitter- und Stromverteilungsrauschen dominierend. Die theoretisch zu erwartende Kurve und die experimentell erhaltenen Messpunkte weisen nur eine Differenz von 0,7 db auf, die grösstenteils darauf beruht, dass das Emitter- und Kollektorrauschen eben doch nicht ganz gleich Null sind.

### 2. Das Rauschen der Emitterdiode

Dieser Rauschanteil macht sich erst bei kleineren Emitterströmen stark bemerkbar und ist bei recht hohen Quellenwiderständen vernachlässigbar. Der Faktor  $A$  in der Eingangsimpedanz muss für jeden Transistor bei jedem Emitterstrom individuell bestimmt werden. Dieser Rauschanteil berechnet sich zu:

$$F_{OE} = 1 + \frac{A r_e}{2 R_o} = 1 + \frac{A(I_E) \frac{25 [\text{mV}]}{I_E [\text{mA}]}}{2 R_o} \quad (16)$$

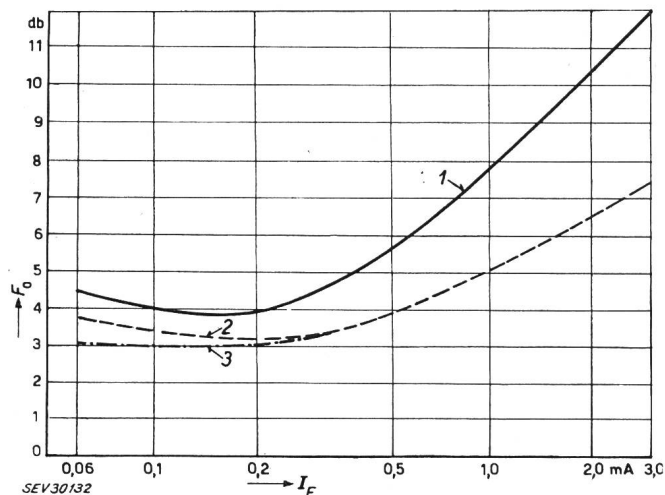


Fig. 8

Rauschfaktor  $F_o$  eines Silizium-Transistors mit ausgeprägter Sperrschicht-Rekombination in Funktion des Emittersstromes  $I_E$

Rauscharbeitspunkt  $V_{CB} = -2 \text{ V}$ ,  $R_o = 5000 \Omega$ ,  $f = 1000 \text{ Hz}$   
Der A-Wert dieses Exemplares beträgt bei 60  $\mu\text{A}$  1,3, um bei 200  $\mu\text{A}$  auf 1,08 zu sinken

Kurven: 1 gemessener Rauschfaktor; 2 berechneter Rauschfaktor mit Berücksichtigung von A; 3 berechneter Rauschfaktor ohne Einbezug von A

Fig. 8 zeigt den Rauschverlauf eines Transistors mit einem A-Wert bis zu 1,30 bei 60  $\mu\text{A}$  Emittersstrom. Eine Nichtbeachtung des richtigen Wertes von A würde bei kleinen Strömen einen Fehler von etwa 0,5 db ergeben.

### 3. Das Kollektor- oder Stromverteilungsrauschen

Dieser Anteil ist komplizierter, da er verschiedene Grössen einschliesst. Er drückt sich aus zu:

$$F_{OC} = 1 + \frac{(A r_e + r_{bb}' + R_o)^2}{2 A r_e R_o} \cdot \frac{1}{\alpha_{fe}} \quad (17)$$

Folgendes ist eindeutig ersichtlich: Bei grossen Emitterströmen wird dieser Rauschanteil beträchtlich, denn selbst wenn  $A$  gegen den Wert 2 geht, so strebt doch  $A r_e$  im Nenner kleinen Werten entgegen, der Zähler hingegen ändert sich weniger. Hierzu kommt noch, dass  $\alpha_{fe}$  stromabhängig ist:

$$\frac{1}{\alpha_{fe}} = \frac{\sigma_b w}{\sigma_e L_e} \left(1 + \frac{Z}{2}\right) + \frac{s w A_s}{D_p A_e} \cdot g(Z) \quad (18)$$

Der Einfluss der Volumenrekombination sei hier vernachlässigt.  $Z/2$  sowie  $g(Z)$  lassen sich für jeden Stromwert nach Webster [3] ausrechnen. Es bedeuten:

- $s$  Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
- $\sigma_e L_e$  Güte der rekristallisierten p-Schicht
- $r_{em}$  Emitterradius
- $A_s = 2 \pi r_{em} w$  Fläche, auf welcher hauptsächlich die Oberflächenrekombination stattfindet.

Aus Fig. 9 ist der im Mittel zu erwartende  $\alpha_{fe} = f(I_E)$  Verlauf einiger Si-Transistoren aufgezeichnet. Die im mittleren Strombereich liegenden  $\alpha_{fe}$ -Werte hängen natürlich, wie aus Gl. (18) ersichtlich ist, stark von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und der

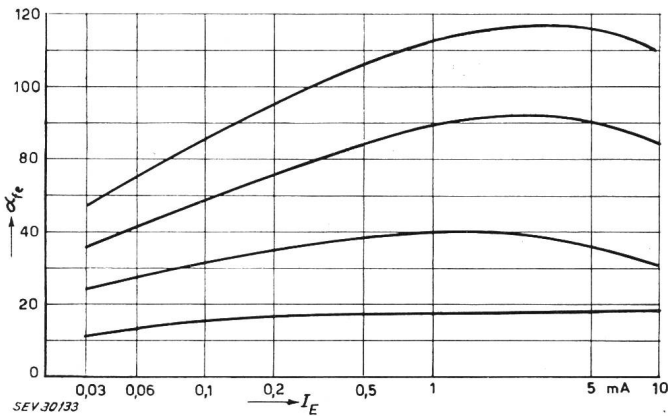
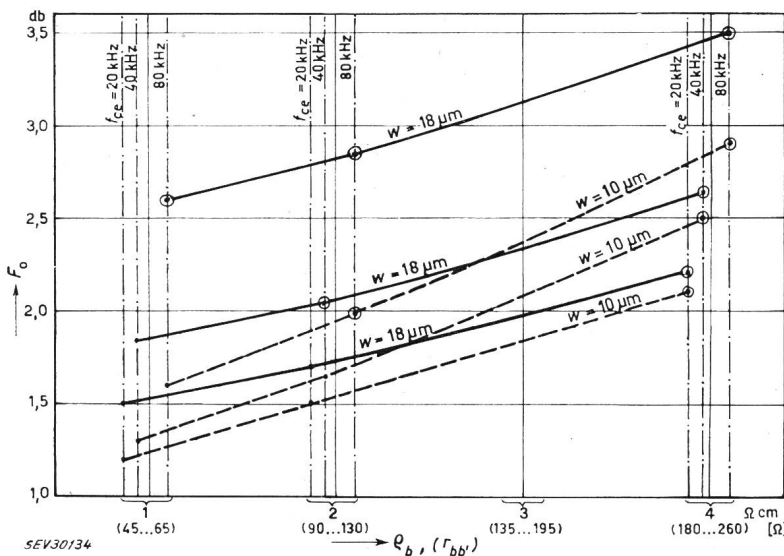


Fig. 9  
Stromverstärkungsfaktor  $\alpha_{fe}$  in Abhängigkeit des Emittersstromes  $I_E$ , gemessen an 4 Transistoren

Basisbreite ab. Je stärker nun  $\alpha_{fe}$  bei grösseren Emittersströmen abnimmt (besonders bei hochohmigem Material der Fall), um so stärker kommt das Kollektorrauschen zur Geltung. Eine kleine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, sowie eine kleine Basisbreite ergeben ein hohes  $\alpha_{fe}$ . Die gemessenen Transistoren weisen jedoch im Falle kleiner  $w$  im Durchschnitt



höchstens mittlere  $f_{ce}$ , d. h. entsprechende  $s$ -Werte auf. (Hiebei bedeutet  $f_{ce}$  die Grenzfrequenz in Emitterschaltung.)

Rauschmässig gesehen, muss man natürlich in erster Linie  $\alpha_{fe}$  mittels kleinen  $s$ -Werten in die Höhe zu treiben versuchen; denn ein hoher Stromverstärkungsfaktor mittels kleinem  $w$  birgt die Gefahr in sich, das  $r_{bb'}$ -Rauschen stark zu fördern.

Die Grösse  $s$  lässt sich dank folgender Näherungsgleichung bestimmen:

$$f_{ce} = \frac{2s}{\pi r_{em}} \quad (19)$$

Diese Gleichung ist approximativ und nur bei kleinen Strömen gültig. Zu ihrer Herleitung setzt man  $1/\alpha_{fe} = 1/\alpha_{fes}$ , wobei  $1/\alpha_{fes}$  den durch die Oberflächenverhältnisse gegebenen Stromverstärkungsfaktor darstellt. Bei kleinen Basisbreiten  $w$  kann diese Beziehung bereits bis zu 30% falsch werden, da der Emittewirkungsgrad schon etwa zu einem Drittel ins Gewicht fällt. Die Grösse des Stromverstärkungsfaktors lässt sich auch noch mittels der Wahl des spezifischen Widerstandes des Basismaterials  $\rho_b$  bestimmen. Mit steigendem  $\rho_b$  nimmt  $\alpha_{fe}$  zu. Dies erhöht jedoch andererseits den Basiszuleitungs-widerstand  $r_{bb'}$ . Eine weitere Möglichkeit, um einen kleinen Rauschfaktor zu erzielen, ist folgende: Man wählt Material mit kleinem spezifischem Ohmwert; um dennoch hohe  $\alpha_{fe}$ -Werte zu erreichen, legiert man tiefer. Theoretisch gesehen erhält man dadurch die kleinsten Rauschpegel (Fig. 10). Die Praxis zeigt jedoch, dass es nicht immer leicht ist, mit niederohmigem Material kleine bis mittlere  $s$ - oder  $f_{ce}$ -Werte zu erreichen. Man stösst also hier noch auf Grenzen, was denn auch deutlich in Fig. 10 zum Ausdruck kommt, auf welcher nur die eingekreisten Punkte Durchschnittswerte darstellen, die effektiv gemessen wurden und somit mit der Theorie verglichen werden konnten. Fig. 10 stellt nämlich Rauschkurven dar, die theoretisch aus Kombinationen von  $f_{ce}$ ,  $w$  und  $r_{bb'}$  hergeleitet wurden. Der Hersteller wird je nach dem zu entwerfenden Transistortyp auf diese verknüpften Beziehungen achten und einen Kompromiss schliessen. Der Verwender hingegen muss wissen, was er theoretisch im günstigsten Fall erwarten kann. Dass diese Werte in der Praxis nicht immer erreicht werden,

Fig. 10

Graphische Herleitung des Rauschfaktors  $F_0$  aus Kombinationen von  $f_{ce}$ ,  $w$  und  $\rho_b$

Parameter sind die Grenzfrequenz  $f_{ce}$  und die Basisbreite  $w$ . Die ausgezogenen ( $w = 18 \mu\text{m}$ ) sowie die gestrichelten ( $w = 10 \mu\text{m}$ ) Kurven stellen die Verbindungslinien der aufgeführten Grenzfrequenzen 20, 40 und 80 kHz dar. In dieser Darstellung wird jeweils die Annahme gemacht, dass der  $\rho_b$ -Wert in dem  $f_{ce}$ -Platzbereich (20...80 kHz) konstant bleibt. Der im Mittel zu erwartende  $r_{bb'}$ -Wert ist ebenfalls aufgetragen; der erste numerische Wert betrifft die Basisbreite  $w = 18 \mu\text{m}$ , der zweite jene von  $10 \mu\text{m}$ . Die eingekreisten Punkte stellen Rauschwerte von Transistoren dar, die praktisch realisiert wurden

beruht teilweise auf die oben aufgeführten Grenzen und teilweise auf die Streuung der einzelnen Exemplare, wie sie bei der Legiertechnik immer auftreten wird.

Aus den Ausführungen können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

a) Ein tieferes Legieren, mit dem Ziel, noch kleinere Rauschpegel zu erreichen, würde abgesehen von den Schwierigkeiten, die hinsichtlich einem guten  $f_{ce}$ -Wert auftreten können, andere Parameter wie z. B. die Durchbruchspannungen in Mitleidenschaft ziehen und den Legierausfall unter Umständen stark erhöhen. Auch ein Anstreben von allzu kleinen  $f_{ce}$ -Werte dürfte im Sinne einer Allgemeinverwendung des Transistors unerwünscht sein.

b) Transistoren mit einem  $\rho_b$ -Wert von 2...2,5  $\Omega\text{cm}$ , was einem  $r_{bb'}$ -Wert von etwa 90...190  $\Omega$  entspricht, sofern normale Basisbreiten und Ätzbedingungen vorliegen, schneiden rauschmässig am besten ab. Wie bereits erwähnt, ersieht man aus Fig. 10, dass besonders bei hochohmigem Material ein Herabsetzen der  $f_{ce}$ -Werte, z. B. von 40 auf 20 kHz rauschmässig mehr einbringt als eine Verkleinerung der Basisbreite von 18 auf 10  $\mu\text{m}$ . Eine somit in beiden Fällen auftretende Erhöhung von  $\alpha_{fe}$  ist rauschmässig besonders gewinnbringend, wenn sie auf Kosten von  $f_{ce}$  geschieht.

c) Eine  $f_{ce}$ ,  $w$  und  $r_{bb'}$ -Messung eines Transistors gibt einen guten Aufschluss über sein Rauschverhalten.

d) Die hier angeführten numerischen Werte sind nur richtungweisend und nicht für jedes Exemplar verbindlich, da ja öfters entscheidende Faktoren wie jener der Geometrie oder jener des Ätzverfahrens unbekannt bleiben.

### Einfluss des Emitterstromes sowie des Quellenwiderstandes auf den Rauschpegel

Aus Fig. 11 ist der Rauschpegel in Funktion des Quellenwiderstandes  $R_o$  ersichtlich. Bei einem  $R_o$ -Wert von 10 k $\Omega$  und einem Emitterstrom von 100 und weniger  $\mu\text{A}$  sind die beiden ersten Rauschanteile vernachlässigbar. Für den gesamten Rauschfaktor ist dann nur der Kollektorrauschanteil verantwortlich.

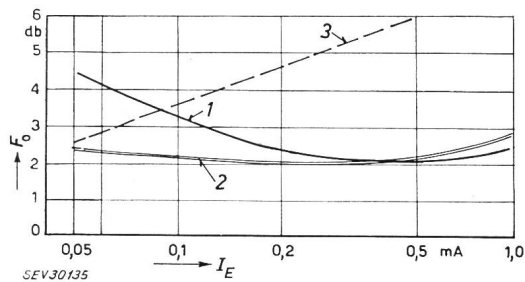


Fig. 11

Rauschfaktor  $F_o$  in Funktion des Emitterstromes  $I_E$  eines Transistors, der im kleinen Strombereich ein relativ hohes  $\alpha_{fe}$  aufweist  
 $V_{CB} = -2 \text{ V}$ ,  $f = 1000 \text{ Hz}$

Parameter ist der Quellenwiderstand  $R_o$

Kurven: 1 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 500 \Omega$ ; 2 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 2000 \Omega$ ; 3 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 10000 \Omega$

Der  $\alpha_{fe}$ -Wert dieses Transistors beträgt bei einem Emitterstrom von 50  $\mu\text{A}$ : 52

Transistoren, die unter oben genannten Bedingungen bis zu den kleinen Strömen einen  $\alpha_{fe}$ -Wert von etwa 25 behalten, weisen im Falle von 50  $\mu\text{A}$  Emitterstrom einen Rauschfaktor von 1,8 bis 2,5 db auf (Fig. 11). Die Theorie ergibt einen Rauschfaktor von etwa 1,7 db. Für den Verwender ist es nun wichtig, für jeden beliebigen Transistor bei einem bestimmten Arbeitsstrom den günstigsten Quellenwiderstand ausrechnen zu können.

Bildet man den Ausdruck  $\partial F/\partial R_o = 0$  in Gl. (14), so ergibt sich folgende Beziehung:

$$R_o^2 = (A r_e + r_{bb'})^2 + (2 r_{bb'} + A r_e) \alpha_{fe} r_e \quad (20)$$

$r_e$  und  $\alpha_{fe}$  müssen natürlich jeweils für den entsprechenden Strom eingesetzt werden. Aus Fig. 12 ersieht man, dass bei einem bestimmten Arbeitsstrom der minimale für einen Transistor auftretende Rauschpegel von Fall zu Fall einen anderen Quellenwiderstand verlangt.

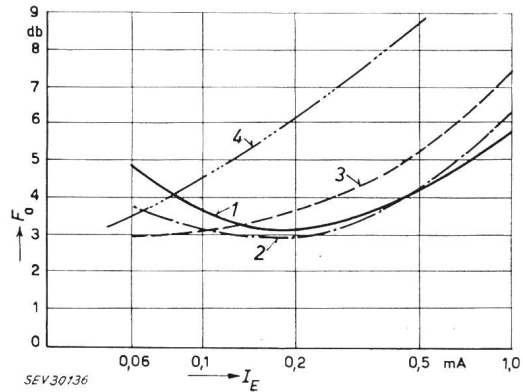


Fig. 12

Mittlerer Rauschpegel  $F_o$  in Funktion des Emitterstromes  $I_E$ , gemessen an mehreren Transistoren

$V_{CB} = -2 \text{ V}$ ,  $f = 1000 \text{ Hz}$

Parameter ist der Quellenwiderstand  $R_o$

Kurven: 1 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 500 \Omega$ ; 2 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 1000 \Omega$ ; 3 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 2000 \Omega$ ; 4 gemessener Rauschverlauf mit  $R_o = 10000 \Omega$

Ist nun andererseits der Quellenwiderstand gegeben, so ist es wiederum möglich, den günstigsten Emitterstrom zu berechnen, bei welchem der kleinste Rauschfaktor erwartet werden kann. Im Falle des Emitterstromes würde aber die Differenzierung  $\partial F/\partial r_e = 0$  ohne einige Vereinfachungen bedeutend komplizierter. Folgende Annahmen seien deshalb notwendig:

a)  $\alpha_{fe}$  ist emitterstromunabhängig. Um grobe Fehler zu vermeiden, wird für  $\alpha_{fe}$  ein mittlerer dem Strombereich von 100...3000  $\mu\text{A}$  entsprechender Wert eingesetzt.

b)  $r_e$  wird im Zähler des Ausdruckes für das Kollektorrauschen gegenüber dem Anteil von  $R_o$  und  $r_{bb'}$  vernachlässigt. Dies ist zulässig, sofern der Quellenwiderstand  $R_o$  mehr als 500  $\Omega$  beträgt und der Emitterstrom  $I_E$  nicht kleiner als 100  $\mu\text{A}$  ist.

c) Die Stromabhängigkeit von  $r_{bb'}$  darf vernachlässigt werden.

Mit diesen Massnahmen ergibt sich folgende Beziehung für den optimalen Emitterstrom:

$$I_E^2 = \frac{(25 \text{ mV})^2 \alpha_{fe}}{(r_{bb'} + R_o)^2} \quad (21)$$

Es ist klar, dass man bei jedem Transistor seine speziellen Grössen einsetzen muss. Aus Fig. 4 ersieht man, dass bei einem Quellenwiderstand von 1000  $\Omega$  der minimale Rauschpegel etwa bei 170  $\mu\text{A}$  auftritt. Gemäss obiger Gleichung würde der optimale Emitterstrom bei diesem Exemplar ( $r_{bb'} = 340 \Omega$ ,  $\alpha_{fe} = 54$ ) 138  $\mu\text{A}$  betragen. Die Übereinstimmung ist demzufolge ziemlich gut.



## Funkelrauschen

Es wurde anfänglich erwähnt, dass nötigenfalls dort, wo Praxis und Theorie zu stark voneinander abweichen, die Frage ob Funkelrauschen diese Differenz verursacht, abzuklären ist.

Der Unterschied zwischen den praktisch ermittelten und berechneten Rauschkurven macht sich besonders im hohen Strombereich bemerkbar. Nach Fonger [4] ist die Funkelrauschquelle proportional zum Kollektorstrom und drückt sich wie folgt aus:

$$\Sigma di_{be}^{-2} \approx \frac{I_c^2}{\pi D^2} \left(\frac{w}{r_{em}}\right)^3 \psi(f) \cdot df \quad (22)$$

Darin bedeuten:

$\psi(f)$  eine variable Grösse, welche die Funkelrauschfähigkeit charakterisiert und umgekehrt proportional zur Frequenz verläuft.

$\Sigma di_{be}^{-2}$  Funkelrauschquelle

$I_c$  Kollektorstrom

Neben der Abhängigkeit von  $I_c$  ist aus Gl. (22) auch jene von  $w$  ersichtlich. Fig. 13 und 14 zeigen die entsprechenden Rauschkurven einiger Transistoren bei 1000 und bei 10400 Hz. Die Bandbreite der Filter betrug im ersten Fall 200 und im zweiten 900 Hz. Dass das Funkelrauschen mit steigender Frequenz abnimmt ( $\psi(f) = 1/f$ ), kann man gut aus den Fig. 13 und 14 er-

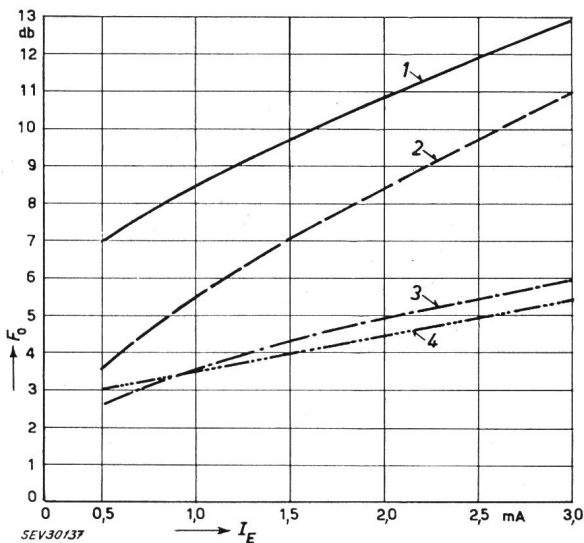


Fig. 13

**Einfluss des Funkelrauschens auf den Rauschfaktor  $F_0$  bei 1000 Hz**  
 $V_{CB} = -2$  V,  $R_o = 500 \Omega$ ,  $I_E$  Emitterstrom

Die Transistoren 3 und 4 (A 30) weisen einen Rauschfaktor auf, der mit dem berechneten weissen Rauschen bis auf etwa 1 db übereinstimmt. Die Transistoren 1 und 2 (A 14) weichen hingegen mehrere db vom entsprechenden Weissrauschwert ab, ihr Funkelrauschanteil ist beträchtlich

sehen. Bei 10 400 Hz weisen die meisten Transistoren zum grössten Teil nur noch das weisse Rauschen auf. Der Transistor 14 A, der in Fig. 5 ( $f = 1000$  Hz,  $R_o = 500 \Omega$ ) bei den Emitterströmen von 1000 und 3000  $\mu$ A einen Rauschpegel von 5,5 und 11,2 db aufwies, zeigt nunmehr bei 10 400 Hz einen Rauschfaktor von 4,2 bzw. 7,4 db. Die theoretischen Weiss-Rauschwerte betragen bei diesen Strömen 4,2 und 6,7 db.

Die Abweichung zwischen Theorie und Praxis dürfte im hohen Strombereich folglich auf das Funkelrauschen zurückzuführen sein. Der 30-A-Transistor ist ziemlich funklerauschfest. Bei 1000 und 10400 Hz weist er bei grösseren Strömen fast den gleichen Rauschfaktor auf. Vergleicht man die Basisbreiten der Transistoren 30 A und 14 A, so besitzt jener ein  $w$  von 8,5  $\mu$ m, dieser ein  $w$  von 35  $\mu$ m. Die Basisbreite  $w$  übt, wie aus Gl. (22) ersichtlich, einen grossen Einfluss auf das

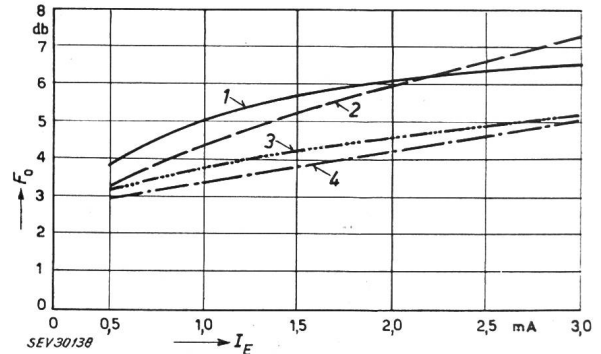


Fig. 14

Wie Fig. 13, aber bei 10 000 Hz

$V_{CB} = -2$  V,  $R_o = 500 \Omega$ ,  $I_E$  Emitterstrom

Die Transistoren 3 und 4 weisen fast den gleichen Rauschverlauf wie bei 1000 Hz auf. Sie sind somit bei 1000 Hz bereits funklerauschfest, ihre Basisbreiten betragen 10 und 8,5  $\mu$ m. Die Transistoren 1 und 2 weisen nur noch einen Funkelrauschanteil von etwa 1...1,5 db bei 3000  $\mu$ A auf, ihre Basisbreiten sind grösser als 30  $\mu$ m

Funkelrauschen aus. Transistoren mit kleinem  $w$  weisen im Mittel ein kleineres Funkelrauschen auf als solche mit grossem  $w$ . Die Grösse des Funkelrauschens schwankte bei den untersuchten Transistoren bei einem Emitterstrom von 1000  $\mu$ A zwischen 0,1 und 1,4 db, bei einem solchen von 3000  $\mu$ A zwischen 0,4 und 10 db.

Die früher erwähnte Möglichkeit, durch tieferes Legieren mit niederohmigem Material einen kleinen Rauschfaktor zu erzielen, weist sich folglich für das Funkelrauschen günstig aus. Der  $f_{ce}$ -Wert muss natürlich in einem mittleren Rahmen bleiben.

## Allgemeine Schlussfolgerungen

Die bei diesen Untersuchungen gemessenen Transistoren wiesen folgende allgemeine Merkmale auf, wobei einige allgemeiner Natur sein dürften:

a) Der Vergleich zwischen Theorie und Praxis hinsichtlich dem Rauschfaktor ist zufriedenstellend. Die Erweiterung und Anpassung der allgemeinen Rauschgleichung für den Silizium-Transistor, sowie die annähernde Erfassung des Funkelrauschens erlauben es, den Unterschied zwischen den berechneten und gemessenen Rauschfaktoren recht klein zu halten.

b) Da die Silizium-Transistoren im Gegensatz zu den Germanium-Transistoren bei kleinen Emitterströmen schaltungsmässig gesehen gut arbeiten können, ist es mittels der Wahl einer grösseren Quellenimpedanz möglich, tiefe Rauschpegel zu erreichen. Es ist jedoch notwendig, dass bei dieser Verwendung die  $\alpha_{fe}$ -Werte in der Grössenordnung von 25 bleiben.

c) Im Falle üblicher Arbeitsbedingungen ( $I_E = 0,5$  mA und  $R_o = 500 \Omega$ ) kann der niedrigste zu erwartende Rauschfaktor bei den z. Z. gebräuchlichen Herstellungsprozessen im Mittel 2 db betragen.

## Literatur

- [1] Guggenbühl, W. und M. J. O. Strutt: Experimentelle Untersuchung und Trennung der Rauschursachen in Flächentransistoren. AEU Bd. 9(1955), Nr. 6, S. 259...269.  
 [2] Veloric, H. S. und M. B. Prince: High-Voltage Conductivity-Modulated Silicon Rectifier. Bell Syst. techn. J. Bd. 36(1957), Nr. 4, S. 975...1004.  
 [3] Webster, W. M.: On the Variation of Junction-Transistor Current-Amplification Factor with Emitter Current. Proc. IRE Bd. 42(1954), Nr. 6, S. 914...920.

- [4] Fonger, W. H.: A Determination of 1/f Noise Sources in Semiconductor Diodes and Triodes in "Transistors I", hg. von "RCA Laboratories". Princeton N. J.: März 1956. S. 239...295.  
 [5] Early, J. M.: Design Theory of Junction Transistors. Bell Syst. techn. J. Bd. 32(1953), Nr. 6, S. 1271...1312.

## Adresse des Autors:

Bruno Kurz, dipl. El.-Ing. ETH, Hungerbergstrasse 37, Zürich 46.

# Beugung einer ebenen elektromagnetischen Welle an einem kreisförmigen Ferritzylinder<sup>1)</sup>

Von W. Eggimann, Cleveland

621.396.677.8 : 538.566

## Einleitung

Die Beugung von elektromagnetischen Wellen an einem dielektrischen Kreiszyylinder ist in mehreren Arbeiten behandelt worden. Die vollständige Lösung für beliebige Einfallrichtung wurde von Wait angegeben [1]<sup>2)</sup>. Näherungsformeln für dünne Zylinder (d. h., wenn die Wellenlänge gross ist verglichen mit dem Zylinderdurchmesser) und für das Fernfeld wurden in jener Arbeit ebenfalls behandelt.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf den Fall senkrechter Einfallrichtung, für welchen eine genaue Lösung in Form einer Reihenentwicklung von Zylinderfunktionen angegeben werden kann. Der Ferritzylinder ist durch ein konstantes Magnetfeld längs seiner Achse magnetisiert. Dank den nichtreziproken Eigenschaften des Ferrites ist eine unsymmetrische Verteilung des Beugungsfeldes bezüglich der Einfallrichtung zu erwarten. Das Beugungsfeld ist eine Funktion des Permeabilitätstensors des Ferrites, welcher seinerseits durch die Magnetisierung des Materials bestimmt ist. Es muss daher möglich sein, das Beugungsfeld mittels der angelegten magnetischen Feldstärke zu beeinflussen.

## Die mathematische Lösung

Gegeben sei ein unendlich langer Ferritzylinder, dessen Achse mit der z-Achse und der Richtung eines konstanten Magnetfeldes  $H_0$  identisch ist. Die ebene elektromagnetische Welle fällt in Richtung der positiven x-Achse ein. Unter diesen Umständen kann das Problem zweidimensional in der xy-Ebene behandelt werden. Die Polarisation der Welle ist beliebig angenommen. Das Feld kann in diesem Fall in zwei Felder zerlegt werden, von welchen eines senkrecht ( $\vec{E} = E \vec{e}_y$ ), das andere parallel ( $\vec{E} = E \vec{e}_z$ ) zur Zylinderachse polarisiert ist (Fig. 1). Im ersten Falle ist die magnetische Feldstärke der Welle parallel zur Magnetisierung des Ferritzylinders, und der Permeabilitätstensor ist ein Skalar. Man kann deshalb den Ferritzylinder wie einen dielektrischen Zylinder behandeln. Ist hingegen die Welle parallel zur z-Achse polarisiert, dann stehen die Magnetisierung und das magnetische Feld der Welle senkrecht aufeinander, und es findet eine Wechselwirkung mit den präzessierenden magnetischen Elektrodipolmomenten des Ferrites statt. Daraus folgt, dass in den Maxwell'schen Gleichungen die Permeabilitätskonstante durch einen Tensor ersetzt werden muss:

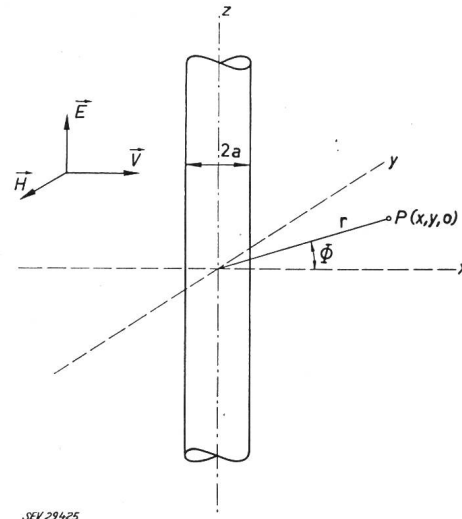
<sup>1)</sup> Die Arbeit wurde im Auftrag des Electronic Research Directorate of the Air Force Cambridge Research Center ausgeführt und ist in englischer Sprache in den IRE Transactions on Microwave Theory erschienen.

<sup>2)</sup> Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \vec{D} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad (1a)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega \vec{B} = -j\omega (\vec{\mu}) \cdot \vec{H} \quad (1b)$$

Da alle Ableitungen in der z-Richtung verschwinden, kann Gl. (1b) durch eine zweidimensionale Tensorgleichung ersetzt werden



SEV 29425

Fig. 1

Senkrechter Einfall der ebenen Welle auf den Ferritzylinder  
 $a$  Zylinderradius;  $x, y, z$  rechtwinklige Koordinaten;  $r, \phi$  Polarkoordinaten;  $P$  Feldpunkt;  $E$  elektrische Feldstärke;  $V$  Fortpflanzungsrichtung;  $H$  magnetische Feldstärke

$$\vec{B} = -\frac{1}{j\omega} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \cdot \vec{\nabla} E_z = -\frac{1}{j\omega} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 1 \\ \frac{\partial}{\partial y} & 0 \end{vmatrix} \cdot E_z \quad (2)$$

(Hier bedeutet  $\vec{\nabla}$  den zweidimensionalen Gradienten.)

Für die magnetische Feldstärke im freien Raum ergibt sich

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega} (\mu_0)^{-1} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \cdot \vec{\nabla} E_z \quad (3)$$

und im Ferrit

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega} (\vec{\mu})^{-1} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \cdot \vec{\nabla} E_z \quad (4)$$

Der Permeabilitätstensor kann mit Hilfe eines einfachen Elektronenmodells berechnet werden [2]. Die magnetischen Eigenschaften des Elektrons können durch einen magnetischen Dipol, welcher um die Richtung des magnetischen Feldes präzessiert, dargestellt werden. Die Wechselwirkung zwischen den induzierten magnetischen Feldstärken in der x- und y-Richtung wird dann durch den Permeabilitätstensor ausgedrückt, welcher in zwei Dimensionen lautet: