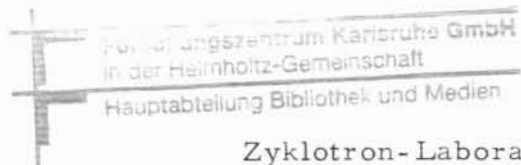


KFK-355

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

April 1965



KFK 355

Zyklotron-Laboratorium

Die Beweglichkeit "heißer" Elektronen und ihr Einfluß auf die Anstiegszeit  
der Impulse von Halbleiterzählern aus n-Silizium

O. Meyer, H. J. Langmann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

# DIE BEWEGLICHKEIT "HEISSER" ELEKTRONEN UND IHR EINFLUSS AUF DIE ANSTIEGSZEIT DER IMPULSE VON HALBLEITERZÄHLERN AUS n-SILIZIUM

Ö. MEYER und H. J. LANGMANN

*Zyklotron-Laboratorium im Kernforschungszentrum Karlsruhe*

Eingegangen am 16. Oktober 1964

The rise time of the pulses in semiconductor counters excited by alpha particles is calculated and compared with measurements on counters fabricated of high resistance n-silicon. The calculation is effected including the strong dependence of the mobility of charge carriers on the high electric field in a semiconductor counter. The case of "overvoltage" on a fully depleted counter has been taken into account, too. Calculated and measured rise times agreed reasonably well, using a fixed set of constants for all counters.

For low electric field strengths of the order of 1000 V/cm the governing time constant is the "plasma time". Its value for alpha particles was empirically determined to be  $1.9 \times 10^{-2} \text{ sec} \cdot \text{V}^2/\text{cm}^2$ . For an average field strength the rise time is strongly influenced by integration of the pulses by the resistance of the

counter base together with the input capacitance of the measuring equipment, provided the depletion layer is not extended up to the back contact. Only in a fully depleted counter the rise time is proportional to the transient time of the charge carriers. This transient time even in a not fully depleted counter will depend on the electric field strength in as much as the mobility itself is field dependent. For field strengths of about 30000 V/cm the transient time and thus the drift velocity are constant, the mobility therefore inversely proportional to the field strength. The value determined for this maximum drift velocity  $v_{\infty}$  for conduction electrons amounts to  $7.4 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ , for defect electrons to  $4.8 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ .

## 1. Einleitung

Mißt man die Anstiegszeit der Impulse eines Halbleiterzählers, die z.B. von  $\alpha$ -Teilchen ausgelöst werden, so stellt man fest, daß sie sich über ein bis zwei Größenordnungen ändern kann, wenn man die Arbeitsspannung am Zähler innerhalb der zulässigen Werte ändert. Seit längerer Zeit bemüht man sich, diese Abhängigkeit der Anstiegszeit von der Arbeitsspannung zu verstehen, ohne daß dies bisher gelungen wäre. In der Literatur finden sich recht widersprüchliche Angaben, z.B.<sup>1,2)</sup> Die Autoren fanden alle, daß die gemessenen Anstiegszeiten wesentlich länger waren als die berechneten.

Diese Diskrepanz ist nur zum Teil mit den nicht unerheblichen meßtechnischen Schwierigkeiten zu erklären. Größeres Gewicht kommt den Unvollkommenheiten der Theorie zu und dabei insbesondere der bisher immer benutzten Voraussetzung, daß die Beweglichkeit der Ladungsträger unabhängig von der Feldstärke sei. Eine Überschlagsrechnung zeigt jedoch bereits, daß bei den in Halbleiterzählern vorkommenden Feldstärken diese Voraussetzung nicht zutrifft. Dies gilt ganz besonders für Zähler mit relativ dicken Feldzonen, wie wir sie verwenden. P. A. Tove und K. Falk<sup>1,4)</sup> haben wohl zum ersten Mal den Einfluß der nicht konstanten Beweglichkeit auf die Anstiegszeit untersucht. Die von ihnen benutzte Abhängigkeit  $\mu \sim E^{-\frac{1}{2}}$  für große Feldstärken wird allerdings von anderen Autoren (s.u.) nicht bestätigt.

Aus Messungen der Anstiegszeit bei hohen Feldstärken lassen sich Schlüsse auf die für die Festkörperphysik interessante Beweglichkeit "heißer" Elektronen

ziehen. Uns hat allerdings primär die Anstiegszeit deshalb interessiert, weil Halbleiterzähler mit relativ dicken Feldzonen für Zeitmessungen am Karlsruher Zyklotron verwendet werden sollen. Von dieser Problemstellung her, haben wir uns vornehmlich mit den Anstiegszeiten bei hohen Betriebsspannungen und insbesondere bei "basisfreien" Zählern mit hohen Überspannungen beschäftigt. Um das Problem leichter analysieren zu können, sind Impulse durch Beschuß mit  $\alpha$ -Teilchen von geringer Reichweite erzeugt worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung lassen sich aber auch auf durchdringende Teilchen anwenden.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die verwendeten Zähler beschrieben. Es folgt eine Berechnung der Laufzeit. Diese Berechnung läßt erkennen, wie die Abnahme der Beweglichkeit "heißer" Elektronen bzw. Defektelektronen die minimal erreichbare Anstiegszeit begrenzt. In den folgenden Abschnitten werden Meßergebnisse zusammengestellt und mit der Theorie verglichen.

## 2. Beschreibung der Zähler

Die benutzten Halbleiterzähler sind Oberflächen-Sperrschicht-Zähler. Sie wurden im Laboratorium selbst angefertigt und bestehen aus runden Scheiben (etwa 2.1 cm Durchmesser) von n-leitendem Silizium, geschnitten senkrecht zur  $\langle 111 \rangle$  Achse. Ihre Dicke  $d$  ist von Zähler zu Zähler verschieden. Der spezifische Widerstand des verwendeten Siliziums ist ebenfalls unterschiedlich. Er liegt zwischen etwa 7000 Ohm·cm und 15000 Ohm·cm. Die Angaben des Herstellers

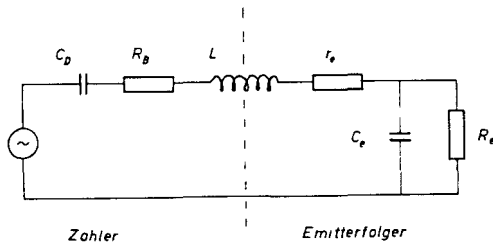


Fig. 1. Ersatzschaltbild des Eingangskreises.

(Wacker-Chemie, München) über die jeweiligen Werte des spezifischen Widerstands wurden dadurch überprüft, daß gemessen wurde, bei welcher Spannung  $U_d$  die Dicke  $w$  der Feldzone bis zum Rückkontakt reichte (s.u.). Als Kontakte wurden auf die Vorder- und Rückseite der Siliziumscheiben einander gegenüber kreisrunde, dünne Metallschichten aus Gold, Zinn oder Aluminium aufgedampft und die Impulse von diesen "Zählflächen" mit Druckkontakten abgenommen. Bis auf den Zähler H 3 konnte die maximale Arbeitsspannung  $U_A$  über die kritische Spannung  $U_d$  erhöht werden, bei der die Feldzone den Rückkontakt erreicht, ohne daß ein Stromdurchbruch erfolgte. Bei diesen hohen Spannungen ist die Basis des Zählers – die Materialschicht vor dem Rückkontakt – völlig abgebaut.

### 3. Berechnung der Anstiegszeit der Impulse aus der Laufzeit der Ladungsträger

#### 3.1. DIE ABHÄNGIGKEIT DER BEWEGLICHKEIT VON DER FELDSTÄRKE

Die Anstiegszeit der Impulse eines Halbleiterzählers hängt im allgemeinen von der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Kristall bzw. von ihrer Beweglichkeit ab. Bei der Berechnung der Anstiegszeit setzt man üblicherweise voraus, daß die Beweglichkeit unabhängig von der Feldstärke sei<sup>3</sup>). Die Feldstärken in den Zählern liegen je nach Betriebsbedingungen zwischen 1000 V/cm und (in unserem Fall) 30000 V/cm. Diese Feldstärken sind so hoch, daß man die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Feldstärke berücksichtigen muß. Hierzu sind von verschiedenen Autoren Untersuchungen veröffentlicht worden. Eine Übersicht über die bisherigen Ergebnisse, sowohl der theoretischen als auch der experimentellen Arbeiten, geben Schmidt-Thiedemann<sup>4</sup>), Gunn<sup>5</sup>) und Paige<sup>6</sup>). Über einige neuere experimentelle Arbeiten wird unten berichtet.

Eine Theorie für die Beweglichkeit "heißer" Elektronen in Silizium, die zu den (wenigen) Messungen paßt, steht noch aus. Shockley<sup>7</sup>) hat bereits vor längerer Zeit die Abhängigkeit der Beweglichkeit der Elektronen in Halbleitern von der Feldstärke berechnet. Bei Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den

akustischen Gitterschwingungen und den Ladungsträgern, fand er für die Beweglichkeit eine Beziehung von folgender Form:

$$\mu \sim \frac{\mu_0}{\{1 + [1 + \beta E^2]^{\frac{1}{2}}\}^{\frac{1}{2}}}. \quad (1)$$

Für kleine  $\beta E^2$  entwickelt man Gl. (1) in die Näherungslösung

$$\mu = \mu_0(1 - \beta E^2). \quad (2)$$

$\mu_0$  ist die Beweglichkeit bei der Feldstärke  $E=0$ ,  $\beta$  eine Konstante.

Der nach Shockley berechnete Wert von  $\beta$  ist jedoch etwa um den Faktor 10 größer als gemessen. Außerdem wurde experimentell für die Driftgeschwindigkeit  $v = \mu \cdot E$  bei sehr hohen Feldstärken die aus Gl. (1) folgende Abhängigkeit proportional zu  $E^{\frac{1}{2}}$  nicht gefunden. Die Driftgeschwindigkeit nimmt viel schwächer mit  $E$  zu, wenn sie nicht sogar konstante Werte erreicht.

Wie bereits Shockley zeigen konnte, erreicht man eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, wenn in der Theorie die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und optischen Gitterschwingungen berücksichtigt werden. Nach einer Theorie von Stratton<sup>8</sup>) erhält man dann bei n-Silizium  $\beta = 2 \times 10^{-8} \text{ V}^{-2} \text{ cm}^2$ . Gunn, Stratton und Paige haben auch die maximale Driftgeschwindigkeit berechnet. Nach Gunn erhält man für n-Silizium  $v_{s, \text{max}} = 8.2 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ , nach Stratton einen geringfügig größeren Wert. Bei extrem hohen Feldstärken ist zu erwarten, daß die Driftgeschwindigkeit wieder zunimmt, wobei  $v \sim E^x$  mit  $x = 0.1$  bis 0.2 sein soll.

Messungen der Beweglichkeit bei niedrigen Feldstärken, insbesondere an Germanium, bestätigen recht gut die quadratische Abhängigkeit der Beweglichkeit von  $E$  nach Gl. (2). Für Silizium liegen nur wenige Messungen vor. Brown<sup>9</sup>) erhielt an Proben aus n-Silizium mit spezifischen Widerständen zwischen 4 und 20 Ohm·cm  $\beta = (5.4 \pm 2.6) \times 10^{-8}$ . Inuishi und Hamaguchi<sup>10</sup>) bestimmten für n-Silizium von 50 Ohm·cm  $\beta = 4.1 \times 10^{-8}$ . Die Feldstärken dürften in beiden Fällen nicht höher als etwa 500 V/cm gewesen sein. Die Messungen der Driftgeschwindigkeit bei n-Silizium

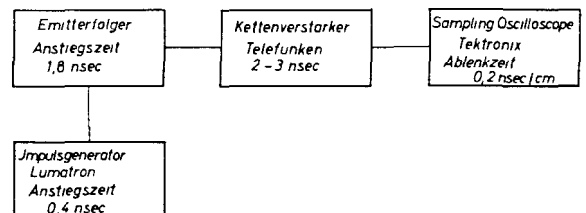


Fig. 2. Blockschaltbild der Meßapparatur.

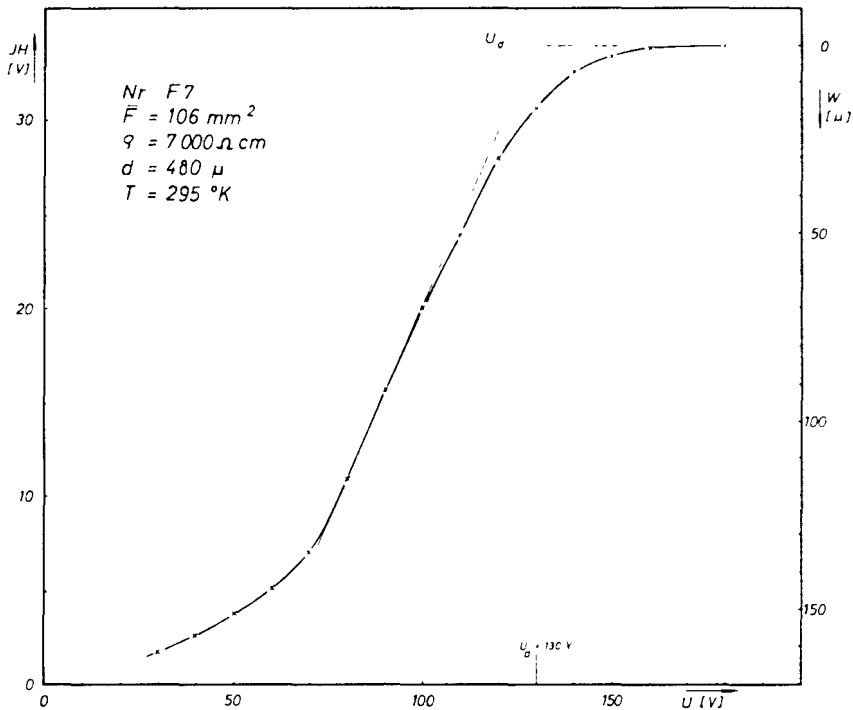


Fig. 3. Impulshöhenzunahme bei Einschluß in die Rückseite als Funktion der Sperrspannung, gemessen mit einem ladungsempfindlichen Verstärker. Bestimmung des spezifischen Widerstandes aus dem extrapolierten Wert  $U_d$ .

haben unterschiedliche Ergebnisse gebracht. Ryder<sup>11)</sup> fand, daß die Driftgeschwindigkeit bei Feldstärken von etwa  $20000 \text{ V/cm}$  sich einem konstanten Wert von  $8.0 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  nähert. Für p-Silizium erhielt er bei der gleichen Feldstärke  $4.5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ . Prior<sup>12)</sup> hat bei Silizium selbst bei Feldstärken bis zu  $100000 \text{ V/cm}$  kein wirkliches Plateau für die Driftgeschwindigkeit gefunden. Absolute Werte lassen sich seinen Messungen nicht entnehmen. Wohl alle diese Messungen sind an Proben mit einem spezifischen Widerstand von höchstens  $50 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$  und im Impulsbetrieb durchgeführt worden.

Die Anstiegszeit der Impulse eines Halbleiterzählers sind unter gewissen Voraussetzungen umgekehrt proportional zur Driftgeschwindigkeit. Durch eine Messung der Anstiegszeit kann man daher die Driftgeschwindigkeit bei zeitlich konstanter Feldstärke und an Proben mit sehr hohem spezifischen Widerstand bestimmen. Im allgemeinen wird allerdings die Feldstärke in einem Halbleiterzähler örtlich nicht konstant sein. Für die Anstiegszeit ist daher eine Art mittlere Driftgeschwindigkeit maßgebend. Bei der quantitativen Auswertung muß man dann eine Annahme über die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke machen. Da man aber die Feldstärke durch Ändern der Betriebsspannung in weiten

Grenzen ändern kann, läßt sich trotzdem die Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke relativ genau messen. Bei hohen Überspannungen ist die Feldstärke ohnehin kaum noch vom Ort abhängig (s.u.), so daß dann die Mittlung über die Feldstärke nur noch einen geringen Einfluß hat. Umgekehrt kann man die gemessene Anstiegszeit aus der Driftgeschwindigkeit berechnen. Wir haben dafür

$$v = \mu E = \frac{\mu_0 E}{\eta E + \exp(-\kappa E)} \quad (3)$$

gesetzt.  $\eta$  und  $\kappa$  sind dabei Konstanten.

Gl. (3) führt bei hohen Feldstärken zu einer konstanten Driftgeschwindigkeit  $v_\infty$ , die wir ebenso wie Ryder auch tatsächlich beobachten. Bei kleinen Feldstärken erhält man bei  $\eta = \kappa$  offensichtlich die Gl. (2) mit  $\frac{1}{2}\kappa^2 = \beta$ . Wir haben diese Annahme allerdings bei Elektronen nicht gemacht, weil die oben erwähnten Messungen für  $\beta$  höhere Werte ergaben als nach Stratton berechnet, und unsere eigenen Messungen der Laufzeit von Elektronen bei niedrigen Feldstärken, ausgewertet nach Gl. (1) oder (2), die gleiche Tendenz zeigten. Wenn  $\eta$  und  $\kappa$  voneinander verschieden sind, erhält man bei kleinen Feldstärken

$$\mu = \mu_0 [1 - (\eta - \kappa)E - \frac{1}{2}\kappa E^2 + \dots].$$

Die Abnahme der Beweglichkeit mit zunehmender Feldstärke beginnt danach mit einem  $E$  proportionalen Glied; das quadratische Glied kann daher kleiner sein.

Wir haben  $\eta = \mu_0/v_\infty$  gesetzt und für  $v_\infty$  den von uns gemessenen Wert  $v_\infty = 7.4 \cdot 10^6$  cm/sec  $\pm 10\%$  genommen. Für  $\mu_0$  findet man in der Literatur unterschiedliche Werte. Wir haben  $\mu_0 = 1260$  V $^{-1}$ ·cm $^2$ ·sec $^{-1}$  benutzt. Hieraus ergibt sich dann ein  $\eta = 1.7 \times 10^{-4}$  V $^{-1}$ ·cm.  $\kappa$  ist nach dieser Festlegung von  $\eta$  der einzige völlig freie Parameter in Gl. (3), um sie den Experimenten anpassen zu können. Unsere Messungen sowohl der Elektronen als auch der Defektelektronen ließen sich mit  $\kappa = 0.85 \times 10^{-4}$  V $^{-1}$ ·cm relativ gut beschreiben.

Beim Einschub in die Rückseite haben wir es mit der Bewegung von Defektelektronen zu tun. Der von uns gemessene Wert für  $v_\infty$  ist  $4.8 \times 10^6$  cm/sec  $\pm 15\%$ . Für  $\mu_0$  finden wir in der Literatur  $\mu_0 = 450$  cm $^2$ /V·sec. Hieraus ergibt sich ein  $\eta$  von  $0.9 \times 10^{-4}$  cm/V. Für Defektelektronen ist daher  $\eta \approx \kappa$ . Die Grenzgeschwindigkeit  $v_\infty$  von Elektronen und Defektelektronen verhalten sich, wie zu erwarten, etwa proportional zur Quadratwurzel aus ihrer effektiven Masse.

### 3.2. BERECHNUNG DER LAUFZEIT

Die Laufzeit der Ladungsträger erhält man aus ihrer Driftgeschwindigkeit  $v$

$$t_2 - t_1 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\mu E} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\eta E + e^{-\kappa E}}{\mu_0 E} dx. \quad (4)$$

Solange wie die Feldzone den Rückkontakt nicht erreicht, gilt für die Feldstärke  $E(x)$  nach dem Kastenmodell

$$E(x) = E_m(w - x)/w \quad (5)$$

$E_m$  ist hierbei die maximale Feldstärke,  $E_m = 2 U_A/w$ .  $w$  [cm] ist die Dicke der Feldzone

$$w = (\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \rho U_A)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

( $\epsilon$  = Dielektrizitätskonstante,  $\epsilon_0 = 8.86 \times 10^{-14}$  [V·s/A·cm],  $\rho$  = spez. Widerstand des Materials [Ohm·cm],  $U_A$  = Arbeitsspannung [V]). Ist die Arbeitsspannung  $U_A$  größer als die Spannung

$$U_d = d^2/\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \rho, \quad (7)$$

bei der die Dicke der Feldzone gleich der Dicke des Kristalls ist, so liegt "Überspannung"  $U_{\ddot{u}} = U_A - U_d$  am Kristall.

Die Feldstärke setzt sich dann aus dem Raumladungsteil, Gl. (5), und einem der Überspannung proportionalen Anteil  $E_{\ddot{u}}$  zusammen,

$$E_{\ddot{u}} = U_{\ddot{u}}/d. \quad (8)$$

Für die gesamte Feldstärke ist daher allgemein zu setzen

$$E(x) = E_{\ddot{u}} + E_m(w) \frac{w - x}{w}, \quad (9)$$

wobei  $w = d$  ist, wenn  $E_{\ddot{u}} \geq 0$  ist.

Die Integrationsgrenzen in Gl. (4) werden so gewählt (Einschub von vorne), daß  $t_1 = 0$  bei  $x = x_1$  ist.  $x_1$  bzw.  $x_2$  werden dadurch festgelegt, daß der Ladungsimpuls  $(1 - b)$  bei  $x_1$  und  $(1 - a)$  seines Maximalwertes bei  $x_2$  erreichen soll.

Für die Potentiale bedeutet dies

$$V(x_1)/V(0) = b \text{ und } V(x_2)/V(0) = a. \quad (10)$$

Soll als Anstiegszeit der Impulse die Zeit gelten, in der die Impulse von 10% bis 90% ihres Maximalwertes ansteigen, ist  $a = 0.1$  und  $b = 0.9$ . Für die Feldstärken an den Integrationsgrenzen erhält man

$$E(x_1) = E_m \cdot F(b) \quad (11)$$

$$E(x_2) = E_m \cdot F(a),$$

wobei zur Abkürzung die Funktion  $F(y)$  eingeführt wurde

$$F^2(y) \equiv y + 2yE_{\ddot{u}}/E_m + E_{\ddot{u}}^2/E_m^2. \quad (12)$$

Für  $y$  ist jeweils  $a$  bzw.  $b$  zu setzen. Solange wie  $E_{\ddot{u}} = 0$ , also  $U_A \leq U_d$  ist, ist  $F(y) = y^{\frac{1}{2}}$  und nur eine Funktion der Integrationsgrenzen.

Mit den genannten Randbedingungen und Gl. (9) für  $E(x)$  ergibt die Integration der Gl. (4)

$$\begin{aligned} t_L &= \frac{w}{\mu_0 E_m} \text{Ei} \{ -\kappa E_m F(b) \} - \text{Ei} \{ -\kappa E_m F(a) \} + \\ &+ \frac{\eta w}{\mu_0} \{ F(b) - F(a) \} \\ &= \tau_0 \ln \frac{F^2(b)}{F^2(a)} + \frac{w}{\mu_0 E_m} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{(-1)^v (\kappa E_m)^v}{v!} \times \\ &\times \{ F^v(b) - F^v(a) \} + \frac{\eta w}{\mu_0} \{ F(b) - F(a) \}. \quad (13) \end{aligned}$$

$\text{Ei}(-x)$  = Exponentialintegral, Tabelle siehe<sup>13</sup>).

Hieraus läßt sich als Näherungslösung entwickeln:

$$\begin{aligned} t_L &= \tau_0 \ln \frac{F^2(b)}{F^2(a)} + \frac{w(\eta - \kappa)}{\mu_0} \{ F(b) - F(a) \} + \\ &+ \frac{w}{\mu_0} \cdot \frac{\kappa E_m}{4} \cdot \{ F^2(b) - F^2(a) \} - \frac{w}{\mu_0} \cdot \frac{(\kappa E_m)^2}{18} \times \\ &\times \{ F^3(b) - F^3(a) \}. \quad (13a) \end{aligned}$$

Hierbei ist zur Abkürzung

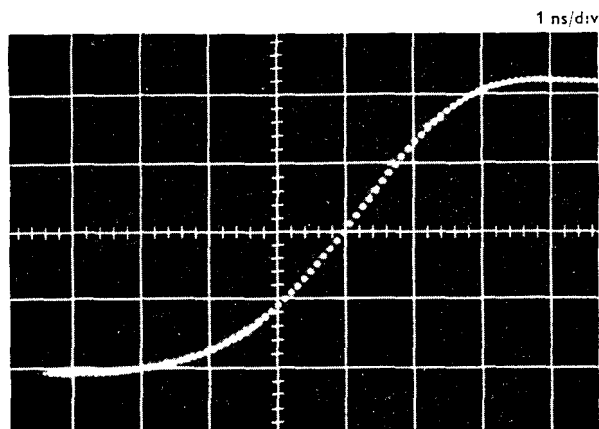


Fig. 4. Anstiegszeit der Meßapparatur, Übertragung eines Rechteckimpulses von 0.4 ns Anstiegszeit. (1 div = 1 ns).

$$\tau_0 = \frac{d}{2\mu_0 E_m(d)} = \frac{1}{4} \epsilon \epsilon_0 \rho \quad (14)$$

gesetzt. Zwei Sonderfälle sind von Bedeutung:

Bei  $U_A = U_d$ , also  $w = d$  und  $E_u = 0$ , erhält man unter Vernachlässigung des vierten Termes in Gl. (13a) und  $\eta = 2\kappa$ :

$$t_d = \tau_0 \ln \frac{b}{a} + \frac{\kappa d}{\mu_0} (\sqrt{b} - \sqrt{a}) [1 + \frac{1}{4} \kappa E_m(d) (\sqrt{b} + \sqrt{a})]. \quad (15)$$

Bei verschwindender Betriebsspannung, also Feldstärke Null ergibt sich

$$t_0 = \tau_0 \ln b/a. \quad (16)$$

Dies ist die Anstiegszeit der Impulse, die man berechnet, wenn die Beweglichkeit als konstant angesetzt wird. In der Literatur wird hierfür meistens eine Beziehung angegeben, die man aus Gl. (16) mit  $b = 1$ ,  $a = 0.1$  erhält, vgl. z.B.<sup>3)</sup>. Die Anstiegszeit des Impulses ist dann von Null bis 90% zu nehmen. Aus einem Vergleich der Gl. (16) mit Gl. (15) oder Gl. (13) erkennt man, wie die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Feldstärke zu einer Verlängerung der Laufzeit führt. Eine Theorie, die diesen Effekt nicht berücksichtigt, z.B.<sup>3,15,16)</sup>, wird nicht zu richtigen Ergebnissen führen.

Die kürzeste Anstiegszeit  $t_{min}$  beträgt bei  $E_u \gg E_m(d)$

$$t_{min} = 0.8 \eta d / \mu_0. \quad (17)$$

Aus Gl. (17) ergibt sich, daß bei Halbleiterzählern die kürzest mögliche Anstiegszeit der Impulse unabhängig vom spezifischen Widerstand des Zählermaterials proportional zur Dicke der Zähler ist. Numerisch erhält man für n-Silizium eine minimale Anstiegszeit von etwa 10 ns je mm Zählerdicke. Diese sehr

kurze Zeit wird aber nur bei hohen Überspannungen erreicht. Bei Zählern ohne Überspannung ist in erster Näherung Gl. (16) für die Anstiegszeit maßgebend. Hierbei ist der spezifische Widerstand des verwendeten Materials für die Anstiegszeit entscheidend, während die Dicke des Zählers in dieser Näherung nicht eingeht.

#### 4. Das Zusammenwirken der Laufzeit der Ladungsträger mit anderen Effekten

Die Anstiegszeit der Impulse eines Halbleiterzählers ist im allgemeinen länger als im vorigen Abschnitt berechnet. Neben der eigentlichen Laufzeit der Ladungsträger spielen oft weitere Effekte eine Rolle, die im folgenden kurz besprochen werden sollen. Bei sehr kleinen Arbeitsspannungen ist dies die sogenannte Plasmazeit. Bei höheren Spannungen kann insbesondere bei hochohmigem Material der ohmsche Widerstand der Basis des Kristalls zusammen mit der Eingangskapazität des Verstärkers auf die Impulse integrierend wirken. Bei sehr hohen Spannungen, wenn man an sich die reine Laufzeit messen sollte, sind die Impulse oft so kurz, daß sie durch die Anstiegszeit der Apparatur verlängert werden.

##### 4.1. EINFLUSS DER PLASMAZEIT

Schießt man stark ionisierende Teilchen, wie z.B.  $\alpha$ -Teilchen, in einen Diodenzähler, so bricht das elektrische Feld in der Ionisationsspur des  $\alpha$ -Teilchens zusammen; die Ionisationsdichte ist zu hoch. Die Ladungsträger können den Rand der Spur nur durch Diffusion erreichen, wobei aber wohl gewisse Restfelder mithelfen. Dearnealy und Northrop<sup>17)</sup> haben diesen Effekt ausführlich diskutiert. Für die Zeit  $t_p$ , die diese Diffusion dauert, von ihnen "Plasmazeit" genannt, haben sie eine Beziehung angegeben, aus der folgt

$$t_p \sim 1/E^2.$$

Für sehr kleine Feldstärken wird man diese Beziehung abwandeln müssen in

$$t_p = \alpha / (E_0^2 + E^2). \quad (18)$$

$\alpha$  und  $E_0$  sind Konstante. Wir finden, daß beim Einschub von vorne bei kleinen Spannungen die Anstiegszeit der Impulse im wesentlichen umgekehrt zur angelegten Arbeitsspannung abnimmt. Da die Feldstärke  $E \sim U^{\frac{1}{2}}$  geht, solange wie der Rückkontakt noch nicht erreicht ist, nimmt daher die Anstiegszeit mit  $E^{-2}$  ab, wie für die Plasmazeit vorausgesagt. Aus den Messungen haben wir für die Konstante  $\alpha$  den Wert

$$\alpha = 1.9 \times 10^{-2} \pm 15\% \text{ sec} \cdot \text{V}^2/\text{cm}^2$$

ermittelt.  $E_0$  dürfte etwa 300 V/cm betragen.

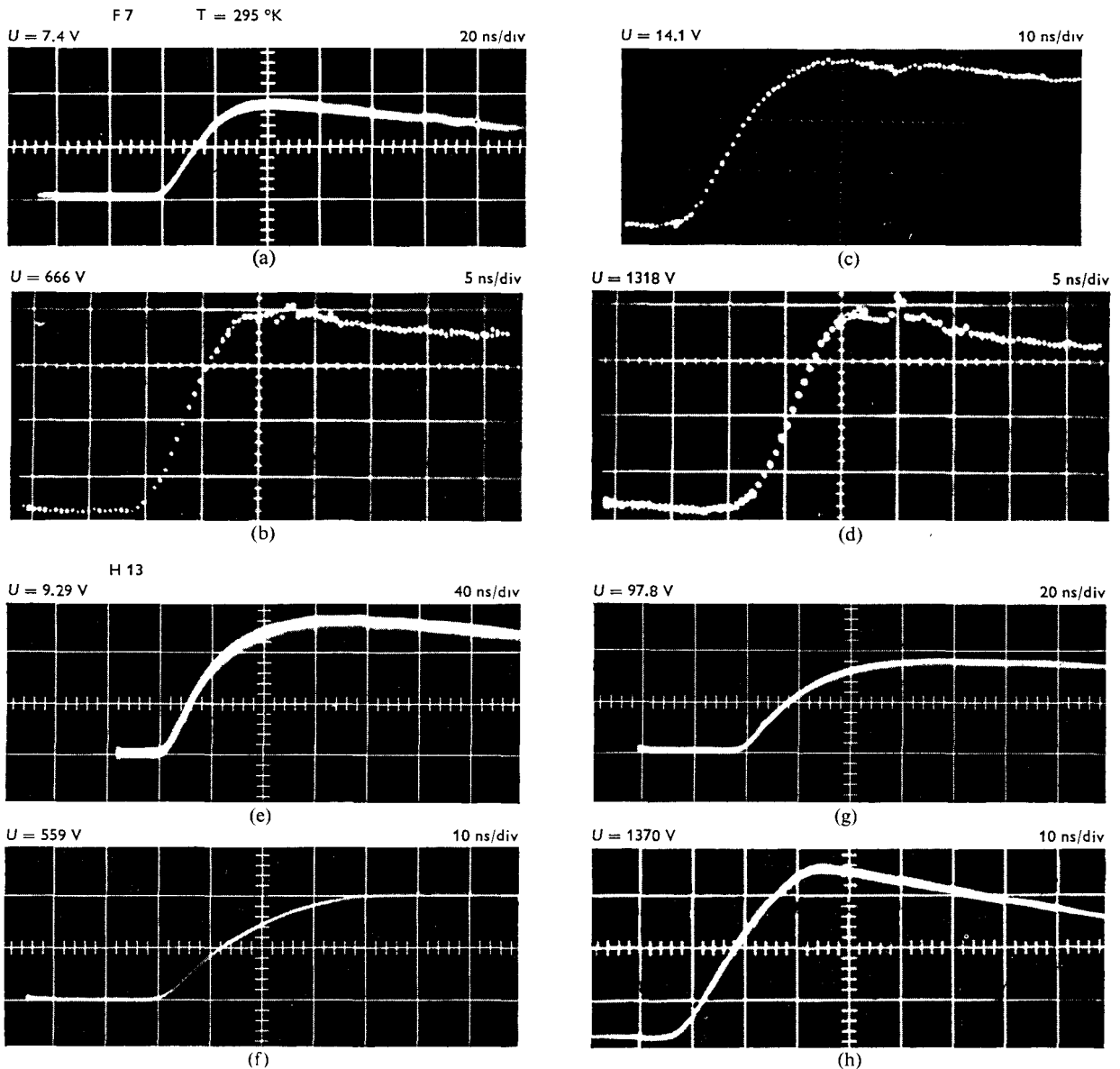


Fig. 5. Einschub in die Vorderseite. Anstiegszeiten bei verschiedenen Sperrspannungen gemessen mit dem Oszillographen Tektronix 561 A bzw. Tektronix 585.

Kürzlich wurde auch von H. M. Mann und I. S. Sherman<sup>18)</sup> nachgewiesen, daß bei diesen niedrigen Feldstärken die Sammlung der Ladungsträger wesentlich langsamer verläuft als nach der Gl. (4) zu erwarten ist.

Die Plasmazeit spielt auch beim Einschub von hinten bei  $U_A \approx U_d$  eine beherrschende Rolle, weil die Feldstärke am Rückkontakt dann sehr klein ist. Nur durch die Plasmazeit läßt sich erklären, warum die Anstiegszeit der Impulse beim Einschub von hinten noch etwa 100 ns beträgt, wenn die Feldzone den Rückkontakt

erreicht. Wenn  $U_A < U_d$  ist, beherrscht die Diffusionszeit in der Basis der Zähler die Anstiegszeit.

#### 4.2. EINFLUSS DER INTEGRATION DURCH DEN BASISWIDERSTAND

Wenn die Feldzone noch nicht durch den ganzen Kristall durchgezogen ist, bildet die Basis des Zählers einen ohmschen Widerstand, der zusammen mit der Eingangskapazität des Verstärkers bzw. Kathodenfolgers zu einer Integration des eigentlichen Ladungsimpulses führt. Etwas vereinfacht kann man folgendes

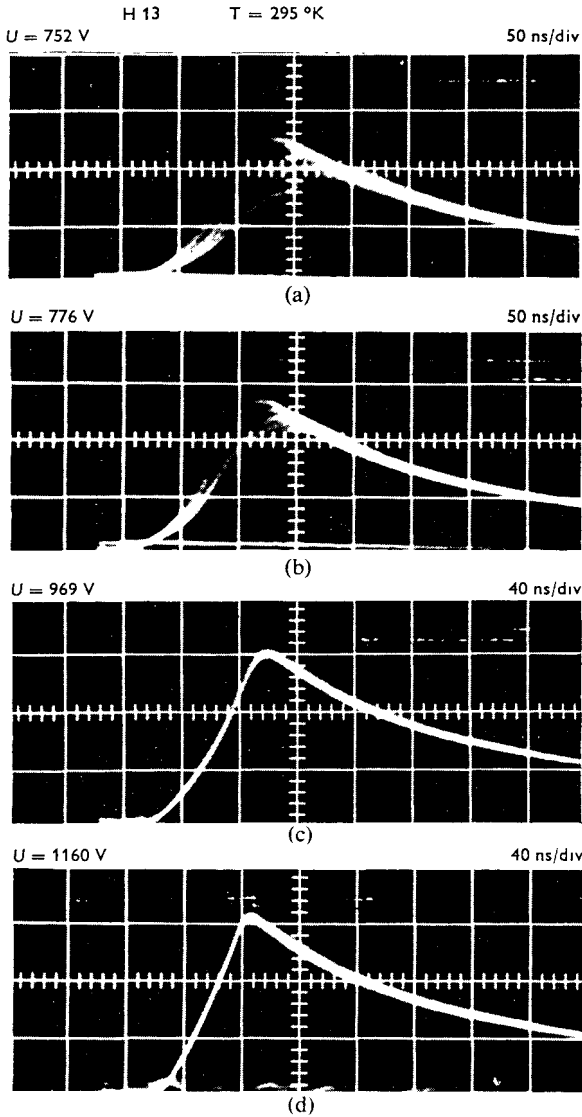


Fig. 6. Einschub in die Rückseite.

Ersatzschaltbild für die Versuchsanordnung angeben (Fig. 1).

- $C_D$  = Kapazität der Diode,
- $R_B$  = Widerstand der Basis,
- $C_e$  = Eingangskapazität des Verstärkers,
- $R_e$  = Eingangswiderstand des Verstärkers,
- $r_e$  = ein fiktiver Widerstand, der die Anstiegszeit des Verstärkers symbolisieren soll,
- $L$  = die Induktivität der Verbindungsleitungen (bei uns etwa 25 nH).

Die Integration erfolgt im wesentlichen mit der Zeitkonstanten

$$t_{RC} = 2.2R_B \frac{C_D \cdot C_e}{C_D + C_e}$$

$R_B$  ist nicht ohne weiteres berechenbar, ebensowenig wie  $C_D$ . Die Zeitkonstante der Integration wird daher am besten mittels Rechteckimpulse gemessen. Hierbei erfährt man die Anstiegszeit der Apparatur gleich mit.

#### 4.3. ZUSAMMENWIRKEN VERSCHIEDENER ANSTIEGSZEITEN

Im allgemeinen wird man mit dem Zusammenwirken verschiedener Anstiegszeiten rechnen müssen. Man muß dann untersuchen, wie man aus der gemessenen Anstiegszeit  $t_{ges}$  die gesuchte Laufzeit  $t_L$  der Ladungsträger ermitteln kann. Hierbei ist besonderes Augenmerk auf die Form der Impulse zu richten, da diese die gemessene Anstiegszeit beeinflussen kann. Man kann zeigen, daß bei den hier in Frage kommenden Impulsformen eine quadratische Addition der einzelnen Anstiegszeiten innerhalb eines Fehlers von einigen Prozent die gesamte gemessene Anstiegszeit ergibt, auch wenn durch die oben besprochenen Effekte die Impulsform verändert wird. Setzen wir daher für die reine Laufzeit der Ladungsträger  $t_L$ , für die Plasmazeit  $t_p$ , für die Integration durch den Basiswiderstand  $t_{RC}$ , für die Anstiegszeit der Apparatur  $t_A$ , so ist die gemessene Anstiegszeit  $t_{ges}$

$$t_{ges}^2 = t_L^2 + t_p^2 + t_{RC}^2 + t_A^2.$$

Für die Anstiegszeit ist hierbei die Zeit für den Anstieg von 10% auf 90% zu nehmen.

#### 5. Versuchsanordnung

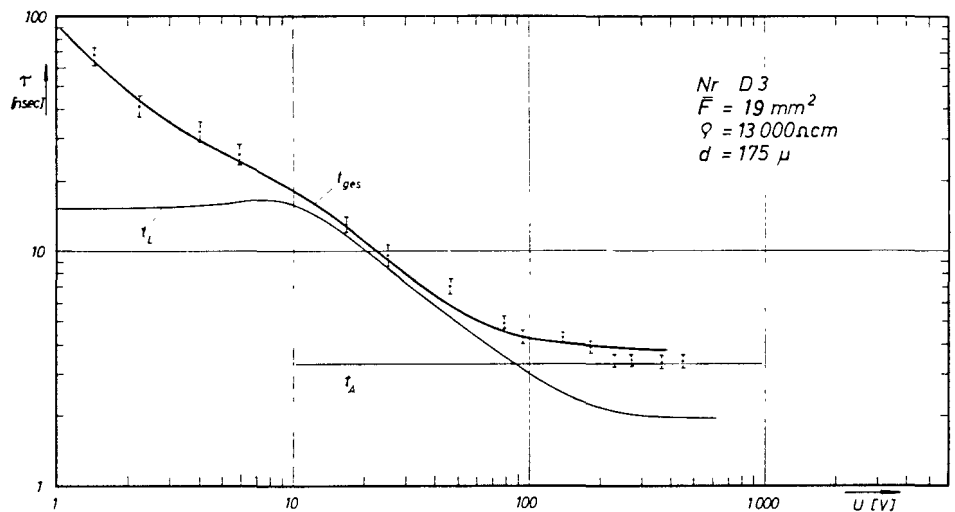
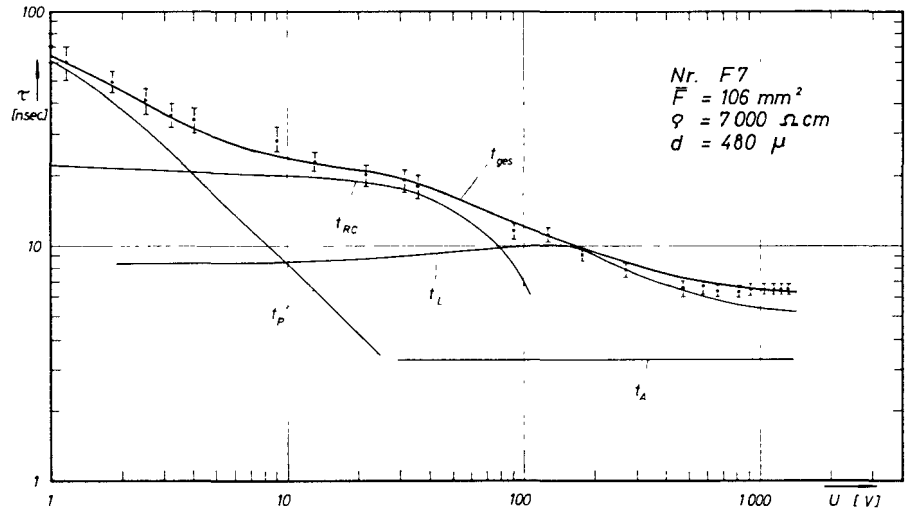
Bei dieser Untersuchung wurden die Impulse durch Beschuß mit  $\alpha$ -Teilchen aus einer Am-Quelle erzeugt. Die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen im Kristall beträgt etwa 0.003 cm und ist daher sehr klein gegen die Kristalldicke  $d$ . Die  $\alpha$ -Strahlen wurden auf die Mitte der Zählflächen ausgeblendet.

Das Blockschaltbild (Fig. 2) zeigt die Versuchsanordnung.

Die Halbleiterzähler werden über einen Emitterfolger als Impedanzwandler an einen Kettenverstärker (Telefunken) angepaßt und die Anstiegszeit mit einem Sampling-Oszilloskop oder einem 100-MHz-Oszillographen registriert.

Der Emitterfolger besteht aus schnellen Schalttransistoren von Typ 2N 706 A. Die Eingangssignalspannung liegt im wesentlichen an der Reihenschaltung von Basis-Bahn-Widerstand  $r_b$  und der Emitter-Kapazität. Da die Kollektor-Basis-Spannung groß gegen die Basis-Emitter-Spannung ist, wird die Kollektor-Basis-Kapazität klein gegen die Basis-Emitterkapazität sein. Die gemessene Eingangskapazität  $C_e$  beträgt im betriebsbereiten Zustand 20 pF. Das Integrationsglied,





gebildet aus dem Basis-Bahn-Widerstand und der Eingangskapazität, bestimmt die Eingangszeitkonstante des ersten Transistors. Wird für den Basis-Bahn-Widerstand  $100 \Omega$  angesetzt, dann ist die Anstiegszeit des ersten Transistors  $1 \text{ ns}$ . Die Anstiegszeit des Emitterfolgers wurde mit einem schnellen Impulsgeber ( $0.4 \text{ ns}$ ) gemessen. Sie beträgt  $1.8 \text{ ns}$ . Wird ein Kettenverstärker dazugeschaltet, dann beträgt die Anstiegszeit der Meßapparatur  $3.3 \text{ ns}$ .

Der differentielle Eingangswiderstand  $R_e = R_E \beta$  ( $R_E$  der Emitterwiderstand  $= 10 \text{ k}\Omega$ ,  $\beta$  der Stromverstärkungsfaktor) ist stark frequenzabhängig. Für Frequenzen bis zu  $100 \text{ kHz}$  beträgt  $R_e$  etwa  $310 \text{ k}\Omega$ . Da der Kollektorstrom dem kapazitiven Widerstand proportional ist, nimmt er – und damit die Stromverstärkung  $\beta$  – mit wachsender Frequenz stark ab. Bei dem Transistortyp 2 N 706 A soll  $\beta$  bei  $100 \text{ MHz}$  auf etwa 2

abgefallen sein. Dabei ist  $R_e \approx 20 \text{ k}\Omega$  und  $R_e C_e = 200 \text{ ns}$ , das ist groß gegenüber den zu erwartenden Anstiegszeiten von  $10 \text{ ns}$ .

$R_e$  wurde zusätzlich dadurch bestimmt, daß die Abfallszeit von Rechteckimpulsen zweier Impulsgeneratoren von  $0.4$  und  $7 \text{ ns}$  Anstiegszeit gemessen wurde. Gibt man diese Impulse auf den Emitterfolger, dann wird die Abfallszeit durch die Zeitkonstante  $(C_k + C_e)R_e$  bestimmt. Die Messungen ergaben ein  $R_e$  von  $28$  bzw.  $20 \text{ k}\Omega$ .

## 6. Die Messung von $U_d$

Einer besonderen Überlegung bedarf die Bestimmung der Raumladungskonzentration in der Feldzone. Grundsätzlich ließe sie sich durch eine Messung des spezifischen Widerstandes des Zählermaterials bestimmen. Zur Zeit ist aber kein Verfahren für eine solche

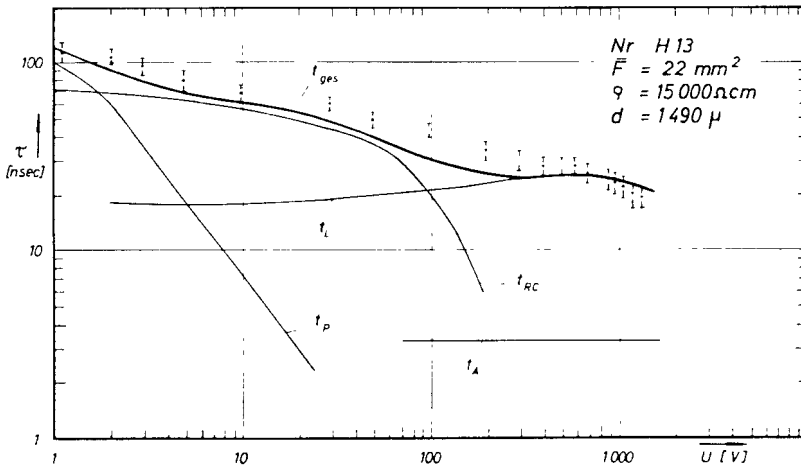
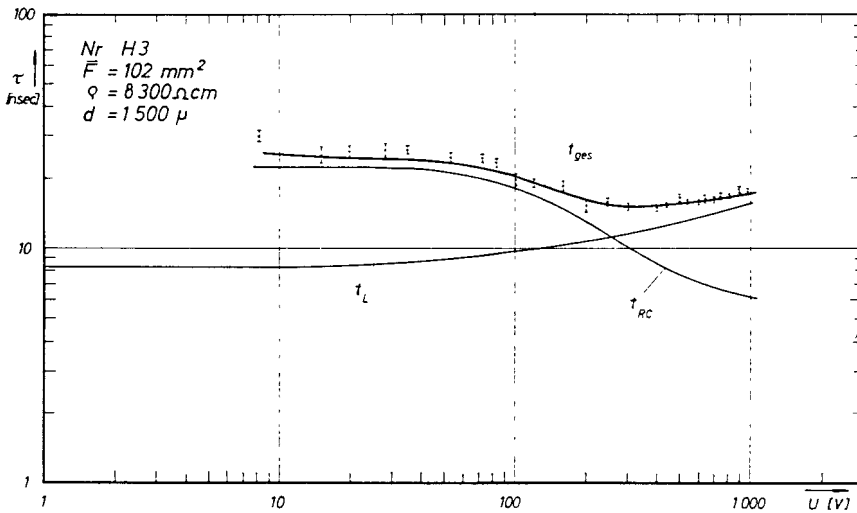


Fig. 7, 8, 9, 10. Anstiegszeit als Funktion der Sperrspannung bei Einschub in die Vorderseite.  $t_{ges}$  ist die Wurzel aus der Summe der quadratischen Mittelwerte der einzelnen Komponenten.  $t_{RC}$  und  $t_A$  sind Meßwerte,  $t_L$  wurde nach der Theorie berechnet,  $t_P$  wurde nach der halbempirischen Gl. (18) berechnet.



Messung an den fertigen Zählern bekannt, das eine Genauigkeit von einigen Prozent hätte. Wir haben deshalb immer die Spannung gemessen, bei der die Feldzone den Rückkontakt erreicht. Die Messung geht so vor sich, daß bei zunehmender Betriebsspannung die Teilchen von hinten, also durch die Basis der Zähler, eingeschossen werden. Wenn die von diesen  $\alpha$ -Teilchen ausgelösten Impulse so hoch sind, wie beim Einschub von vorne, dann betrachten wir die Feldzone als bis zum Rückkontakt durchgezogen. Hierbei wird allerdings eine Extrapolation vorgenommen, da für den Abbau der letzten Reste  $\mu$  der Basis (oder für eine rekombinationsfreie Sammlung der Ladungsträger) bereits eine gewisse Überspannung erforderlich ist. Wie die Extrapolation vorgenommen wird, zeigt die Fig. 3.

Dies Verfahren  $U_d$  zu bestimmen, ist an sich ein-

deutig. Deshalb haben wir es auch bei unseren Messungen angewendet. Bei näherer Prüfung zeigen sich aber einige Schwierigkeiten.  $U_d$  ist zeitlich nicht völlig konstant und hängt von der Vorgeschichte des Zählers ab. Diese Erscheinung zeigt sich auch bei der Aufnahme der Kennlinien für den Strom und die Kapazität als Funktion der Betriebsspannung.

Aus diesen und anderen Gründen, ist es möglich, daß bei der Messung von  $U_d$  noch ein systematischer Fehler auftritt. Dieser könnte etwa bis zu 5 V betragen. Bei dicken Zählern spielt dieser Fehler keine große Rolle.

Hier muß auch auf eine andere Schwierigkeit aufmerksam gemacht werden: der spezifische Widerstand des Materials der Si-Scheibe ist örtlich nicht völlig konstant. Auf Grund des Herstellungsverfahrens muß man damit rechnen, daß gerade in der Mittelachse des

Kristalles der spezifische Widerstand kleiner ist als am Rande<sup>18)</sup>.

Ein eingehender Bericht über die Messung von  $U_d$  wird in einer weiteren Arbeit gegeben werden.

## 7. Diskussion der Meßergebnisse

Die Fig. 4 zeigt, wie ein Rechteckimpuls mit einer Anstiegszeit von ungefähr 0.4 ns durch die Apparatur verformt wird. Die Messung ergibt, daß die Anstiegszeit der Apparatur etwa  $3.3 \pm 0.3$  ns beträgt. Die Impulse werden nicht ideal nachgebildet, weil durch Reflexion Störungen auftreten.

Die folgenden Figuren zeigen Impulse von Halbleiterzählern, wie sie beim Beschuß mit  $\alpha$ -Teilchen entstehen. Die Figuren sind bei verschiedenen Arbeitsspannungen der Zähler aufgenommen. Man sieht deutlich, wie sowohl die Anstiegszeit mit wachsender Arbeitsspannung abnimmt als auch die Impulsform sich ändert. Bei den Figuren 5a bis 5h sind die  $\alpha$ -Teilchen von vorne eingeschossen, bei den Figuren 6a bis 6d dagegen von hinten, also durch die Basis des Zählers. Beim Vergleich dieser beiden Gruppen fällt – vor allem bei hohen Überspannungen – auf, daß die Impulsformen qualitativ sich voneinander unterscheiden (vergl. z.B. Fig. 5h mit Fig. 6d). Dies hängt nicht damit zusammen, daß die Ladungsträger beim Einschuß von vorne im wesentlichen Elektronen und beim Einschuß von hinten Defektelektronen sind. Man kann viel mehr zeigen, daß beim Einschuß von vorne die Impulse die Form

$$U(t) = U_0 \{ 1 - \exp(-t/\tau) \}$$

und beim Einschuß von hinten die Form

$$U(t) = U_1 \exp(t - t_1)/\tau, \quad t_1 \leq t \leq t_{\max}$$

haben. Hierbei sind  $t_1$ ,  $\tau$ ,  $U_0$  und  $U_1$  Konstante, die man leicht aus der Theorie ermitteln kann, vorausgesetzt, daß die Beweglichkeit nicht von der Feldstärke abhängt.

Die Eigenschaften der Zähler gehen aus der folgenden Tabelle hervor:

Die Zähler sind zeitlich relativ gut stabil. Die Messungen erstreckten sich über einige Monate. Größere Änderungen der Eigenschaften traten in diesem Zeitraum nicht auf, sofern nicht an die Zähler so hohe Spannungen gelegt wurden, daß ein Stromdurchbruch doch zu irreversiblen Änderungen führte.

Die Figuren 7 bis 10 zeigen die Ergebnisse der Auswertungen und die nach der oben entwickelten Theorie berechneten Werte. Die Auswertung der Aufnahmen ist nicht ohne gewisse subjektive Fehler möglich, da die Impulse etwas verzerrt und gestört sind. Die Aufnahmen sind daher im allgemeinen von mehreren Personen ausgewertet worden, um subjektive Fehler zu reduzieren.

Besonders soll hier auf die Messungen an dem Zähler H 3 hingewiesen werden, die zweifelsfrei zeigen, daß die Impulse bei steigenden Betriebsspannungen durch die Abnahme der Beweglichkeit tatsächlich langsamer werden können.

Bei den anderen Zählern ist dies nicht zu erkennen, weil die Integration der Impulse durch den Basiswiderstand und die relativ hohe Eingangskapazität der Apparatur die eigentliche Anstiegszeit die Laufzeit der Elektronen maskiert.  $t_{RC}$  ist mit Rechteckimpulsen gemessen worden. Die Messungen beim Einschuß von hinten (Fig. 11) für Spannungen, bei denen die Feldzone mehr als  $50 \mu$  vom Rückkontakt entfernt ist, ließen sich nicht eindeutig auswerten. Die Meßfehler könnten daher größer sein als angegeben. Für die Berechnung der Plasmazeit wurde der Wert der Feldstärke am Schwerpunkt der Ionisation genommen (etwa  $20 \mu$  vom Rückkontakt). Die gemessenen Anstiegszeiten scheinen bei kleinen Überspannungen systematisch etwas kürzer zu sein als die berechneten. Das kann an dem benutzten Ansatz für die Feldstärke, Gl. (9) liegen, weil die Injektion von Defektelektronen aus dem Rückkontakt in der Theorie vernachlässigt wurde. Um diese Injektion von Defektelektronen zu berücksichtigen, müßte man die Feldstärke im Bereich des Rückkontaktes etwas anheben. Hierdurch würden die Anstiegszeiten dann verkürzt. Auch bei Messungen

TABELLE

	$d (\mu)$	$F_V (\text{mm}^2)$	$F_R (\text{mm}^2)$	$\rho (\text{cm})$	$U_d (\text{V})$	Material des Rückkontaktes
D 3	175	23	15	13000	8.8	Sn + Au
F 7	480	121	91	7000	130	Sn + Au
H 3	1480	154	50	8300	ca. 1100	Au
H 13	1490	20	24	15000	530	Al

$F_V$ : Kontaktfläche Vorderseite,  $F_R$ : Kontaktfläche Rückseite.

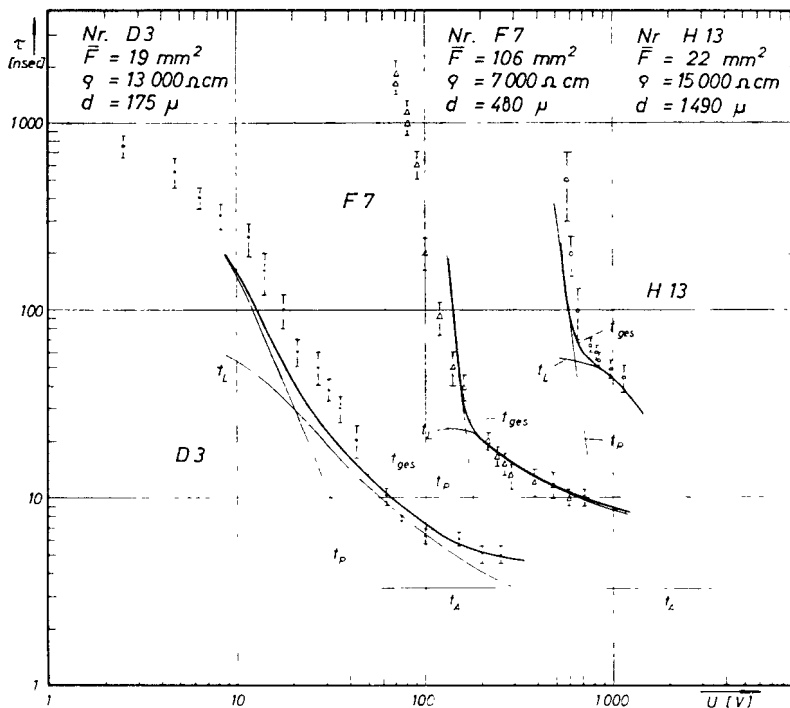


Fig. 11. Anstiegszeit als Funktion der Sperrspannung bei Einschub in die Rückseite.

des Sperrstromes und der Detektorkapazität zeigen sich Effekte, die sich qualitativ mit der Injektion von Ladungsträgern aus dem Rückkontakt erklären ließen.

Hiervon abgesehen, stimmen die berechneten mit den gemessenen Werten relativ gut überein. Die von allen früheren Autoren gefundenen, z.T. erheblichen Abweichungen von den theoretischen Werten lassen sich mittels der oben dargestellten Theorie beseitigen. Auch wenn bisher keine Berechnungen für den Wert der Konstante  $\kappa$  vorliegen, sondern diese empirisch aus diesen Messungen bestimmt wurde, kann man doch den Schluß ziehen, daß die Anstiegszeit der Impulse von Halbleiterzählern u.a. wesentlich von der Abhängigkeit der Beweglichkeit der Ladungsträger von der Feldstärke beeinflusst wird. Es wird weiterer Messungen bedürfen, um aus solchen Messungen die Konstanten  $\mu_0$ ,  $\eta$  und  $\kappa$  genauer und sie insbesondere unabhängig voneinander, bestimmen zu können. Man benötigt hierfür eine Apparatur mit einer kleinen Eingangskapazität, um von dem Einfluß der Integration durch den Basiswiderstand frei zu werden.

Wir danken Frl. G. Korde für die Herstellung der Zähler. Sie hat zusammen mit Herrn M. Baumgärtner bei vielen Messungen mitgeholfen.

## Literatur

- 1) C. T. Raymo and J. W. Mayer, I.R.E. Trans. Nucl. Sci. NS-8, no. 2 (1961).
- 2) H. M. Mann, J. W. Haslett and G. P. Lietz, I.R.E. NS-8 (1961) 151.
- 3) W. Czulus, H. D. Engler und H. Kuckuk, *Ergebn. Exakten Naturw.* 34 (1962) 235; J. M. Taylor, *Semiconductor Particle Detectors* (London 1963).
- 4) K. J. Schmidt-Tiedemann, *Festkörperprobleme*, Band 1 (Braunschweig 1962) S. 122.
- 5) J. B. Gunn, *Progress in Semiconductors 2* (London, 1957) S. 211.
- 6) E. G. S. Paige, *Progress in Semiconductors 8* (London, 1964).
- 7) W. Shockley, *Bell System Techn. J.* 30 (1951) 990.
- 8) R. Stratton, *Electronics and Control* 5 (1958) 157.
- 9) M. A. C. S. Brown, *Phys. and Chemistry of Solids* 19 (1961) 218.
- 10) E. J. Ryder, *Phys. Rev.* 90 (1953) 766
- 11) A. C. Prior, *J. Phys. and Chemistry of Solids* 12 (1959) 175; J. Yamashita and K. Inoue, *J. Phys. and Chemistry of Solids* 12 (1959) 1
- 12) Jahnke-Emde-Lösch, *Tables of higher Functions* (Teubner, Stuttgart 1960).
- 13) P. A. Tove and K. Falk, *Nucl. Instr. and Meth.* 12 (1961) 278.
- 14) P. A. Tove and K. Falk, *Nucl. Instr. and Meth.* 29 (1964) 66.
- 15) A. Alberigi Quaranta et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 29 (1964) 173.
- 16) G. Dearnaley and D. C. Northrop, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations* (London, 1963).
- 17) H. M. Mann und I. S. Sherman, I R E. NS-11 (June 1964).
- 18) F. Gutberlet-Vieweg, *Z. Archiv für Technisches Messen* (1964) S. 81 und S. 109.