

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 28 (1955)  
**Heft:** VII

**Artikel:** Messungen der spontanen Schwankungen bei Strömen mit verschiedenen Trägern in Halbleitersperrschichten  
**Autor:** Guggenbühl, Walter / Strutt, M.J.O.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112630>

#### 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:** 16.01.2026

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

# Messungen der spontanen Schwankungen bei Strömen mit verschiedenen Trägern in Halbleitersperrschichten

von Walter Guggenbühl und M. J. O. Strutt.

Institut für höhere Elektrotechnik der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich.

(12. VIII. 1955.)

*Summary.* The current fluctuations in p-n-junctions have been measured specifically in the white noise region. With junctions in which the current is either caused by the applied voltage or by spontaneous creation of carriers the fluctuations follow the equations of W. SCHOTTKY. In junctions in which a practically fluctuation free current is injected (collector junction of some latest type of p-n-p-alloy-transistors), no additional fluctuations are caused by the transition of the junction. Hereby it is possible to obtain currents of extremely small fluctuation content, smaller than is usually found in high vacuum tubes.

## I. Einleitung.

Eine Halbleitersperrschicht, in der kein Strom fliesst, muss sich schwankungsmässig wie ein stromloser Widerstand verhalten. Wenn ein drahtförmiger Widerstand (*ein* Freiheitsgrad der Trägerbewegung) sich in einem Strahlungshohlraum befindet, so wird ihm in einem Frequenzintervall  $\Delta\nu$ , das klein in bezug auf die mittlere Frequenz  $\nu$  ist, eine Wirkleistung:

$$\frac{h\nu\Delta\nu}{\exp(h\nu/kT)-1} \text{ Watt}$$

zugeführt. Diese Leistung kann den Klemmen des Widerstandes als elektrische Leistung entnommen werden. Unter der praktisch immer erfüllten Bedingung  $h\nu \ll kT$  wird diese verfügbare elektrische Leistung gleich  $kT\Delta\nu$ . An den Klemmen des Widerstandes wird somit ein mittleres Quadrat der Schwankungsspannung gemessen, das bei grossem Impedanzbetrag des Messgerätes im Intervall  $\Delta\nu$  durch:

$$\overline{u_r^2} = 4kTR\Delta\nu \quad (1)$$

gegeben ist. Das Spektrum dieses mittleren Spannungsquadrates ist

„weiss“, d. h. frequenzunabhängig, so lange die Bedingung  $h\nu \ll kT$  gilt.

Sobald die Sperrsicht von einem Strom durchflossen wird, treten stromabhängige Schwankungen<sup>8)</sup> auf. Diese weisen experimentell im wesentlichen drei Spektraltypen auf. Der erste und bis vor kurzem für Frequenzen bis einige Kiloherz fast einzige bekannte Typus hat eine Spektralintensitätsdichte, welche etwa zu  $\nu^{-1}$  proportional ist. Dieser Spektralkurve können einzelne Unebenheiten überlagert sein, während der Exponent etwas von  $-1$  abweichen kann. Der zweite, erst seit kurzem bei besonders fangstellenfreien Sperrsichten gemessene<sup>1) 4)</sup> Spektraltypus hat eine frequenzunabhängige Intensitätsdichte. Der dritte, bisher bei Sperrsichten experimentell noch kaum untersuchte Spektraltypus würde eine frequenzabhängige Intensitätsdichte aufweisen, welche Maxima und Minima zeigen könnte.

Der erstere Spektraltypus wird durch Fangstellen verursacht, welche Stromträger während kürzerer oder längerer Zeit einfangen und dann wieder freigeben. Bei Werkstoffen mit sehr geringer Fangstellendichte treten die Schwankungen mit frequenzabhängigem Spektrum bei kleinen Stromdichten gegenüber den Schwankungen des zweiten Spektraltyps zurück. Die Schwankungen des dritten Spektraltyps werden durch Trägerlaufzeiten hervorgerufen, die nicht mehr klein in bezug auf die betrachtete reziproke Frequenz sind. Die hier behandelten Werkstoffe haben so stark ionisierte Donoren bzw. Akzeptoren, dass die mit der Trägerneuerzeugung (und -rekombination) zusammenhängenden Schwankungen in den homogenen Halbleiterabschnitten (Zuleitungen zur Sperrsicht) vernachlässigt werden können. Das Spektrum der mit der Trägerneuerzeugung (und -rekombination) zusammenhängenden Zusatzschwankungen wäre bei nicht zu hohen Frequenzen ebenfalls weiss. Entsprechend diesen Bemerkungen können die Schwankungen der Zuleitungen zur Sperrsicht aus der Formel (1) erhalten werden. Unter Berücksichtigung dieser Werte kann dann auf die eigentlichen Sperrsichtschwankungen geschlossen werden.

Die Messanlage wurde bereits an anderer Stelle beschrieben<sup>1).</sup> Sie besteht im wesentlichen aus einem empfindlichen, sorgfältig gegen Störungen abgeschirmten Verstärker mit zehn Resonanzfiltern im Bereich 60 bis  $40 \cdot 10^3$  Hz. Die Eichung wurde einerseits mittels einer im Sättigungsbereich betriebenen Hochvakuumdiode und andererseits mittels ohmscher Metallwiderstände durchgeführt. Als Anzeigegerät wird ein geeignetes Thermokreuz verwendet.

## II. Die Formeln von W. Schottky.

Folgende Bedingungen sollen erfüllt sein:

1. Die Trägerlaufzeit  $\tau$  in der Sperrsicht und in ihrer Umgebung sei klein gegen die reziproke mittlere Frequenz des Frequenzintervalls der Schwankungen.
2. Die Laufzeit  $\tau_0$  durch die Sperrsicht sei klein gegen die mittlere Lebensdauer der Träger in der Sperrsicht.

Theoretisch und experimentell wird der Strom  $I$  durch eine Sperrsicht als Funktion der Spannung  $U$  durch die Formel:

$$I = I_0 \exp(eU/kT) - I_0 = I_1 - I_0 \quad (2)$$

gegeben, wo  $e$  die Elektronenladung,  $k$  die Boltzmannsche Konstante und  $T$  die absolute Temperatur bedeutet. Die Konstante  $e/kT$  hat für Zimmertemperatur  $T$  den Wert  $39,5 \text{ Volt}^{-1}$ . Die Spannung  $U$  und der Strom  $I$  werden in der Richtung vom  $p$ - zum  $n$ -Halbleiter positiv gerechnet. Die Stromanteile  $I_1$  und  $I_0$  haben verschiedene Ursachen.

Entsprechend den beiden Stromanteilen  $I_1$  und  $I_0$  entstehen zwei Schwankungsströme:

$$\overline{i_{r_1}^2} = 2eI_1\Delta\nu \quad \text{und} \quad \overline{i_{r_0}^2} = 2eI_0\Delta\nu.$$

Diese Schwankungsströme sind unkorreliert. Der Gesamtschwankungsstrom der Sperrsicht ist somit:

$$\overline{i_r^2} = \overline{i_{r_1}^2} + \overline{i_{r_0}^2} = 2e(I_1 + I_0)\Delta\nu = 2e(I + 2I_0)\Delta\nu. \quad (3)$$

Der Differentialwiderstand  $R$  der Sperrsicht ist:

$$R = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{eI_1}. \quad (4)$$

Mit Hilfe von (2), (3) und (4) ergibt sich:

$$\overline{i_r^2} = \frac{2kT \left(1 + \frac{I_0}{I_1}\right) \Delta\nu}{R}. \quad (5)$$

Aus dieser Formel (5) gehen für verschiedene Betriebsbedingungen der Sperrsicht folgende Gleichungen hervor:

$$I_1 = I_0: \overline{i_r^2} = \frac{4kT\Delta\nu}{R};$$

$$I_1 \ll I_0: \overline{i_r^2} = \frac{2kT}{R} \frac{I_0}{I_1} \Delta\nu = 2eI_0\Delta\nu;$$

$$I_1 \gg I_0: \overline{i_r^2} = \frac{2kT\Delta\nu}{R}.$$

Wir können diese Schwankungen mit denen eines äquivalenten Metallwiderstandes vergleichen:

$$\bar{i}_r^2 = \frac{4 k T \Delta v}{R_{\text{aeq}}}.$$

Offenbar ergeben sich für den äquivalenten Widerstand  $R_{\text{aeq}}$  die Werte<sup>1)</sup>:

$$\left. \begin{array}{ll} I_1 = I_0: & R_{\text{aeq}} = R; \\ I_1 \gg I_0: & R_{\text{aeq}} = \frac{1}{2} R. \end{array} \right\} \quad (6)$$

### III. Messungen der Schwankungen zur Bestätigung der Formeln von W. Schottky.

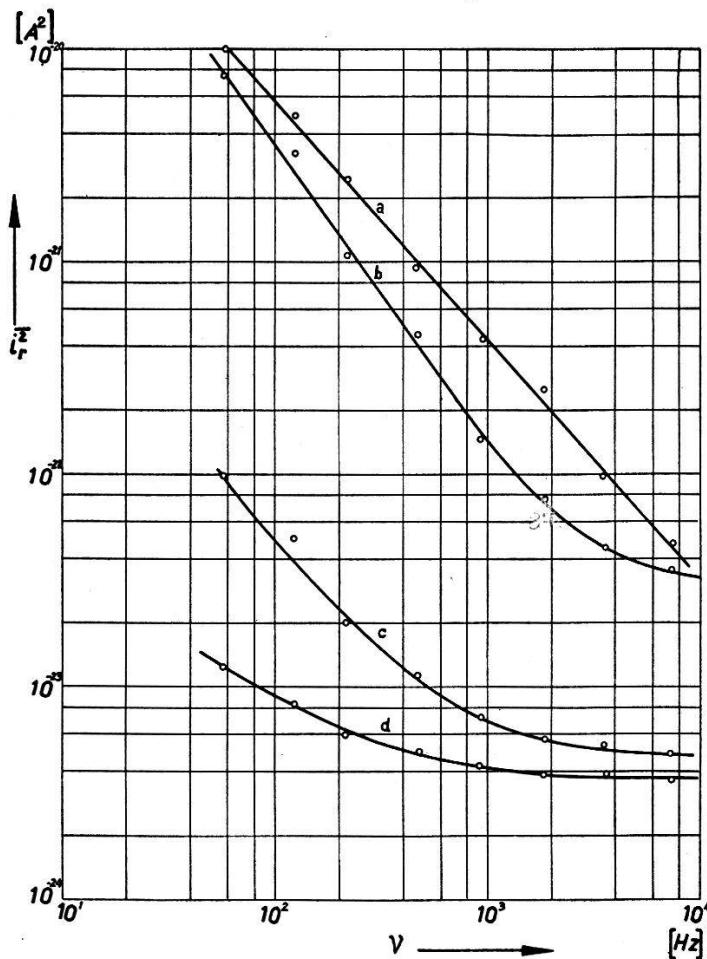


Fig. 1.

Mittleres Quadrat des Schwankungsstroms, umgerechnet auf 1 Hz Bandbreite, als Funktion der mittleren Frequenz  $\nu$  für die Rückwärtsrichtung.

Kurve a: Spitzendiode OA 150 bei einem Rückwärtsstrom von 8,4  $\mu\text{A}$ .

Kurve b: Flächentransistor-Kontakt OC 71, belichtet zur Erzielung eines grösseren Rückwärtsstroms, der hier 60  $\mu\text{A}$  betrug.

Kurve c: Wie Kurve b, aber bei einem Rückwärtsstrom von 15  $\mu\text{A}$ .

Kurve d: Flächendiode 1 N 92 bei einem Rückwärtsstrom von 12,2  $\mu\text{A}$ . Bei den Kurven b, c und d ist die negative Betriebsspannung  $U$  so gewählt worden, dass  $|eU| \gg kT$  ist [vgl. Gleichung (2)].

\*

Diese Messungen<sup>1)</sup> beziehen sich auf p-n-Sperrsichten in Flächendioden und, in einzelnen Fällen, in Spitzendiode. Aus den vier Kurven der Fig. 1 ist zu ersehen, dass oberhalb einer mittleren

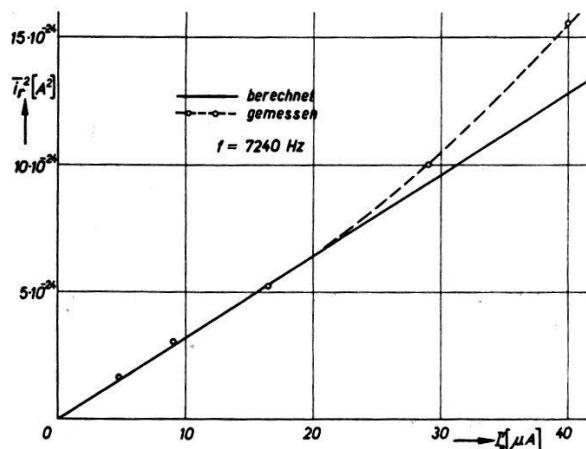


Fig. 2.

Mittleres Schwankungsstromquadrat  $\bar{I}_r^2$ , umgerechnet auf 1 Hz Bandbreite, in Abhängigkeit von  $I_0'$  bei einer mittleren Frequenz von 7240 Hz. Der Sperrstrom  $I_0'$  wird durch Belichtung der Sperrsicht verändert. Als Sperrsicht wurde eine solche eines Transistors des Typus OC 71 verwendet, welche in der Sperrrichtung mit  $|eU| \gg kT$  betrieben wurde. Kreise: Messpunkte. Kurve berechnet nach Gl. (3).

Frequenz  $\nu$  von etwa 1000 Hz des betrachteten Schwankungsfrequenzintervalls  $\Delta\nu$  bei besonders fangstellenfreien Sperrsichten (vgl. Kurve d der Fig. 1) die Schwankungen ein weisses Spektrum

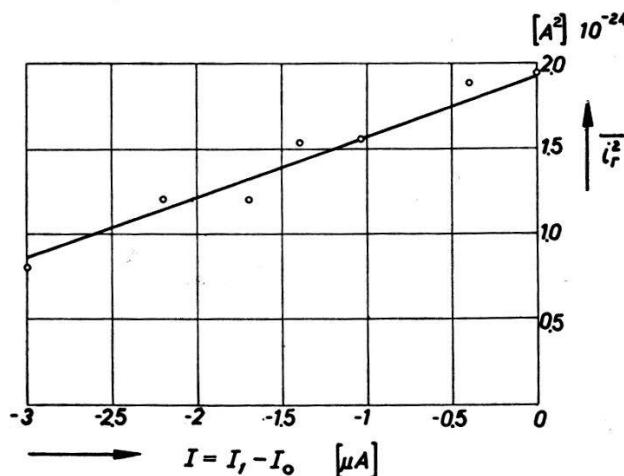


Fig. 3.

Mittleres Schwankungsstromquadrat  $\bar{I}_r^2$  einer Sperrsicht (Transistor OC 71) umgerechnet auf 1 Hz Bandbreite als Funktion des Stromes  $I$  durch die Sperrsicht. Kreise gemessen, Kurve nach Gleichung (3) berechnet. Der Stromanteil  $I_0$  ist  $3 \mu A$ . Mittlere Messfrequenz 7240 Hz.

aufweisen können. Die weiteren Messungen sind namentlich bei Frequenzen ausgeführt worden, für welche ein weisses Spektrum der Schwankungen vorliegt. In Fig. 2 ist eine Sperrsichtdiode so be-

trieben worden, dass  $|eU| \gg kT$  ist und  $U$  negativ. Somit ist der Vorwärtsstrom  $I_1$  klein gegen den Rückwärtsstrom  $I_0$ . Die Messungen zeigen, dass die obige Gleichung (3) gut erfüllt ist bis zu

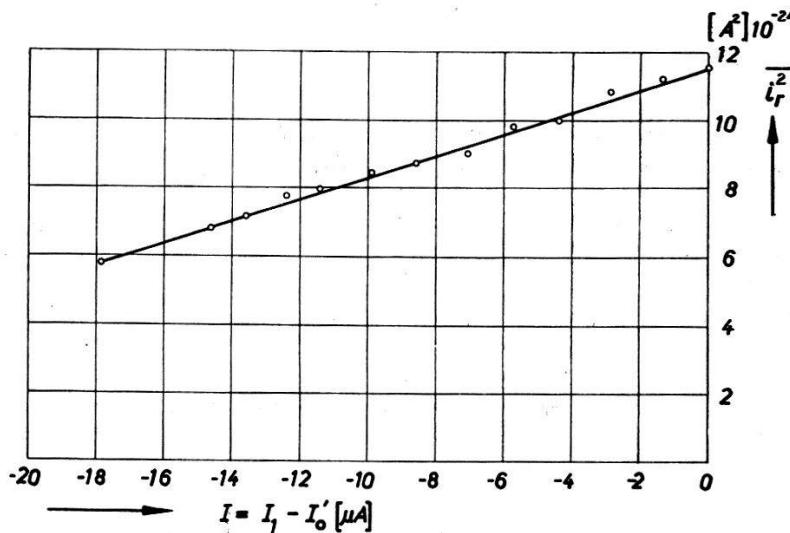


Fig. 4.

Messungen wie Fig. 3, jedoch wurde hierbei der Stromanteil  $I_0'$  von  $I = I_1 - I_0'$  durch Belichtung der Sperrsicht auf  $17.9 \mu\text{A}$  gesteigert. Der Stromanteil  $I_0'$  ist während der Messung konstant, aber  $I_1$  wird durch Änderung von  $U$  verändert. Kurve berechnet nach Gleichung (3).

Strömen von etwa 20 Mikroampère. Darüber machen sich Zusatzschwankungen infolge von Fangstellen bemerkbar, welche theoretisch zum Quadrate der Stromstärke proportional wären. Die

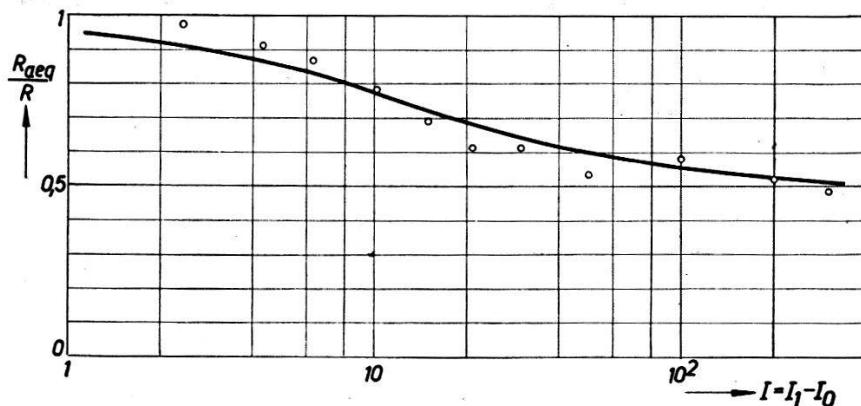


Fig. 5.

Verhältnis des äquivalenten Rauschwiderstandes  $R_{\text{aeq}}$  zum Diodenwiderstand  $R$  als Funktion des Diodenstromes  $I$  einer Sperrsichtdiode vom Typus 1N92. Kurve berechnet, Punkte gemessen und korrigiert zur Berücksichtigung des Zuleitungswiderstandes der Sperrsicht, welcher hier  $20 \Omega$  beträgt. Mittlere Frequenz  $7240 \text{ Hz}$ .

Fig. 3 und 4 zeigen Messungen, bei denen  $I_0$  konstant ist und  $I_1$  verändert wird und die ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit der Theorie (ausgezogene Geraden) nach Gleichung (3) zeigen. Für die

Vorwärtsstromrichtung werden die Gleichungen (3) und (6) durch die Messungen der Fig. 5 bestätigt.

Die obigen Messungen können unter den angegebenen Versuchsbedingungen als gute Bestätigung der Formeln von W. SCHOTTKY<sup>1)</sup> aufgefasst werden.

#### IV. Schwankungsmessungen bei Strömen, bestehend aus Minderheitsträgern, welche in Sperrsichten injiziert werden.

Diese Messungen wurden an Flächentransistoren vom legierten Typus p-n-p ausgeführt (Indium-Germanium-Indium). Diese Transistoren (Fig. 6) haben drei Elektroden, die Emissionselektrode, die

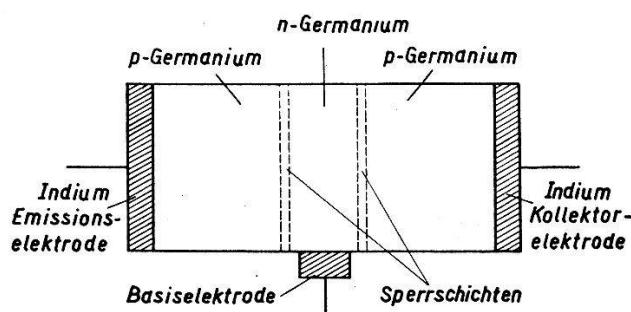


Fig. 6.

Schematischer Aufbau eines legierten p-n-p-Flächentransistors.

Kollektorelektrode und die Basiselektrode. Sie werden für die Messungen als Vierpol geschaltet nach Fig. 7. Vom betreffenden Vierpol wurden die Gesamtschwankungen namentlich im weissen Spektral-

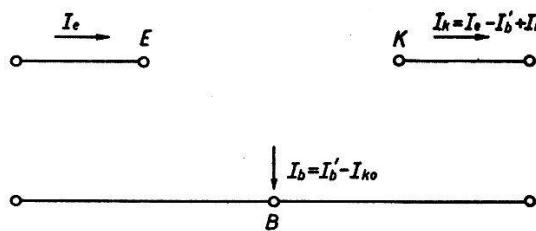


Fig. 7.

Ströme bei einem p-n-p-Flächentransistor, der als Vierpol geschaltet ist.

bereich (etwa oberhalb 1000 Hz) gemessen. Diese Gesamtschwankungen wurden mit Hilfe von Messungen unter verschiedenen Versuchsbedingungen in Beiträge verschiedener Schwankungsquellen zerlegt. Als Ergebnis vieler Messungen können vier Schwankungsquellen bezeichnet werden, deren Beiträge zusammen die Gesamtschwankungen ergeben<sup>2)</sup>. Erstens die Schwankungen in der Sperrsicht an der Emissionselektrode. Diese Schwankungen genügen experimentell der Formel (3). Zweitens die Schwankungen im Zuleitungswiderstand der Basisschicht. Diese genügen experimentell

der Gleichung (1). Drittens Schwankungen infolge der Verteilung des Emissionsstroms auf die Basiselektrode (geringer Anteil) und auf die Kollektorelektrode (weitaus grösster Anteil). Diese Stromverteilungsschwankungen genügen experimentell einer ebenfalls von W. SCHOTTKY aufgestellten Formel<sup>6)</sup>. Viertens Schwankungen in der Sperrsicht an der Kollektorelektrode.

Wenn an die Eingangsklemmen des obengenannten Transistorvierpols ein grosser Widerstand (z. B. 100 kΩ) angeschlossen wird, und an die Ausgangsklemmen ein kleiner Widerstand (einige hundert Ohm) kann leicht gezeigt werden, dass der Schwankungsstrom durch diesen Ausgangswiderstand nur von der dritten und vierten

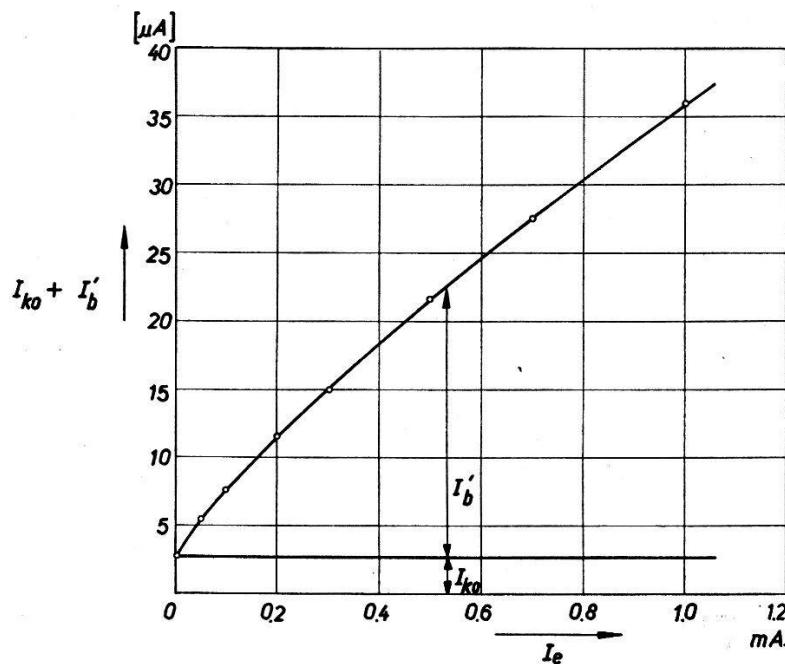


Fig. 8.

Sättigungsstrom  $I_{k_0}$  der Kollektorsperrsicht und Verteilungsstrom  $I_b'$  als Funktion des Emissionsstromes  $I_e$ , gemessen an einem Flächentransistor OC 70. Die Spannung des Kollektors gegen die Basis beträgt -2 V.  $I_b'$  ist der zur Basis fließende Anteil des Emissionsstromes.

obengenannten Ursache herrührt. Der Strom  $I_b$  zur Basiselektrode setzt sich zusammen aus einem Anteil  $I_b'$ , der vom Emissionsstrom  $I_e$  (vgl. Fig. 7) herröhrt und einem Anteil  $I_{k_0}$  der durch Trägerneuerzeugung in der Kollektordiode entsteht:

$$I_b = I_b' - I_{k_0}.$$

Die Ströme  $I_b'$  und  $I_{k_0}$  sind in Fig. 8 gemessen worden. Aus den Strömen der Fig. 7 können die Stromverteilungsschwankungen nach W. SCHOTTKY berechnet werden<sup>6)</sup>:

$$\overline{i_{rv}^2} = 2 e \frac{(I_e - I_b') I_b'}{I_e} \Delta \nu. \quad (7)$$

Die Kollektorsperrsicht ist so vorgespannt, dass die Kollektorelektrode eine negative Spannung von einigen Volt gegen die Basiselktrode hat. Folglich gilt hier die Bedingung  $|eU| \gg kT$  und  $U$  ist negativ. Durch die Kollektorsperrsicht fliesst erstens der von der Emissionssperrsicht herrührende Strom  $I_e - I'_b$  und zweitens infolge obiger Bedingung ein Strom  $I_{k_0}$ , der von Trägerneuerzeugung herrührt.

In Fig. 9 sind die gesamten Stromschwankungen an der Kollektorseite unter den obigen Versuchsbedingungen gemessen worden<sup>2)</sup>.

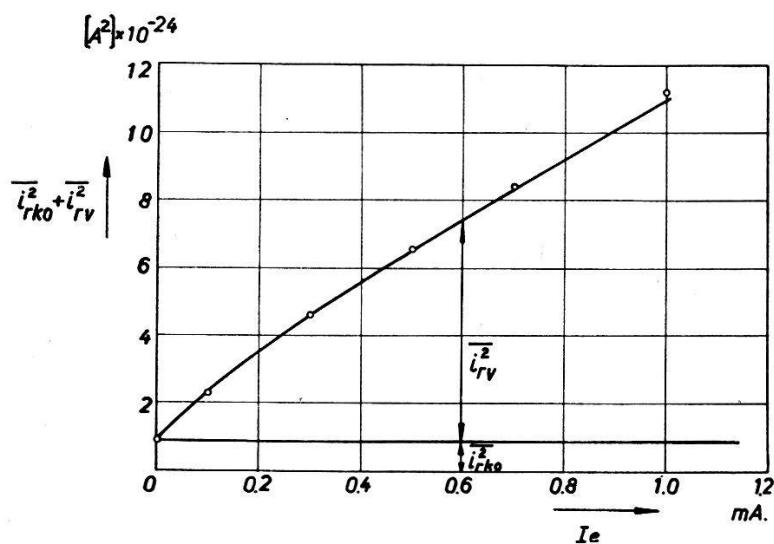


Fig. 9.

Mittleres Quadrat des Gesamtschwankungsstromes in einer Leitung mit kleinem Widerstand (einige hundert Ohm) zwischen Kollektor und Basis der Fig. 7, bei einem grossen Widerstand (einige 100 k Ohm) zwischen Emissionselektrode und Basis, umgerechnet auf 1 Hz Bandbreite bei einer mittleren Frequenz von 7240 Hz. Dieser Gesamtschwankungsstrom kann in  $\overline{i^2_{rv}}$  nach Gleichung (7) und  $\overline{i^2_{rko}} = 2eI_{k_0}\Delta\nu$  zerlegt werden. Kurve berechnet, Punkte gemessen.

Diese Messungen können nur dadurch gedeutet werden, dass man als Schwankungsursachen erstens die obengenannte Stromverteilung und zweitens den Strom  $I_{k_0}$  nach Gleichung (3) annimmt. Der Strom  $I_e - I'_b$ , welcher in die Kollektorsperrsicht injiziert wird, erfährt dort keine messbaren zusätzlichen Schwankungen.

Hierdurch ist experimentell der unerwartete Befund hervorgetreten, dass ein Strom von Minderheitsträgern in der n-Schicht, welcher von der Emissionsschicht herröhrt und in die Kollektorsperrsicht injiziert wird, dort keine zusätzlichen Schwankungen erleidet. Denn sonst müsste dieser Schwankungsbeitrag sich in den Messungen der Fig. 9 bemerkbar machen.

## V. Versuchsweise Deutung und Folgerungen der Experimentalergebnisse.

Als versuchsweise Deutung<sup>3)</sup> dieses Experimentalbefundes kann angeführt werden, dass der in die Basisschicht (n-Schicht) von der Emissionsseite her injizierte Strom bestehend aus Löchern bei seinem Eintreffen in der Kollektorsperrschicht sofort und gesamthaft zum Kollektor abgesaugt wird. Die Startbedingungen in der Kollektorsperrschicht sind also völlig verschieden von jenen in der Emissionssperrschicht, wo eine statistische Auswahl der den Emissionsstrom bildenden Träger stattfindet. Wenn in der Basisschicht keine Rekombination auftritt (bei einigen gemessenen Transistoren lag diese unter 1 %), so ändert der Trägerstrom beim Durchschreiten der Basisschicht und der Kollektorsperrschicht seine Struktur nicht. Der vom injizierten Minderheitsträgerstrom mitgeführte Schwankungsanteil bleibt daher unverändert. Infolge der vorliegenden Versuchsbedingungen (hoher Widerstand zwischen Emissions- und Basiselektrode) ist sein eigener Schwankungsanteil vernachlässigbar gering.

Als Folgerung aus den genannten Experimenten soll erwähnt werden, dass der Strom  $I$  durch den genannten kleinen Ausgangswiderstand des Transistorvierpols einen ausserordentlich geringen Schwankungsanteil aufweist. Wenn wir den betreffenden Schwankungsstrom durch:

$$\bar{i_r^2} = 2 e I F \Delta \nu$$

ausdrücken, so beträgt der sogenannte Schwächungsfaktor  $F$  im Vergleich zum Schroteffekt ( $F = 1$ ), z. B. 0,01. Solche geringen Schwankungsanteile treten bei Strömen in Hochvakuumelektronenröhren<sup>5)</sup> unter normalen Betriebsbedingungen meistens nicht auf.

Für eine andere Deutung des obigen Experimentalbefundes sei auf die Literatur verwiesen<sup>4)</sup>.

Obige Arbeiten wurden durch Kredite aus der Schenkung BROWN, BOVERI & CIE., Baden, und der Stiftung Hasler Werke, Bern, ermöglicht. Hierfür sei an dieser Stelle der gebührende Dank ausgesprochen.

### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> W. GUGGENBÜHL und M. J. O. STRUTT, „Experimentelle Bestätigung der Schottkyschen Rauschformeln an neueren Halbleiter-Flächendioden im Bereich des weissen Rauschspektrums“. Arch. El. Übertr. **9**, 103–108 (1955).
- <sup>2)</sup> W. GUGGENBÜHL und M. J. O. STRUTT, „Experimentelle Untersuchung und Trennung der Rauschursachen in Flächentransistoren“. Arch. El. Übertr. **9**, 259–269 (1955).

- 3) W. GUGGENBÜHL, „Beiträge zur Kenntnis des Halbleiterrauschens mit besonderer Berücksichtigung von Kristalldioden und Transistoren“. Diss. ETH., Zürich 1955, Nr. 2515.
  - 4) H. C. MONTGOMERY und M. A. CLARK, „Shot noise in junction transistors“. J. appl. Phys. **24**, 1397–1398 (1953).
  - 5) H. ROTHE und W. KLEEN, „Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker“, 2. Aufl., Leipzig 1948; M. J. O. STRUTT, „Moderne Mehrgitterelektronenröhren“, 2. Aufl., Berlin 1940.
  - 6) W. SCHOTTKY, „Zur Theorie des Elektronenrauschens in Mehrgitterröhren“. Ann. Phys. **32**, 195–204 (1938).
  - 7) A. SLOCUM and J. N. SHIVE, „Shot dependence of p-n-junction phototransistor noise“. Letter in J. appl. Phys. **25**, 406 (1954).
  - 8) A. VAN DER ZIEL, „Noise“. Prentice Hall, New York 1954 (mit ausführlichem Schrifttum).
-