

# Über das Rekombinationsrauschen von Germanium-Einkristallen im Gebiet der Störstellenhalbleitung\*

Von MANFRED PILKUHN

Aus dem Institut für Technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig  
(Z. Naturforschg. 16 a, 173—182 [1961]; eingegangen am 24. August 1960)

In Ge-Einkristallen wird unterhalb 20 °K bei der Rekombination von Ladungsträgern mit den Störstellenionen neben einem 1/f-Rauschen ein starkes Rekombinationsrauschen beobachtet. Für seine Frequenzabhängigkeit ergibt sich die theoretisch deutbare Form  $b/[1+(f/f_0)^2]$ . Sie wird im Bereich zwischen 100 Hz und 500 kHz bei verschiedenen Kontaktnordnungen und Probenoberflächen untersucht. Aus den Frequenzanalysen lassen sich Zeitkonstanten ermitteln, die bei reinen n-Proben zwischen 0,3 und 2,0  $\mu$ s liegen. Sie werden von der Oberflächenbehandlung nur wenig beeinflusst und nehmen mit fallender Temperatur etwas zu. Für stärker verunreinigte Proben sind sie dagegen wesentlich größer.

Der Temperaturverlauf des Rekombinationsrauschens wird bei konstanter Frequenz und Feldstärke zwischen 6 und 15 °K bestimmt. Die Meßergebnisse werden mit den theoretischen Ausdrücken verglichen, die sich für einen Störstellenhalbleiter sowohl bei Berücksichtigung wie bei Vernachlässigung einer Gegendotierung ergeben. Im Bereich schwacher elektrischer Felder wird die Feldstärkeabhängigkeit der spektralen Verteilungsfunktion des Rauschens gemessen.

Untersuchungen der elektrischen Schwankungserscheinungen können bei Anwendung geeigneter Theorien Informationen über die physikalischen Eigenschaften von homogenen Halbleitereinkristallen liefern.

Neben dem thermischen Rauschen eines Widerstandes  $R$ , dessen mittleres Rauschspannungsquadrat im Frequenzband  $\Delta f$

$$\overline{U_{th}^2} = 4 R k T \Delta f \quad (1)$$

für  $hf \ll kT$  von der Frequenz selbst unabhängig ist<sup>1,2</sup>, tritt bei Gleichstrombelastung additiv ein zusätzliches Stromrauschen auf. Dies kann sich seinerseits wieder aus verschiedenen Anteilen zusammensetzen. Um ausdeutbare Resultate zu erzielen, muß man die einzelnen Rauschanteile voneinander trennen, was sich auf Grund ihrer unterschiedlichen Frequenzabhängigkeit durchführen läßt<sup>3-5</sup>. Von dem Rekombinationsrauschen ist dabei deutlich ein durch ein 1/f-Gesetz charakterisierter Rauschanteil (Modulations- oder 1/f-Rauschen) zu unterscheiden. Außerdem kann der von der Vakuumdiode her bekannte Schroteffekt auftreten.

Das physikalisch besonders bedeutsame Rekombinationsrauschen wurde in den Arbeiten von GISOLF<sup>6</sup>, BOER<sup>7</sup>, VAN DER ZIEL<sup>8</sup> und später durch die ausführ-

lichen Untersuchungen von VAN VLIET und BLOK<sup>9</sup> durch Ladungsträgerfluktuationen gedeutet, die durch den Erzeugungs- und Rekombinationsmechanismus bedingt sind. Dabei denkt man sich den Gesamtstrom aus vielen Einzelimpulsen der mittleren Lebensdauer  $\tau$  zusammengesetzt. Für einen einfachen n-Typ-Störstellenhalbleiter ergibt die theoretische Rechnung für den Bereich des OHMSchen Gesetzes

$$\overline{I_s^2} = \int_0^\infty W_i(f) df, \quad (2)$$

$$W_i(f) = \left( \frac{e \mu F}{L} \right)^2 \overline{AN^2} \frac{4 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3)$$

mit  $\omega = 2 \pi f$ . Es bedeuten dabei  $\mu$  die Beweglichkeit,  $F$  die elektrische Feldstärke,  $L$  die Länge der Probe bzw. den Abstand der Potentialsonden und  $\overline{AN^2}$  das mittlere Schwankungsquadrat der Trägerzahl. Die mittlere Lebensdauer  $\tau$  ist gleich der Relaxationszeit für kleine Elektroneninjektionen und läßt sich aus der Zahl der je Sekunde neu gebildeten Elektronen  $g(N)$  (Erzeugungsrate) und der Zahl der je Sekunde rekombinierenden Elektronen  $r(N)$  (Rekombinationsrate) berechnen:

$$\tau = \left\{ \left( \frac{\partial r}{\partial N} \right)_{N_0} - \left( \frac{\partial g}{\partial N} \right)_{N_0} \right\}^{-1}. \quad (4)$$

\* Teilauszug aus einer Dissertation, Braunschweig 1960.

<sup>1</sup> H. NYQUIST, Phys. Rev. **32**, 110 [1928].

<sup>2</sup> C. J. BAKKER u. G. HELLER, Physica **6**, 262 [1939].

<sup>3</sup> H. BITTEL, Erg. exakt. Naturw. **31**, 84 [1959].

<sup>4</sup> A. VAN DER ZIEL, Fluctuation Phenomena in Semiconductors. Butterworths Scientific Publications, London 1959.

<sup>5</sup> A. VAN DER ZIEL, Noise. Prentice-Hall, Inc., New York 1954.

<sup>6</sup> J. H. GISOLF, Physica **15**, 825 [1949].

<sup>7</sup> K. W. BOER, Ann. Phys., Lpz. **14**, 87 [1954].

<sup>8</sup> A. VAN DER ZIEL, J. Appl. Phys. **24**, 222 [1953].

<sup>9</sup> K. M. VAN VLIET u. J. BLOK, Physica **22**, 231 [1956].



Für das mittlere Schwankungsquadrat der Ladungsträgerzahl  $\overline{\Delta N^2}$  konnte BURGESS<sup>10-12</sup> auf thermodynamischem und gleichfalls auf statistischem Wege folgenden Zusammenhang mit dem Gleichgewichtswert der Erzeugungsrate  $g(N_0)$  bestimmen:

$$\overline{\Delta N^2} = g(N_0) \tau. \quad (5)$$

$\overline{\Delta N^2}$  ist von der Temperatur abhängig, und man sollte nach (5) maximale Werte im Bereich der Eigenhalbleitung und der reinen Störstellenhalbleitung erwarten<sup>13</sup>. Die theoretischen Vorstellungen wurden durch mehrere experimentelle Untersuchungen besonders am Germanium bestätigt<sup>13-16</sup>. Allerdings beschränken sich die bisherigen Messungen auf den Bereich der Eigenhalbleitung und der Störstellenerzeugung. SAUTTER und SEILER<sup>13</sup> berichten von einer Zunahme des Rekombinationsrauschens mit steigender Temperatur im Gebiet der Eigenhalbleitung, was durch eine zunehmende Zahl von Elektronenübergängen zwischen Valenzband und Leitungsband erklärt wird. Die Zeitkonstanten dieser Ladungsträgerfluktuationen liegen zwischen 2 und 100  $\mu$ s und nehmen im allgemeinen mit zunehmender Störstellenkonzentration ab. Sie hängen außerdem nach HILL und VAN VLIET<sup>15</sup> sehr stark von der Oberflächenbehandlung ab, wobei gut geätzte Oberflächen die größten Zeitkonstanten ergeben.

Meßresultate über das Rekombinationsrauschen bei tiefen Temperaturen liegen bisher kaum vor. MONTGOMERY<sup>17</sup> untersuchte bei fester Frequenz die Temperaturabhängigkeit des Stromrauschens bis 70 °K herunter, konnte aber kein übereinstimmendes Verhalten feststellen. Frequenzabhängigkeiten wurden von GEBBIE<sup>18</sup> zwischen 100 und 300 °K an n-Proben gemessen, wobei er neben einem 1/f-Rauschen auch ein Rekombinationsrauschen feststellte, das er durch einen Fangstellenmechanismus deutete.

Die Ursachen des 1/f-Rauschens sind bisher nicht hinreichend geklärt. Auffällig ist seine Beeinflussbarkeit durch die Probenkontakte und die äußere Atmosphäre<sup>19, 20</sup>.

Schließlich kann durch die statistische Unabhängigkeit des Elektronenein- und -austritts an den Kontakten ein Schroteffekt verursacht werden. Dies

Schrotrauschen ist an die Bedingung geknüpft, daß ein Teil der Ladungsträger ohne Rekombination von einer Elektrode zur anderen fliegt. Dazu muß die Flugzeit  $\tau_f$  klein gegenüber der mittleren Lebensdauer  $\tau$  bleiben. Bei guten OHMSchen Kontakten muß zudem die statistische Unabhängigkeit dadurch gewährleistet sein, daß  $\tau_f$  kleiner als die dielektrische Relaxationszeit  $\varepsilon/\sigma$  ist. Für  $\pi f \tau_f \ll 1$  wird das Spektrum des Schrotrauschens weiß. Im allgemeinen kann dieser Rauschanteil gegenüber den anderen Rauschkomponenten vernachlässigt werden.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen war es nun, erstmalig grundlegende Experimente im Bereich tiefer Temperaturen durchzuführen und insbesondere den Fall der reinen Störstellenhalbleitung zu betrachten.

## 1. Experimentelles

Das für Rauschuntersuchungen an Halbleitern interessierende Frequenzgebiet liegt zwischen 10<sup>2</sup> und 10<sup>6</sup> Hz. Für diesen Bereich mußte eine selektive, lineare und rauscharme Verstärkeranordnung mit einem Gesamtverstärkungsfaktor von etwa 10<sup>8</sup> gebaut werden.

Zur Frequenzanalyse konnten wahlweise ein umschaltbares Filtersystem (Terzsieb Rel 3F 74a der Fa. Siemens) mit dem Frequenzbereich 100 bis 18 000 Hz und ein Überlagerungsempfänger (Rel 3U 412a der Fa. Siemens) benutzt werden. Ein selektiver Verstärker nach dem Überlagerungsprinzip hat gegenüber einem festen Filtersystem den Vorteil, daß er eine kontinuierliche Folge von Meßpunkten liefern kann. Die üblichen selektiven Pegelmesser arbeiten mit hohen Zwischenfrequenzen, um bequem die Spiegelwellen wegfiltern zu können. Dafür gestatten sie nur eine Messung bis etwa 4 kHz herunter, weil bei den niedrigen Meßfrequenzen die Oszillatorfrequenz sich der Zwischenfrequenz zu sehr nähert und die Anzeige verfälscht. Der Überlagerungsempfänger Rel 3U 412a hat eine sehr geringe Zwischenfrequenz ( $f_z = 950$  Hz). Bei Meßfrequenzen unterhalb 10 kHz wurde nun durch eine Vorselektion (Hoch- und Tiefpaßsystem) die Spiegelwelle, die  $2f_z = 1,9$  kHz von der Meßfrequenz entfernt liegt, stark gedämpft. Bei höheren Meßfrequenzen wurden nur die höheren Mischprodukte entfernt und die Spiegelwelle mitgemessen, da sie sich nicht wesentlich von der Meßfrequenz unterscheidet. Auf diese Weise waren Messungen in einem Frequenzintervall zwischen 100 und  $5 \cdot 10^5$  Hz möglich. Filtersystem und Überlagerungsempfänger lieferten übereinstimmende Meßpunkte.

<sup>10</sup> R. E. BURGESS, Physica **20**, 1007 [1954].

<sup>11</sup> R. E. BURGESS, Proc. Phys. Soc., Lond. B **68**, 661 [1955].

<sup>12</sup> R. E. BURGESS, Proc. Phys. Soc., Lond. B **69**, 1020 [1956].

<sup>13</sup> D. SAUTTER u. K. SEILER, Z. Naturforsch. **12 a**, 490 [1957].

<sup>14</sup> A. VAN DER ZIEL, J. Appl. Phys. **24**, 1063 [1953].

<sup>15</sup> J. E. HILL u. K. M. VAN VLIET, J. Appl. Phys. **29**, 177 [1958].

<sup>16</sup> D. SAUTTER, Dissertation, Stuttgart 1956.

<sup>17</sup> H. C. MONTGOMERY, Bell. Syst. Techn. J. **31**, 950 [1952].

<sup>18</sup> H. A. GEBBIE, Phys. Rev. **98**, 1567 [1955].

<sup>19</sup> T. G. MAPLE, L. BESS u. H. A. GEBBIE, J. Appl. Phys. **26**, 490 [1955].

<sup>20</sup> A. L. McWHORTER, Semiconductor Surface Physics. University of Pennsylvania Press 1957, S. 207.

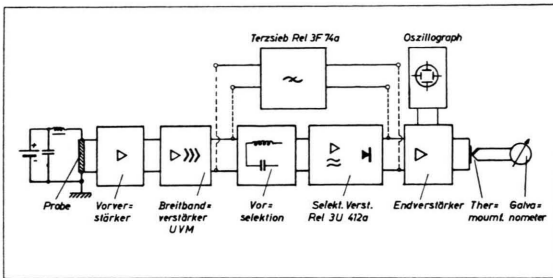


Abb. 1. Blockschaltbild der Verstärkeranordnung.

Die zu messende Rauschspannung der Probe wurde zunächst durch einen Vorverstärker und einen weiteren Verstärker breitbandig verstärkt. Danach gelangte sie (vgl. Abb. 1) über den beschriebenen selektiven Teil und einen Endverstärker zu einer Anzeigevorrichtung, die aus einem quadratisch mittelndem Thermoumformer und einem Galvanometer bestand. Die fluktuierende Rauschspannung wurde gleichzeitig auf dem Bildschirm eines Oszillographen sichtbar gemacht, wodurch etwaige Störscheinungen erkennbar wurden. Vorverstärker und Kryostat befanden sich zusammen in einem geerdeten Abschirmkasten aus 4 mm Eisenblech.

Als charakteristische Rauschgröße wurde neben der spektralen Verteilungsfunktion  $\overline{W}_i$  auch die „zusätzliche Rauschzahl“  $n_r - 1$  benutzt, aus der man  $\overline{W}_i$  leicht berechnen kann:

$$n_r - 1 = \overline{U_s^2} / \overline{U_{th}^2}; \quad \overline{W}_i = \overline{I_s^2} / \Delta f = (n_r - 1) 4 k T / R. \quad (6)$$

Die Rauschzahl  $n_r$  läßt sich durch einfache Relativbestimmung aus dem thermischen Probenrauschen und dem Rauschen bei belasteter Probe gewinnen, wenn das Eigenrauschen der Verstärkeranordnung bekannt ist. In den Fällen, wo sich  $\overline{U_{th}^2}$  wegen seiner Kleinheit (bei tiefen Temperaturen) schlecht messen ließ, wurde die Apparatur durch das thermische Rauschen bekannter Kohleschicht- oder Drahtwiderstände geeicht.

Für verschiedene Temperaturbereiche wurden folgende zwei Kryostaten gebaut: Ein Wasserstoffkryostat für Messungen zwischen 12 °K und Zimmertemperatur und ein Heliumkryostat für tiefere Temperaturen. Im ersten Fall wurde die Probe mit flüssigem Wasserstoff auf 20,4 °K bzw. durch Abpumpen desselben auf 12 °K abgekühlt. Nach Evakuierung eines Zwischenmantels konnte man den Probenraum thermisch von der Umgebung isolieren, dann anschließend mit einer elektrischen Heizung erwärmen und so beliebige Temperaturen zwischen 12 und 300 °K herstellen. Der Heliumkryostat arbeitete nach dem SIMONSchen Prinzip der einmaligen Expansion. Zwischentemperaturen im Bereich von 4,2 bis 10 °K konnten durch kontrollierte Expansion für längere Zeit aufrechterhalten werden. Eine ausführliche Beschreibung ähnlicher Kryostaten findet sich bei FINKE und LAUTZ<sup>21, 22</sup>.

Als Proben dienten stäbchenförmige Einkristalle von 5–22 mm Länge und mit quadratischen Querschnitten

(0,5–4 mm  $\phi$ ). Die n-Kristalle hatten einen sehr unterschiedlichen Störstellengehalt mit spez. Widerständen zwischen 20 und 0,15  $\Omega$  cm bei Zimmertemperatur. p-Proben standen nur aus reinem Material (30  $\Omega$  cm) zur Verfügung. Als Dotierungssubstanz wurde Antimon bzw. Indium benutzt. In den meisten Fällen waren vier Kontakte, zwei Potential- und zwei Stromkontakte, an der Probe angebracht, wobei die Rauschspannung zwischen den Potentialkontakten gemessen wurde. Gelegentlich hatte die Probe auch nur zwei Kontakte. Die Oberflächen der Kristalle waren häufig geätzt, erstmalig wurden auch ausführliche Rauschmessungen an sandgestrahlten Proben vorgenommen.

## 2. Frequenzanalysen bei verschiedenen Temperaturen

Sandgestrahlte Kristalle zeigen entgegen anderen Ergebnissen an geätzten Proben<sup>15</sup> bei Zimmertemperatur und bei tiefen Frequenzen (< 2 kHz) fast immer einen 1/f-Rauschanteil, der sich mit der äußeren Atmosphäre ändern kann. In Abb. 2, wo die zusätzliche Rauschzahl  $n_r - 1$  in doppelt-logarithmischem Maßstab über der Frequenz aufgetragen wurde, ist ein solcher Einfluß der Atmosphäre erkennbar. Die zwei Frequenzkurven, die bei gleicher

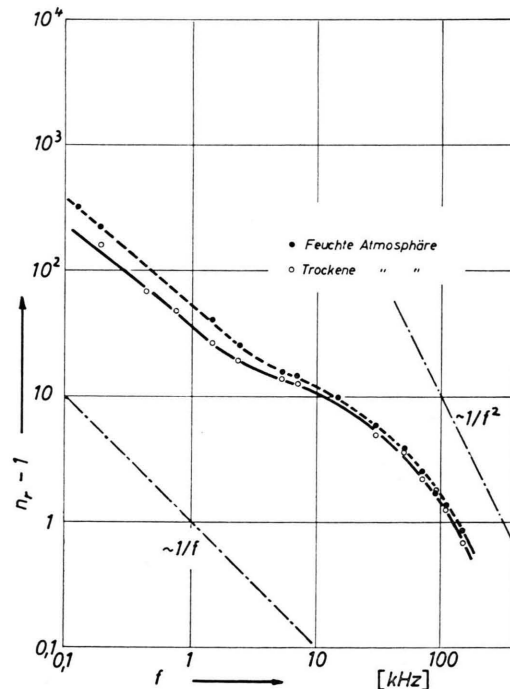


Abb. 2. Der Einfluß von Wasserdampf auf das Rauschspektrum einer n-Probe bei Zimmertemperatur ( $\rho = 20 \Omega$  cm).  $F = 4,45$  V/cm. Oberfläche sandgestrahlt.

<sup>21</sup> G. FINKE u. G. LAUTZ, Z. Naturforschg. 14 a, 62 [1959].

<sup>22</sup> G. FINKE, Dissertation, Braunschweig 1957.

Feldstärke einmal in trockener und einmal in einer mit  $\text{H}_2\text{O}$  gesättigten  $\text{N}_2$ -Atmosphäre bei einem  $\text{N}_2$ -Partialdruck von 170 Torr aufgenommen wurden, lassen sich durch die Beziehung

$$n_r - 1 = \frac{a}{f} + \frac{b}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (7)$$

gut beschreiben. Beim Übergang von trockener zu feuchter Atmosphäre ändert sich das Rekombinationsrauschen nicht. Nur eine Verschiebung der  $1/f$ -Geraden ist zu beobachten. Da sich die Meßwerte für die trockene Atmosphäre besser reproduzieren, wurde für die weiteren Messungen stets eine trockene He-Atmosphäre benutzt. Die aus dem Ansatz (7) bestimmte mittlere Lebensdauer  $\tau$  beträgt  $4,5 \mu\text{s}$ . Sie ist kleiner als bei geätzten Proben, was wegen der großen Oberflächenrekombination sandgestrahlter Oberflächen auch zu erwarten ist. Andere sandgestrahlte Kristalle lieferten ähnlich geringe  $\tau$ -Werte, die zwischen 2 und  $5 \mu\text{s}$  lagen.

Zur quantitativen Deutung des Rekombinationsrauschanteils sandgestrahlter Proben soll angenommen werden, daß nur Elektronenübergänge zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband unter Mitwirkung von Rekombinationszentren vorkommen. Die Störniveaus seien erschöpft. Besteht vollständige Korrelation zwischen den Schwankungen der Elektronen und Defektelektronen ( $\overline{\Delta N^2} = \overline{\Delta P^2}$ ), so ergibt sich unter der Annahme einer einheitlichen Zeitkonstanten<sup>15</sup>:

$$n_r - 1 = \frac{e^2 F^2 q}{L} \frac{R(\mu_n + \mu_p)^2}{k T} \frac{n_i^2}{(n_D^2 + 4 n_i^2)^{1/2}} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (8)$$

( $n_i$  Inversionsdichte,  $n_D$  Donatorkonzentration,  $q$  Probenquerschnitt).

Ein Vergleich zwischen den aus (7) ermittelten experimentellen und den aus (8) für  $\omega^2 \tau^2 \ll 1$  bestimmten theoretischen  $b$ -Werten ist für zwei sandgestrahlte n-Proben in Tab. 1 wiedergegeben.

Die Inversionsdichte  $n_i$  wurde nach Daten von MORIN und MAITA<sup>23</sup> für  $T = 297^\circ\text{K}$  berechnet. Für

$L$ in mm	$q$ in $\text{mm}^2$	$R$ in $\text{k}\Omega$	$F$ in $\text{V/cm}$	$\tau$ in $10^{-6} \text{s}$	$b_{\text{exp.}}$ —	$b_{\text{theor.}}$ —
5,8	0,75	2,10	6,03	2,7	2,9	2,23
8,05	0,49	4,37	5,0	3,1	3,2	1,73

Tab. 1. Experimentelle und theoretische Rauschdaten zweier sandgestrahlter n-Proben ( $20 \Omega \text{ cm}$ ) bei Zimmertemperatur.

die Beweglichkeiten wurden folgende Werte angenommen:

$$\mu_n = 3800 \text{ cm}^2/\text{Vs}; \quad \mu_p = 1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Die Donatorkonzentration  $n_D$  läßt sich aus dem spez. Widerstand und den eben genannten Größen abschätzen, wobei sich  $n_D \simeq 8,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ergibt. Die Übereinstimmung der  $b$ -Werte in Tab. 1 liegt im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit.

Beim Übergang von der Eigenhalbleitung zur Störstellenhalbleitung fällt das Rekombinationsrauschen mit abnehmender Temperatur zu einem Minimum ab und nimmt erst bei der Rekombination von Ladungsträgern mit den Fehlstellenionen im Tieftemperaturgebiet wieder beträchtliche Werte an<sup>24</sup>. Zwischen Zimmertemperatur und  $20^\circ\text{K}$  zeigten stärker verunreinigte Proben überhaupt kein deutliches Stromrauschen. Reinere Kristalle hatten in diesem Bereich größtenteils nur ein  $1/f$ -Rauschen. In Abb. 3 sind einige günstige Frequenzkurven für verschiedene Temperaturen und geeignete Feldstärken ausgewählt worden, die sowohl ein  $1/f$ - wie Rekombinationsrauschen enthalten. Die Versuchsparameter und die nach Gl. (7) ermittelten Konstanten der Frequenzkurven sind in Tab. 2 eingetragen. Das Rekombinationsrauschen ist in Abb. 3 bei  $90,6$  und  $20,4^\circ\text{K}$  im Vergleich zum  $1/f$ -Rauschen sehr gering, was durch große Werte für das Verhältnis  $a/b$  charakterisiert wird. Kurve 1 und 4 dagegen haben ein wesentlich stärkeres Rekombinationsrauschen. Offensichtlich treten unterhalb  $15^\circ\text{K}$  (Kurve 4) beim Auffüllen der Donatorniveaus im Gebiet der exponentiellen Widerstandszunahme ähnlich starke Ladungsträgerfluktuationen wie beim Beginn der Eigenhalbleitung (Kurve 1) auf. Am stärksten ist das Rekombinationsrauschen im Störstellenhalbleitungsgebiet bei etwa  $9^\circ\text{K}$  (vgl. Abb. 9). Die Vermutung liegt nahe, daß es durch direkte Elektronenübergänge zwischen Leitungsband und Donatorniveau gedeutet werden kann. Im einzelnen muß aber noch betrachtet werden, inwieweit Kontakteffekte, Oberflächeneinflüsse, der Schroteffekt und andere Störeinflüsse für dieses beobachtete Rauschen verantwortlich gemacht werden können.

Der Einfluß der Kontaktnordnung soll an Hand der drei Frequenzkurven in Abb. 4 diskutiert werden, die etwas unter  $9^\circ\text{K}$  aufgenommen wurden. Eine für das Gebiet der Störstellenhalbleitung typi-

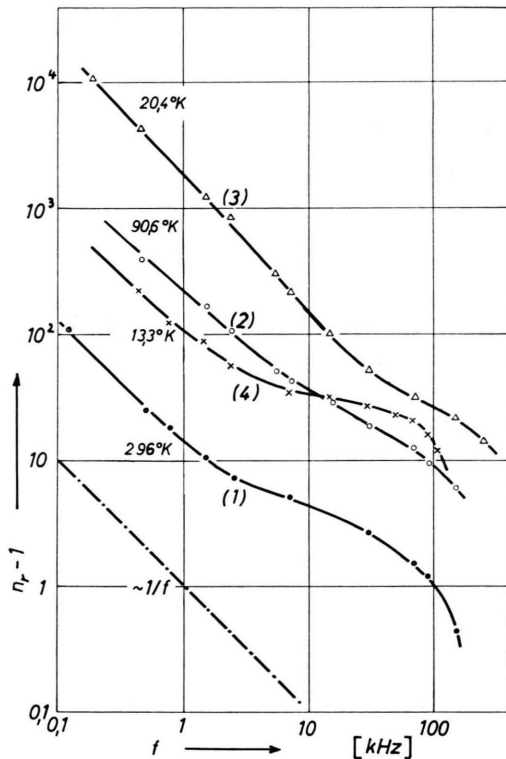
<sup>23</sup> F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. **94**, 1525 [1954].

<sup>24</sup> G. LAUTZ u. M. PILKUHN, Naturwiss. **47**, 394 [1960].

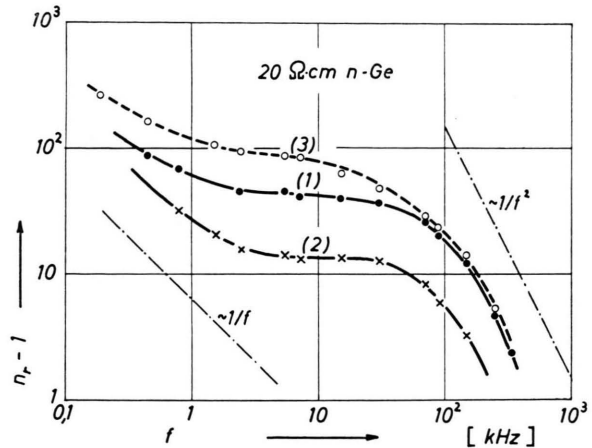


Nr.	$T$ in °K	$R$ in k $\Omega$	$F$ in V/cm	$a$ in kHz	$b$ —	$a/b$ in kHz	$\tau$ in $10^{-6}$ s
1	296	2,1	6,03	10,8	2,9	3,73	2,7
2	90,6	0,87	1,72	214	13,2	16,2	1,45
3	20,4	0,603	1,72	1500	11,9	126	0,42
4	13,3	5,1	0,86	86	27	3,18	1,45

Tab. 2. Versuchsdaten und Rauschkonstanten der Frequenzkurven von Abb. 3.

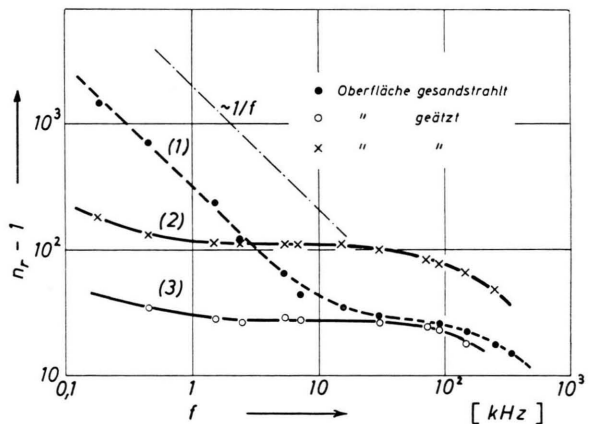
Abb. 3. Frequenzanalyse des Rauschens einer sandgestrahlten n-Probe in verschiedenen Temperaturbereichen (nur 2 Kontakte).  $\varrho = 20 \Omega \text{ cm}$  bei  $300^\circ \text{K}$ ;  $L = 5,8 \text{ mm}$ ;  $q = 0,75 \text{ mm}^2$ . Versuchsdaten s. Tab. 2.

sche Frequenzkurve mit starkem Rekombinationsrauschen und sehr geringem  $1/f$ -Anteil ist Kurve 1, bei der die Rauschspannung in der üblichen Weise zwischen zwei Potentialkontakten gemessen wurde. Die Kurvenform läßt sich gut durch den Ansatz (7) mit dem  $\tau$ -Wert  $1,74 \mu\text{s}$  beschreiben. Bei Kurve 2 sind die Potential- und Stromkontakte miteinander vertauscht worden, was offensichtlich ohne nennenswerten Einfluß auf die Kurvenform und damit auf den Wert von  $\tau$  ist. Würden die Kontakteigenschaften den Kurvenverlauf mitbestimmen, müßte im Gegensatz zum Experiment eine Änderung erwartet werden. Kurve 2 wurde im Diagramm lediglich

Abb. 4. Frequenzanalysen bei Kontaktvertauschung. (1) Normale Anordnung, zwei Strom- und zwei Potentialkontakte.  $T = 8,8^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,345 \text{ V/cm}$ . (2) Strom- und Potentialkontakte von (1) sind miteinander vertauscht.  $T = 8,6^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,255 \text{ V/cm}$ . (3) Rauschspannung zwischen den Stromkontakten von Fall (2).  $T = 8,6^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,345 \text{ V/cm}$ . Sandgestrahlte n-Probe (n, 15).  $L = 14,5 \text{ mm}$ ;  $3 \text{ mm } \Phi$ .

durch die Wahl einer geringeren Feldstärke nach unten verschoben. Bei Kurve 3 schließlich wurde die Rauschspannung zwischen den Stromkontakten von Fall 2 gemessen, und zwei Kontakte blieben frei. Abgesehen von einer kleinen Abweichung zwischen 10 und 100 kHz bleibt auch hier der gesamte Kurvenverlauf unverändert.

In Abb. 5 sind drei Frequenzabhängigkeiten verschiedener n-Proben zu sehen, die den Einfluß der

Abb. 5. Einfluß der Oberflächenbehandlung auf die Rauschspektren. (1) Sandgestrahlte Oberfläche (Probe n, 15; vgl. Abb. 4).  $T = 9,8^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,345 \text{ V/cm}$ . (2) Geätzte Oberfläche, Probe n, 11 ( $20 \Omega \text{ cm}$ );  $T = 10,8^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,82 \text{ V/cm}$ ;  $L = 18,3 \text{ mm}$ ;  $1 \text{ mm } \Phi$ . (3) Geätzte Oberfläche, Probe n, 16 ( $10 \Omega \text{ cm}$ );  $T = 10,65^\circ \text{K}$ ;  $F = 0,405 \text{ V/cm}$ ;  $L = 17,3 \text{ mm}$ ;  $1,2 \text{ mm } \Phi$ .

Oberflächenbehandlung auf das Rauschspektrum zeigen sollen. Kurve 1 ist eine Frequenzanalyse des Rauschens der sandgestrahlten Probe von Abb. 4 bei  $9,8^\circ\text{K}$ . Wegen der etwas höheren Temperatur ist der  $1/f$ -Anteil im Verhältnis größer als in Abb. 4. Im Gegensatz zu dieser Probe wurden die Oberflächen der beiden anderen Proben geätzt. Die  $1/f$ -Anteile ihrer Frequenzkurven (2 und 3) sind überraschend gering, was ebenfalls bei allen anderen geätzten n-Proben gefunden wurde. Dies erweckt den Eindruck, daß auch bei tiefen Temperaturen das  $1/f$ -Rauschen im Sinne der Theorie von McWHORTER<sup>20</sup> ein Oberflächeneffekt ist. Der wesentlich größeren physikalischen Oberfläche sandgestrahlter Kristalle ist das stärkere  $1/f$ -Rauschen zugeordnet. Der Rekombinationsanteil des Rauschens in Abb. 5 ist bei den drei Kurven ähnlich. Die  $\tau$ -Werte sind klein und lassen sich daher nicht sehr genau bestimmen. Es ergibt sich für Kurve 1:  $\tau < 0,5 \mu\text{s}$ , für Kurve 2:  $\tau = 1,07 \mu\text{s}$  und für Kurve 3:  $\tau = 0,75 \mu\text{s}$ . Auch bei anderen Temperaturen waren im Bereich der Störstellenhalbleitung keine großen Unterschiede in den Zeitkonstanten bei verschiedenen Oberflächenbehandlungen zu bemerken (vgl. Abb. 7). Dieser Befund steht im Gegensatz zu den Versuchsergebnissen im Eigenleitungsgebiet, wo durch Ätzen die Zeitkonstanten um den Faktor 10 bis 20 vergrößert werden konnten. Hier ist dieser Faktor sicherlich geringer als 3 bis 4. Das würde bedeuten, daß Elektronenübergänge über Oberflächen-Rekombinationszentren bei Störstellenhalbleitung eine untergeordnetere Rolle spielen. Erzeugung und Rekombination und damit das Rauschen werden vorwiegend durch die Volumeneigenschaften der Probe bestimmt. Weiterhin konnte an Kristallen gleicher Störstellenkonzentration aber unterschiedlicher Dicke kein Effekt festgestellt werden, der auf einer Veränderung des Verhältnisses Oberfläche zu Volumen beruht.

Der Schroteffekt ist ebenfalls mit einiger Sicherheit bei der Deutung der experimentellen Kurven auszuschließen, weil bei den meisten Experimenten die freie Flugzeit  $\tau_f$  größer als die mittlere Lebensdauer  $\tau$  war. Nimmt man beispielsweise eine Driftbeweglichkeit von  $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an und setzt den Spannungsabfall über der Probe  $U_0$  gleich 2 Volt und  $L = 2 \text{ cm}$ , so ergibt sich  $\tau_f = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ , was größer als die oben gefundenen Lebensdauern ist. Auch der sehr kleine Wert für die dielektrische Relaxationszeit  $\tau_{\text{rel}}$ , der z. B. für Kurve 1 in Abb. 4 gleich

$2,1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  ist, würde bei guten Kontakten kein Schrotrauschen zulassen.

Schließlich wurde mit geeigneten thermischen Abschirmblechen, die an der Probenhalterung angebracht waren, geprüft, ob ein Rauschen bei tiefen Temperaturen evtl. durch Temperaturschwankungen erzeugt wird. Es konnte aber kein solcher thermischer Effekt festgestellt werden.

Alle diese Untersuchungen sprechen für die Vermutung, daß unterhalb  $15^\circ\text{K}$  tatsächlich ein echtes Rekombinationsrauschen vorliegt, welches durch Elektronenübergänge zwischen Störniveau und Leitungsband hervorgerufen wird.

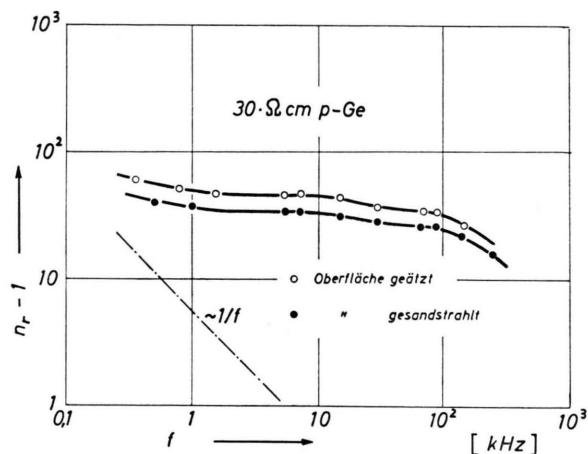


Abb. 6. Frequenzkurve einer reinen p-Probe bei verschiedener Oberflächenbehandlung.  $\circ$   $8,6^\circ\text{K}$  und  $1,28 \text{ V/cm}$  (geätzt).  $\bullet$   $9,2^\circ\text{K}$  und  $1,07 \text{ V/cm}$  (sandgestrahlt).  $L = 11,7 \text{ mm}$ ;  $3 \text{ mm } \phi$ .

Reine p-Proben ergeben sehr flache Frequenzkurven (Abb. 6), die praktisch ohne  $1/f$ -Anteil sind und die sich mit der Oberflächenbehandlung nicht verändern. Das Rekombinationsrauschen der beiden Kurven in Abb. 6 wird besser mit zwei als mit einer Zeitkonstanten beschrieben. Mehrere  $\tau$ -Werte würden sich z. B. ergeben, wenn man Übergänge sowohl zwischen dem Akzeptorniveau und dem Valenzband wie einem weiteren Zwischenniveau annimmt. Ein Schroteffekt läßt sich auch hier eindeutig durch die Feldstärkeabhängigkeit des Rauschens (vgl. Abb. 11) ausschließen.

### 3. Temperaturabhängigkeit des Rekombinationsrauschens bei fester Frequenz und Feldstärke

Die folgenden Messungen wurden an solchen Kristallen durchgeführt, deren  $1/f$ -Rauschen entweder

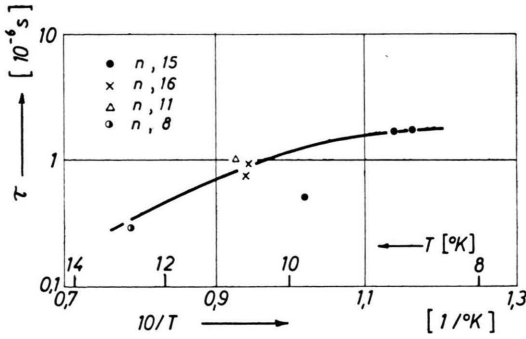


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der mittleren Lebensdauer  $\tau$  für verschiedene n-Kristalle mit geringem Störstellengehalt. Probanden finden sich bei folgenden Abbildungen: n, 15 bei Abb. 4; n, 16 und n, 11 bei Abb. 5. Probe n, 8:  $\rho = 20 \Omega \text{ cm}$  bei  $300^\circ \text{K}$ ;  $L = 17,8 \text{ mm}$ ;  $1 \text{ mm } \phi$ ; Oberfläche sandgestrahlt.

vernachlässigbar klein war oder rechnerisch eliminiert werden konnte.

Um ein ungefähres Bild von dem Temperaturverlauf der mittleren Lebensdauer  $\tau$  zu bekommen, wurden einige aus Frequenzanalysen bei verschiedenen Temperaturen berechnete  $\tau$ -Werte zusammengestellt. In Abb. 7 sind die  $\tau$ -Werte für einige n-Kristalle mit geringem Störstellengehalt und verschiedener Oberflächenbehandlung über  $10/T$  aufgetragen worden.  $\tau$  nimmt mit fallender Temperatur etwas zu, scheint sich aber bei tiefen Temperaturen nur wenig zu verändern.

Bei der theoretischen Betrachtung der Temperaturabhängigkeit von  $\tau$  muß man berücksichtigen, daß reinere n-Proben meist stark gegendotiert sind, d. h. für die Erzeugungs- und Rekombinationsrate gilt der Ansatz:

$$\begin{aligned} g(N) &= A_T(N_D - N_A - N), \\ r(N) &= B_T(N_A + N)N \end{aligned} \quad (9)$$

( $N_A$  Akzeptorenzahl,  $N_D$  Donatorenzahl).

Mit Hilfe der Gleichgewichtsbedingung

$$A_T(N_D - N_A - N_0) = B_T(N_A + N_0)N_0 \quad (9a)$$

und der Beziehung (4) ergibt sich:

$$\tau = \frac{N_D - N_A - N_0}{B_T[N_D(N_A + 2N_0) - (N_A + N_0)^2]}. \quad (10)$$

Für höhere Temperaturen geht  $N_0$  gegen den Wert  $N_D - N_A$ , und  $\tau$  kann damit sehr klein werden (vgl. Abb. 7). Bei tiefen Temperaturen wird  $N_0$  schließlich wesentlich kleiner als  $N_D - N_A$  und  $N_A$ . Dann gilt

$$\tau \simeq 1/B_T N_A, \quad (10a)$$

d. h. der Temperaturverlauf von  $\tau$  wird durch die

Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten  $B_T$  bestimmt.

Vernachlässigt man die Gegendotierung, so erhält man ein anderes Temperaturverhalten für  $\tau$  aus Gl. (10):

$$\tau = \frac{N_D - N_0}{B_T N_0 (2N_D - N_0)}. \quad (11)$$

Für höhere Temperaturen ( $N_0 \simeq N_D$ ) wird  $\tau$  wiederum sehr klein; bei tiefen Temperaturen gilt dagegen wegen  $N_0 \ll N_D$

$$\tau \simeq 1/2 B_T N_0, \quad (11a)$$

d. h.  $\tau$  ändert sich jetzt wie  $e^{\Delta E_D/2kT}$  mit der Temperatur und kann große Werte annehmen. Ein solcher Fall vernachlässigbarer Gegendotierung ist bei der stark verunreinigten Probe in Abb. 8 realisiert. Das Rauschen dieser Probe ist relativ gering und die Frequenzabhängigkeit in Abb. 8 zeigt einen reinen Rekombinationsrauschanteil ohne  $1/f$ -Komponente mit den Zeitkonstanten  $\tau = 19 \mu\text{s}$  bei  $8,5^\circ$  und  $\tau = 77 \mu\text{s}$  bei  $6,8^\circ \text{K}$ . Diese  $\tau$ -Werte sind tatsächlich wesentlich größer als die der reineren Kristalle in Abb. 7. Aus den  $\tau$ -Werten und den angegebenen Temperaturen von Abb. 8 wurde  $\Delta E_D$  zu

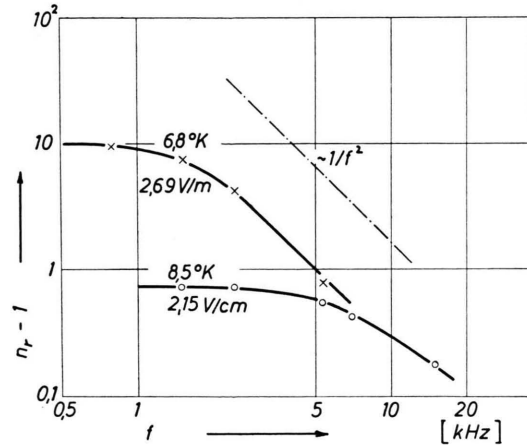


Abb. 8. Frequenzanalyse des Rauschspektrums einer n-Probe mit großem Störstellengehalt ( $0,15 \Omega \text{ cm}$  bei  $300^\circ \text{K}$ ). Oberfläche geätzt.  $L = 9,3 \text{ mm}$ ;  $0,51 \text{ mm } \phi$ .

$0,82 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$  berechnet, was ungefähr mit der Donatoraktivierungsenergie übereinstimmt und damit die Richtigkeit der Beziehung (11a) bestätigt.

Ausführliche Messungen wurden über den Temperaturverlauf der zusätzlichen Rauschzahl  $n_r - 1$  gemacht, und für einige Proben mit geringem Störstellengehalt sind die Ergebnisse in Abb. 9 dargestellt.  $n_r - 1$  hat ein deutliches Maximum bei etwa

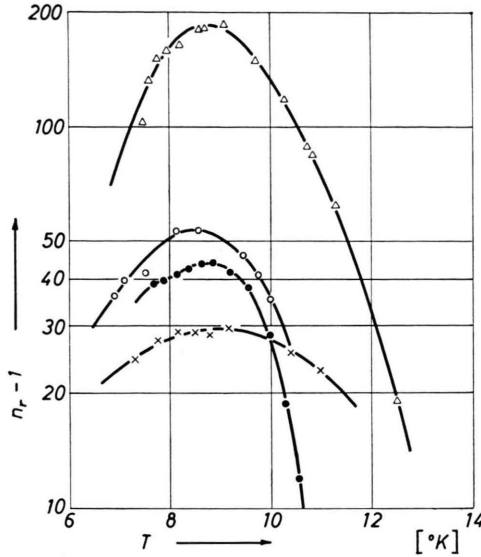


Abb. 9. Temperaturverlauf der zusätzlichen Rauschzahl  $n_r - 1$  bei reiner Störstellenhalbleitung.

Probe	$\varrho_{300^\circ\text{K}}$ in $\Omega \cdot \text{cm}$	$f$ in kHz	$F$ in V/cm	Oberflächen- behandlung
$\triangle$ n-Ge	20	1,5	0,812	geätzt
$\circ$ p-Ge	30	1,5	1,28	geätzt
$\bullet$ n-Ge	20	15	0,345	sand- gestrahlt
$\times$ n-Ge	10	5,4	0,869	geätzt

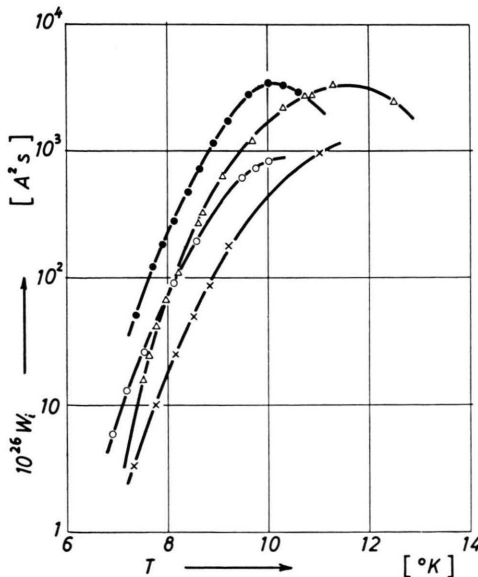


Abb. 10. Temperaturverlauf der spektralen Verteilungsfunktion  $W_i$  für die in Abb. 9 genannten Proben und Versuchsbedingungen.

9 °K, das von Probe zu Probe etwas variiert. Mit Hilfe der zugehörigen Temperatur-Widerstandskurven konnte ebenfalls der Temperaturverlauf der spektralen Verteilungsfunktion  $W_i$  berechnet werden (Abb. 10).

Der theoretische Temperaturverlauf von  $n_r - 1$  soll für den Fall gegendotierter Proben gleich in der Näherung für tiefe Temperaturen berechnet werden, weil ein allgemeiner Ausdruck zu umfangreich wird. Dazu muß zunächst die Varianz  $\Delta N^2$  aus den Gln. (5), (9 a) und (10 a) bestimmt werden:

$$\overline{\Delta N^2} = B_T (N_A + N_0) N_0 \tau \simeq N_0 \quad (N_0 \ll N_A; N_0 \ll N_D - N_A). \quad (12)$$

Nach Gl. (3) erhält man dann

$$W_i = 4 \frac{e^2 F^2}{L^2} \mu^2 \frac{N_0}{B_T N_A}, \quad (13)$$

wobei  $\omega^2 \tau^2 \ll 1$  sein soll, da die Messungen von Abb. 9 und 10 alle bei tiefen Frequenzen stattfanden.  $W_i$  müßte unterhalb 10 °K mit fallender Temperatur stark abnehmen, wie es auch in Abb. 10 zu beobachten ist. Für die zusätzliche Rauschzahl ergibt sich aus den Gln. (6) und (13) und der Beziehung  $R = L^2/e \mu N_0$ :

$$n_r - 1 = \frac{e F^2}{k T} \frac{\mu}{B_T N_A}. \quad (14)$$

Der Verlauf der Kurven in Abb. 9 wird also durch das Temperaturverhalten der Beweglichkeit und des Rekombinationskoeffizienten bestimmt.

Für hochdotierte Proben mit vernachlässigbarer Gegendotierung fordert die Theorie wiederum eine andere Temperaturabhängigkeit. Für  $\overline{\Delta N^2}$  erhält man:

$$\overline{\Delta N^2} = N_0 \frac{N_D - N_0}{2 N_D - N_0}. \quad (15)$$

Bei tiefen Temperaturen ergibt sich für  $n_r - 1$  folgende Näherung bei Anwendung von Gl. (11 a):

$$n_r - 1 = \frac{e \mu F^2}{k T} \frac{1}{4 B_T N_0}. \quad (16)$$

Mit fallender Temperatur wächst  $n_r - 1$  also sehr stark an. Bei der hochdotierten Probe von Abb. 8 nimmt  $n_r - 1$  auch in der Tat um über eine Zehnerpotenz in einem Temperaturgebiet zu, wo bei den reineren Proben bereits wieder ein Abfall auftritt. Ähnlich gut wie oben die mittlere Lebensdauer  $\tau$  zeigt auch  $n_r - 1$  das geforderte Temperaturverhalten (16).

Je nach Störstellengehalt müßte  $n_r - 1$  auch quantitativ durch die Formeln (14) bzw. (16) bestimm-



bar sein. Die Übereinstimmung ist aber naturgemäß schlecht, weil es sich einerseits um Näherungsformeln handelt, und zum anderen die eingehenden Parameter, insbesondere die Gegendotierung, sehr genau bekannt sein müssen. Für die n-Probe der Abb. 4 wurde nach Gl. (14)  $n_r - 1$  bzw. der  $b$ -Wert des Rekombinationsrauschens näherungsweise berechnet. Die Beweglichkeit läßt sich dabei durch die Beziehung  $\mu = L^2/e R N_0$  eliminieren

$$n_r - 1 = \frac{U_0^2}{k T} \frac{\tau}{R N_0}, \quad (17)$$

womit außer  $N_0$  nur experimentell bekannte Größen vorkommen.  $N_0$  läßt sich für tiefe Temperaturen nach SHOCKLEY<sup>25</sup> wie folgt berechnen:

$$N_0 = n_0 V = \frac{n_D - n_A}{n_A} V g_D n_c e^{-\Delta E_D/kT}. \quad (18)$$

( $V$  Probenvolumen,  $n_c$  effektive Zustandsdichte).

Die effektive Zustandsdichte

$$n_c = 2 \left( \frac{2 \pi m_d k T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (19)$$

läßt sich bei Kenntnis der „density-of-states“-Masse der Elektronen

$$m_d = N_v^{2/3} (m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3}$$

bestimmen, die für  $N_v = 4$  Ellipsoide im  $k$ -Raum und die bekannten Werte für die longitudinale und transversale Masse ( $m_{\perp}$ ,  $m_{\parallel}$ )<sup>26</sup> gleich  $0,57 m_0$  wird. Weiterhin wurde  $g_D = \frac{1}{2}$  und  $\Delta E_D = 0,96 \cdot 10^{-2}$  eV gesetzt. Aus den Beweglichkeiten, der Inversionsdichte und dem spez. Widerstand bei Zimmertemperatur (vgl. Berechnung der Werte von Tab. 1) wurde  $n_D - n_A = 8,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  gefunden. Mit dem Wert  $n_A = 2,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , der sich aus einer Beweglichkeit von ungefähr  $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $20^\circ \text{K}$  ergeben würde, bestehen keine großen Abweichungen zwischen den experimentellen und den theoretischen  $b$ -Werten (Tab. 3).

$U_0$ in V	$T$ in $^\circ \text{K}$	$R$ in $\text{k}\Omega$	$\tau$ in $10^{-6} \text{ s}$	$b_{\text{exp.}}$ —	$b_{\text{theor.}}$ —
0,5	8,8	2,35	1,74	39,5	33,4
0,37	8,6	3,1	1,78	11,8	20,2
0,5	8,55	3,2	2,5	71,5	75,5
0,5	9,8	0,51	0,4	21	10,2

Tab. 3. Vergleich experimenteller und theoretischer Rauschdaten im Gebiet der Störstellenhalbleitung bei einer n-Probe ( $\rho = 20 \Omega \text{ cm}$  bei  $300^\circ \text{K}$ ). Oberfläche sandgestrahlt.

Für andere Proben ergab sich keine gute Übereinstimmung der  $b$ -Werte.

#### 4. Abhängigkeit des Stromrauschens von der elektrischen Feldstärke

Nach (3) sollte die spektrale Verteilungsfunktion  $W_i$  quadratisch von der Feldstärke  $F$  abhängen. Dies ist nicht nur auf das Rekombinationsrauschen beschränkt, sondern gilt für alle Rauschphänomene, die auf Widerstandsschwankungen beruhen, die vom Probenstrom  $I_0$  unabhängig sind<sup>3</sup>:

$$\overline{U_s^2} = \overline{\Delta R^2} I_0^2; \quad \overline{I_s^2} = \frac{\overline{\Delta R^2}}{R_0^2} I_0^2. \quad (20)$$

Abweichungen von (20) können also bedeuten, daß entweder der Rauschmechanismus oder der Widerstand vom Probenstrom abhängig ist. Eine Ausnahme bildet das Schrotrauschen, das nur mit  $I_0$  zunimmt.

Bei Zimmertemperatur wurde im Falle des Rekombinationsrauschens die Proportionalität zu  $F^2$  sehr gut bestätigt. Das  $1/f$ -Rauschen konnte gelegentlich stärker als mit  $F^2$  zunehmen (bis  $F^4$ ), wovon auch an anderer Stelle berichtet wird<sup>27</sup>. Bei tiefen

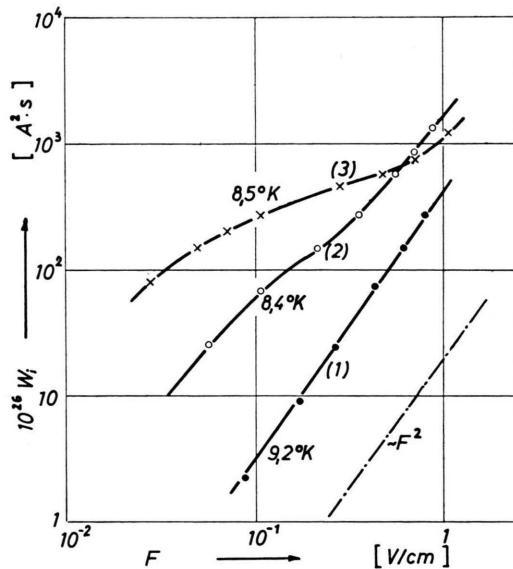


Abb. 11. Abhängigkeit der spektralen Verteilungsfunktion  $W_i$  von der Feldstärke. (1) p-Kristall,  $\rho = 30 \Omega \text{ cm}$  bei  $300^\circ \text{K}$ ;  $L = 22 \text{ mm}$ ;  $3 \text{ mm } \phi$ ,  $30 \text{ kHz}$ . (2) Probe n,  $15 \text{ von Abb. 4}$  bei  $15 \text{ kHz}$ , Rauschen zwischen den Potentialkontakten gemessen. (3) Dieselbe Probe bei  $15 \text{ kHz}$ , Rauschen zwischen den Stromkontakten gemessen.

<sup>25</sup> W. SHOCKLEY, *Electrons and Holes in Semiconductors*. Van Nostrand, New York 1950, S. 472.

<sup>26</sup> V. A. JOHNSON u. K. LARK-HOROVITZ, *Progress in Low Tem-*

*perature Physics*. North Holland Publ. Co., Amsterdam 1957, S. 187.

<sup>27</sup> J. J. BROPHY, *J. Appl. Phys.* **27**, 1383 [1956].

Temperaturen sollen nur schwache elektrische Felder ( $< 1 \text{ V/cm}$ ) vorliegen. Bei höheren Feldern können wegen der Stoßionisationseffekte besondere Rauscherscheinungen auftreten<sup>28, 29</sup>. In Abb. 11 sind drei charakteristische Feldstärkeabhängigkeiten des Rekombinationsrauschens ausgewählt worden. Kurve 1 zeigt für eine p-Probe, daß streng die quadratische Abhängigkeit von der Feldstärke gilt. n-Kristalle hingegen hatten nur in besonders günstigen Fällen über weite Bereiche die geforderte Proportionalität zu  $F^2$ . Häufig ergeben sich Abweichungen von der Form der Kurve 2 und 3 in Abb. 11. Bei Kurve 2 wurde das Rauschen zwischen den Potential- und bei Kurve 3 zwischen den Stromkontakten einer n-Probe gemessen. Kurve 3 zeigt eine starke Abweichung vom  $F^2$ -Verhalten, während bei Kurve 2, die im

Prinzip eine ähnliche Form hat, diese Abweichungen wesentlich geringer sind. Dies erweckt den Eindruck, daß eine solche ungewöhnliche Kurvenform auf Kontakteinflüsse zurückzuführen ist.

Der Schroteffekt müßte eine deutliche Proportionalität zu  $F$  ergeben, was aber niemals über größere Bereiche beobachtet wurde.

Das  $1/f$ -Rauschen hängt unterhalb  $20^\circ\text{K}$  in den meisten Fällen quadratisch oder auch mit einer höheren Potenz von  $F$  ab.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. G. LAUTZ für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine wertvolle Unterstützung. Herrn Prof. Dr. E. JUSTI danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung der Versuche. Der Firma Telefunken und der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei ferner für materielle Unterstützung gedankt.

<sup>28</sup> G. LAUTZ u. M. PILKUHN, Naturwiss. 47, 198 [1960].

<sup>29</sup> M. PILKUHN, Z. Naturforschg. 16 a, 182 [1961]; nachstehend.

## Schwankungserscheinungen bei der Ausbildung von Stoßionisationslawinen in Ge-Einkristallen zwischen $5^\circ$ und $10^\circ\text{K}^*$

VON MANFRED PILKUHN

Aus dem Institut für Technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig  
(Z. Naturforschg. 16 a, 182—187 [1961]; eingegangen am 24. August 1960)

Bei den in Ge-Einkristallen bei tiefen Temperaturen beobachteten Durchschlagsvorgängen ist mit der Leitfähigkeitszunahme ein Anstieg des Rauschens um einige Zehnerpotenzen verknüpft. Aus der Frequenzabhängigkeit ist ersichtlich, daß es sich um ein Rekombinationsrauschen handelt. Aus seiner Zunahme wird direkt eine Trägervermehrung erschlossen, die bereits im Vordurchschlagsgebiet einsetzt. Der elektrische Durchschlag und die thermische Widerstandsabnahme können durch Rauschmessungen gegeneinander abgegrenzt werden.

Bei tiefen Temperaturen ist das OHMSche Gesetz in Germanium-Einkristallen nur bei geringen elektrischen Feldstärken erfüllt. Eine durchschlagsähnliche Leitfähigkeitszunahme wurde unterhalb  $10^\circ\text{K}$  in stärkeren Feldern zuerst von ESTERMAN, FONER und ZIMMERMAN<sup>1</sup> und GERRITSEN<sup>2</sup> beobachtet. Bei einer kritischen Feldstärke, der „Durchschlagsfeldstärke“, tritt ein steiler Abfall des elektrischen Widerstandes auf. Die Durchschlagsfeldstärke ist bei reinen Proben (Störstellenkonzentration  $10^{13}$  bis  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) besonders niedrig und hat die Größe von einigen  $\text{V/cm}$ . Die ersten Abweichungen vom

OHMSchen Gesetz zeigen sich jedoch schon bei Feldstärken der Größenordnung Zehntel  $\text{V/cm}$ .

SCLAR, BURSTEIN, TURNER und DAVISSON<sup>3</sup> schlossen indirekt aus HALL-Effekts- und Leitfähigkeitsmessungen auf eine Stoßionisation neutraler Störstellen durch Ladungsträger hoher Beweglichkeit, was ähnlich wie in einer TOWNSEND-Gasentladung eine lawinenartige Ladungsträgervermehrung zur Folge hat. Durch spätere Arbeiten verschiedener Autoren<sup>4-6</sup> wurden diese Vorstellungen qualitativ bestätigt. Eine große Zahl von Untersuchungen befaßte sich dabei mit der Frage, ob es sich bei diesem

\* Teilauszug aus einer Dissertation, Braunschweig 1960.

<sup>1</sup> I. ESTERMAN, A. FONER u. I. E. ZIMMERMAN, Phys. Rev. 75, 1631 [1949].

<sup>2</sup> A. N. GERRITSEN, Physica 15, 427 [1949].

<sup>3</sup> N. SCLAR, E. BURSTEIN, W. TURNER u. I. W. DAVISSON, Phys. Rev. 91, 215 [1953].

<sup>4</sup> S. H. KOENIG u. G. R. GUNTHER-MOHR, J. Phys. Chem. Solids 2, 268 [1957].

<sup>5</sup> G. FINKE u. G. LAUTZ, Z. Naturforschg. 12 a, 223 [1957]; 14 a, 62 [1959].

<sup>6</sup> E. I. ABAULINA-ZAVARITSKAJA, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 36, 1342 [1958].