

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 44 (1971)

**Heft:** 2

**Artikel:** Eine Methode zur Messung des Dotierungsprofils von Halbleiter-Dioden

**Autor:** Stocker, Rudolf / Baldinger, Ernst

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114277>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 21.12.2024

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

# Eine Methode zur Messung des Dotierungsprofils von Halbleiter-Dioden

von **Rudolf Stocker** und **Ernst Baldinger**

Institut für angewandte Physik, Universität Basel

(28. VIII. 70)

*Summary.* In this paper a simple method for measuring doping profiles in semiconductor diodes as well as its comparatively inexpensive realization is described. It is based on a continuous capacitance measurement over the region of reverse bias and its simultaneous processing with analog electronics. The diode, initially strongly reverse biased, is discharged by a constant current. The course of the voltage across the diode depends upon the depletion layer capacitance and contains therefore information about the doping profile: Whereas the first time derivative of this voltage is proportional to the width of the space-charge region, the second derivative gives the reciprocal doping concentration. These two signals display the inverse doping profile on a  $xy$ -oscilloscope within milliseconds.

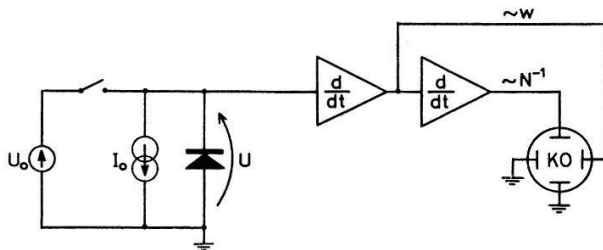
The resolution is theoretically limited by the Debye length, practically by the noise and the high frequency cutoff of the electronics. Undesired circuit capacitances can be separated from the depletion layer capacitance.

## 1. Einleitung

Die meisten Methoden zur zerstörungsfreien Bestimmung von Dotierungsprofilen in Halbleiter-Dioden basieren auf der Messung der Sperrschichtkapazität. Je nach Art der Weiterverarbeitung der erhaltenen Werte unterscheiden sie sich voneinander. Meist wird die Kapazität der in Sperrichtung gepolten Diode bei verschiedenen Spannungen gemessen, um dann daraus rechnerisch (z. B. mit Computer) nach der Gleichung  $N = (F^2 q \epsilon)^{-1} C^3 (dC/dU)^{-1}$  das Dotierungsprofil zu bestimmen [1–3]. Oder man misst die an der gekrümmten Kapazitäts/Spannungs-Kennlinie entstehenden Verzerrungen und berechnet aus der ersten Oberwelle die Dotierung [4]. Die erste Apparatur, die erlaubt, Dotierungsprofile auf einem  $xy$ -Schreiber in relativ kurzer Zeit direkt aufzunehmen, wurde in [5] vorgestellt. Alle Rechenoperationen werden dabei analog auf elektronischem Weg durchgeführt. Auch das Gerät von Copeland und Spiwak [6, 7], das im Prinzip wieder die Verzerrungen an der Kapazitäts/Spannungs-Kennlinie auswertet, hat den Vorteil, dass dank Verwendung analoger Elektronik Profile innert kurzer Zeit auf dem  $xy$ -Schreiber aufgezeichnet werden können. Eine kürzlich erschienene Arbeit [8] schlägt eine weitere Möglichkeit vor.

Die hier beschriebene Methode gestattet ein Dotierungsprofil mit kleinem Aufwand innert kürzester Zeit (Größenordnung Millisekunden) auf dem Kathodenstrahl-oszillographen abzubilden oder mit einem geeigneten Sampling-System auf einem Schreiber festzuhalten [9].

Anhand von Figur 1 soll das Prinzip beschrieben werden: Die auszumessende Diode wird in Sperrichtung auf die Spannung  $U_0$  gebracht. Löst man sie nun von dieser Spannungsquelle und entlädt sie mit dem konstanten Strom  $I_0$ , so beschreibt die Spannung  $U$  an der Diode einen charakteristischen Verlauf. Dieser ist durch den Kapazitätsverlauf gegeben und enthält damit implizite das Dotierungsprofil. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist die Breite der Raumladungszone direkt proportional zur ersten Ableitung der Diodenspannung nach der Zeit, während die «effektive Dotierung» umgekehrt proportional zur zweiten Ableitung ist. Diese beiden Signale bilden auf einem  $xy$ -Oszillographen das reziproke Dotierungsprofil ab. Selbstverständlich kann nach dem zweiten Differentiator eine Dividier- oder eine Logarithmierschaltung eingefügt werden.



Figur 1  
Prinzipielle Anordnung zur Dotierungsprofil-Messung.

Der Entladevorgang hört erst dann auf, wenn die Diode bereits in Leitrichtung gepolt ist, bei jener Spannung nämlich, bei der ihr stationärer Leitungsstrom gleich  $I_0$  ist. Das Gebiet positiver Diodenspannung kann meist für die Dotierungsmessung nicht ausgewertet werden.

Wie später gezeigt wird, lassen sich störende, konstante Gehäuse- und Schaltkapazitäten leicht neutralisieren.

## 2. Theoretische Grundlagen

Die Diode genüge folgenden vereinfachenden Annahmen: a) Donatoren und Akzeptoren sind vollständig ionisiert. b) Die Raumladungszone ist völlig von beweglichen Ladungsträgern entblösst. c) Ausserhalb der Raumladungszone herrscht Ladungsneutralität. d) Die Raumladungszone endet abrupt (folgt aus b) und c)). e) Randeffekte und Einflüsse der Halbleiter-Oberfläche sind vernachlässigbar. f) Gehäuse- und Schaltkapazitäten werden vorerst gleich Null angenommen. g) Umladungen von Traps und tiefen Zentren sind vernachlässigbar<sup>1)</sup>.

Eine Änderung der Raumladung um  $dQ_D = -dQ_A = -I_0 dt$  (siehe Fig. 2) führt einerseits zu einer Verbreiterung der Raumladungszone, andererseits zu einer Änderung der Feldstärke an jedem Ort in ihrem Innern um

$$dE = \frac{1}{\varepsilon F} dQ_D = -\frac{I_0}{\varepsilon F} dt \quad (1)$$

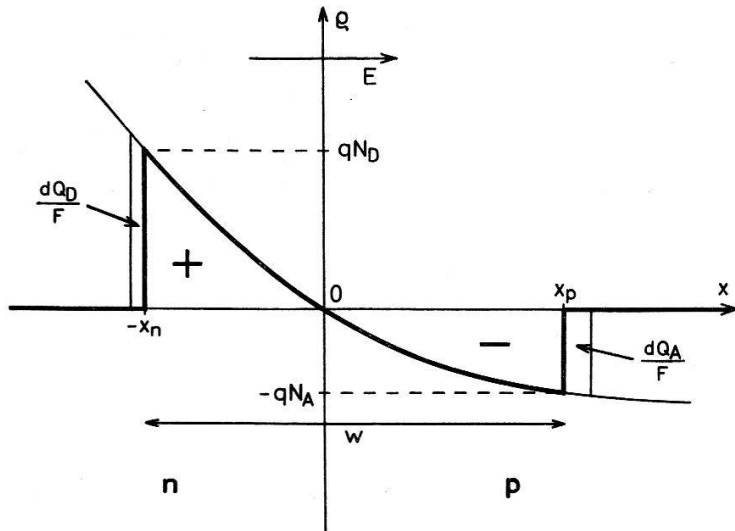
worin  $F$  der Querschnitt der Diode und  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Halbleitermaterials sind. Diese über die ganze Zonenbreite  $w$  konstante Änderung ergibt für die Spannung über der Diode (Spannung in Leitrichtung positiv):

<sup>1)</sup> Hierzu siehe die Arbeiten [10, 11], in denen die Frequenzabhängigkeit der Sperrschichtkapazität untersucht wird.

$$dU = -w dE . \tag{2}$$

Aus (1) und (2) erhalten wir die Bestimmungsgleichung für die Zonenbreite:

$$w = F \varepsilon I_0^{-1} \frac{dU}{dt} . \tag{3}$$



Figur 2  
Nettodotierungsprofil und  
idealisierte Raumladung.

Die Änderung der Raumladung bei Änderung der Zonenbreite ist gemäss Figur 2 gegeben durch:

$$dQ_D = q N_D(-x_n) F dx_n , \quad dQ_A = -q N_A(x_p) F dx_p \tag{4}$$

wobei  $N_D$  die Nettodonatordichte und  $N_A$  die Nettoakzeptordichte bezeichnen.

Da der  $pn$ -Übergang gegen aussen neutral ist, müssen die beiden Raumladungen betragsmässig gleich sein. Aus der daraus folgenden Beziehung  $N_D(-x_n) dx_n = N_A(x_p) dx_p$  und aus  $dw = dx_n + dx_p$  erhält man:

$$dQ_D = q N(w) F dw \tag{5}$$

worin die Grösse  $N(w)$ , die wir «effektive Dotierung» nennen wollen, definiert ist durch:

$$N^{-1}(w) = N_D^{-1}(-x_n) + N_A^{-1}(x_p) , \quad w = x_n + x_p . \tag{6}$$

Für unseren Fall, wo die Diode mit dem Strom  $I_0$  entladen wird, kann Gleichung (5) auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$-I_0 dt = q N(w) F dw . \tag{7}$$

Ist  $I_0$  konstant, so erhalten wir durch Ableiten von (3) nach der Zeit und Einsetzen in (7) die Bestimmungsgleichung für die Dotierung:

$$N^{-1}(w) = - F^2 q \varepsilon I_0^{-2} \frac{d^2U}{dt^2} . \tag{8}$$

Gemäss den Gleichungen (3) und (8) erscheint auf einem Oszillographen das reziproke «effektive Dotierungsprofil», wenn dessen  $x$ -Eingang mit der ersten, der  $y$ -Eingang mit der zweiten zeitlichen Ableitung der Diodenspannung gespeist wird.

Im folgenden sollen nun einige der zu Beginn dieses Abschnitts aufgestellten vereinfachenden Annahmen etwas genauer untersucht werden (weitere kritische Artikel: [12 – 14]). Vor allem ist abzuklären, wieweit die in Wirklichkeit vorhandenen Abweichungen vom idealen Verhalten vernachlässigbar sind, oder ob sie sich sogar mit geeigneten Massnahmen kompensieren lassen.

### 3. Auswirkung der Minoritätsladungsträger auf die Messung

Unsere vereinfachenden Annahmen vernachlässigten jeden Einfluss von Minoritätsladungsträgern; wir betrachteten den  $pn$ -Übergang als ideal isolierend. In Wirklichkeit sind jedoch Diffusions- und Generationsströme zu berücksichtigen. Die Summe dieser störenden Ströme bezeichnen wir mit  $I_p = I_d + I_{rg}$ , wobei  $I_p$  in Diodenleitrichtung positiv zu zählen sei. Sie wirken als Nebenschlüsse zur Diode. Da alle in Abschnitt 2 abgeleiteten Gleichungen bis auf (8) auch für Entladen mit zeitlich variablem Strom gelten, berechnet man leicht die neuen Gleichungen für Entladung mit dem Strom  $I_0 - I_p$ , wobei  $I_0$  der konstante Strom unserer Stromquelle ist:

$$w = \frac{F \varepsilon}{I_0 - I_p} \frac{dU}{dt} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} N^{-1}(w) &= - \frac{F^2 q \varepsilon}{(I_0 - I_p)^2} \left[ \frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{1}{I_0 - I_p} \frac{dU}{dt} \frac{dI_p}{dt} \right] \\ &= - \frac{F^2 q \varepsilon}{(I_0 - I_p)^2} \frac{d^2 U}{dt^2} - \frac{q w^2}{\varepsilon} \frac{1}{I_0 - I_p} \frac{dI_p}{dU} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Der Vergleich von (9) und (10) mit (3) und (8) führt auf folgende Bedingungen für kleine Messfehler<sup>2)</sup>:

$$I_0 \gg 2 |I_p|, \quad (11)$$

$$I_0 \gg \frac{q}{\varepsilon} N(w) w^2 \left| \frac{dI_p}{dU} \right|. \quad (12)$$

Sie müssen über den ganzen Messbereich der Diode erfüllt sein, für dessen obere Grenze wir in den folgenden Abschätzungen 0 Volt setzen.

Ungleichung (12) kann nun weiter vereinfacht werden. Einsetzen von (7) in (3) ergibt:

$$\frac{dU}{dw} = - \frac{q}{\varepsilon} N(w) w. \quad (13)$$

Damit lautet die vereinfachte Form von (12):

$$I_0 \gg w \left| \frac{dI_p}{dw} \right| = \left| \frac{dI_p}{d \ln w} \right|. \quad (14)$$

Die hier abgeleiteten Messbedingungen (11) und (12) bzw. (14) werden nun zuerst auf den Fall reiner Diffusionsströme angewendet, wo also Erzeugung und Rekombination in der Raumladungszone vernachlässigbar sind.

#### 3.1. Einfluss von Diffusionsströmen ( $I_{rg} = 0$ )

Anschaulich setzt sich der Diffusionsstrom  $I_d$  aus einem stationären Anteil («Shockley-Gleichung») und einem Ladestrom für Konzentrationsänderungen in den Bahngebieten zusammen (bei zeitlich sinusförmigem Verlauf einer Diffusions- oder Injektionskapazität zugeschrieben). Man erhält den Diffusionsstrom aus der Diffu-

<sup>2)</sup> Das Zeichen  $\gg$  gibt im folgenden jeweils ein Mass für den Messfehler in dem Sinn, dass z. B. für einen Fehler von 1% die linke Seite etwa hundertmal grösser sein muss als die rechte.

sionsgleichung unter Berücksichtigung der in unserem Experiment geltenden Bedingungen.

Der Einfachheit halber nehmen wir einen abrupten Übergang an, dessen  $n$ -Gebiet viel hochohmiger sein soll als die  $p$ -Seite, d.h. der durch den Übergang fließende Strom ist zur Hauptsache ein Löcherstrom. Unter der Voraussetzung, dass die Diode für  $t = 0$  im stationären Gleichgewicht ist, erhält man nach [15] als Lösung der Diffusionsgleichung:

$$I_d(t) = I_s \left[ \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} e^{-t/\tau} \int_0^t \frac{dG(s)/ds}{\sqrt{t-s}} ds + G(0) \left( 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) \right] \quad (15)$$

mit

$$G(t) = [\exp(\lambda U(t)) - 1] \exp(t/\tau)$$

und

$$\lambda = q/(k T) .$$

Der Sättigungssperrstrom ist mit  $I_s$  bezeichnet, die Lebensdauer der Löcher mit  $\tau$ .

Wir betrachten nun den folgenden vereinfachten Entladevorgang: Für  $t \leq 0$  befindet sich die Diode im stationären Gleichgewicht, und zwar sei sie stark in Sperrrichtung vorgespannt. Zur Zeit  $t = 0$  beginnt dann die Entladung mit dem konstanten Strom  $I_0$ . Zu Beginn ist der Vorgang ganz durch das Entladen der Sperrschichtkapazität bestimmt. Erst bei kleinen Spannungen beginnt die Aufladung der Bahngebiete (Diffusionsschwänze) eine Rolle zu spielen und darf zuerst als Effekt zweiter Ordnung behandelt werden. Zur Abschätzung dieses Einflusses nehmen wir vereinfachend an, die Spannung  $U(t)$  ändere sich linear mit der Zeit, was gleichbedeutend ist mit der Annahme, dass die Sperrschichtkapazität bzw. die Breite der Raumladungszone konstant bleibt. Diese Näherung ist deshalb erlaubt, weil die prozentuale Änderung des Diffusionsstroms viel grösser ist als jene der Raumladungszonenbreite (Diffusionsstrom mit  $\exp(\lambda U)$ , Zonenbreite siehe Gleichung (13)).

Setzt man nun noch  $U(t = 0) \rightarrow -\infty$ , so erhält man aus Gleichung (15) für den totalen Diffusionsstrom (vergleiche Anhang):

$$I_d(U) = I_s \left[ \sqrt{1 + \frac{\tau \lambda I_0 w}{F \varepsilon} \exp(\lambda U) - 1} \right] . \quad (16)$$

Darin bedeutet  $w$  die mittlere Breite der Raumladungszone in jenem Spannungsgebiet, wo der störende Diffusionsstrom gerade wichtig zu werden beginnt (gegeben durch die einschneidendere der Messbedingungen (11) und (12)).

Wie erwartet geht das Ergebnis bei Streichung des zweiten Glieds unter der Wurzel (z.B. bei kleiner Lebensdauer oder langsamer Entladung) in die stationäre Shockley-Gleichung über. Es lässt sich vom stark asymmetrischen auf den allgemeinen Fall des abrupten Übergangs erweitern durch Addition des Löcher- und des Elektronenstroms, wobei beide aus Gleichung (16) mit den entsprechenden Werten von  $I_s$  und  $\tau$  erhalten werden.

Um möglichst anschauliche Messbedingungen herzuleiten, formen wir den zweiten Term unter der Wurzel in (16) um:

$$\frac{\tau \lambda I_0 w}{F \varepsilon} = \frac{I_0}{I_s} \frac{\tau \lambda I_s w}{F \varepsilon} = \frac{I_0}{I_s} \frac{L_p w}{2 L_D^2} \frac{p_n}{N_D} = \frac{I_0}{I_s} \alpha \quad (17)$$

$L_p...$  Diffusionslänge der Löcher im  $n$ -Material,

$L_D...$  =  $\sqrt{\epsilon k T / (2 q^2 N_D)}$  Debye-Länge im  $n$ -Material,

$p_n...$  Löcherkonzentration im  $n$ -Material im thermodynamischen Gleichgewicht.

Da wir für unsere Abschätzung einen einseitig hoch dotierten abrupten Übergang voraussetzen, bei dem  $w = 2 L_D \sqrt{\lambda (\phi - U)}$  gilt<sup>3)</sup>, kann man auch schreiben:

$$\kappa = \sqrt{\lambda (\phi - U)} \frac{L_p}{L_D} \frac{p_n}{N_D} = \sqrt{\lambda (\phi - U)} \frac{L_p}{L_D} \left( \frac{n_i}{N_D} \right)^2 \quad (18)$$

Beispielsweise berechnet sich für eine Germanium-Diode mit  $1 \Omega\text{cm}$   $n$ -Grundmaterial ( $\tau = 100 \mu\text{sec}$ ) bei Zimmertemperatur und 0 Volt  $\kappa$  zu  $\approx 6$ .

Einsetzen von (16) in (11) und (12) ergibt die Bedingungen für kleine Messfehler (Ungleichung (11) ist schon Voraussetzung, dass unsere Näherung erlaubt ist):

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \left| \sqrt{1 + \frac{I_0}{I_s} \kappa \exp(\lambda U)} - 1 \right| \quad (19)$$

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \lambda (\phi - U) \sqrt{1 + \frac{I_0}{I_s} \kappa \exp(\lambda U)} \quad (20)$$

In (20) ist die Breite der Raumladungszone für den abrupten Übergang bereits eingesetzt. Ihre Änderung mit der Spannung wurde beim Ableiten gegenüber dem exponentiell spannungsabhängigen Term vernachlässigt.

Um (19) und (20) im ganzen Messbereich ( $U \leq 0$ ) zu erfüllen, genügt es, (19) für  $U \rightarrow -\infty$  und  $U = 0$  sowie (20) für  $U = 0$  zu bestätigen:

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \quad (21a)$$

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \left[ \sqrt{1 + \frac{I_0}{I_s} \kappa (U=0)} - 1 \right] \quad (21b)$$

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \lambda \phi \sqrt{1 + \frac{I_0}{I_s} \kappa (U=0)} \quad (22)$$

Messbedingung (21b) vereinfachen wir mit Hilfe der Ungleichung  $\sqrt{1+x} \leq 1 + \sqrt{x}$  (für  $x \geq 0$ ), während wir für (22) folgende grobe Abschätzung benutzen:

$$\sqrt{1+x} \approx \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq x \leq 1 \\ \sqrt{x} & \text{für } x \geq 1 \end{cases} \quad (23)$$

Schreibt man die vereinfachten Bedingungen auf, so stellt man fest, dass damit gleichzeitig eine Trennung in stationäre (24a, 25a) und durch die Umladung der Bahngebiete gegebene Bedingungen (24b, 25b) erreicht wurde:

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \quad (24a)$$

$$\sqrt{\frac{I_0}{I_s}} \gg 2 \sqrt{\kappa (U=0)} \quad (24b)$$

$$\frac{I_0}{I_s} \gg 2 \lambda \phi \quad (25a)$$

$$\sqrt{\frac{I_0}{I_s}} \gg 2 \lambda \phi \sqrt{\kappa (U=0)} \quad (25b)$$

<sup>3)</sup>  $\phi$  bedeutet hier nur in erster Näherung das Diffusionspotential. Der Unterschied resultiert aus der in Abschnitt 4 beschriebenen Verschmierung [12].

3.2. Einfluss von Generationsströmen ( $I_d = 0$ )

Nach [16] gilt unabhängig vom Dotierungsprofil für genügend grosse Spannung in Sperrichtung ( $-\lambda U \gg 1$ ):

$$\frac{I_{rg}}{w} = F q R = \text{konst.} \tag{26}$$

wo  $I_{rg}$  der Rekombinations-Generations-Strom und  $R$  die Rekombinationsrate ist. Anwendung der Ungleichung (11) auf (26) führt zur Messbedingung:

$$I_0 \gg 2 \text{Max} |I_{rg}| . \tag{27}$$

((14) ist damit automatisch erfüllt.)

Eine genauere Untersuchung anhand der Rekombinationstheorie [16] ergibt, dass unsere Messbedingungen für den ganzen Sperrbereich bis 0 Volt erfüllt sind, wenn ausser (27) noch folgende vereinfachte Abschätzung gilt:

$$w \cdot \frac{2 D(w) \phi - U}{\phi - U} \lesssim w_{max} \tag{28}$$

worin  $w_{max}$  die maximale bei der Messung erreichte Breite der Raumladungszone ist, und  $D(w)$  folgendermassen definiert ist:

$$D(w) = \frac{N(w) w^2}{\int_0^w N(w) w dw} = \frac{d \ln(\phi - U)}{d \ln w} = - \frac{d \ln(\phi - U)}{d \ln C} . \tag{29}$$

$C$  bedeutet hier die Sperrschichtkapazität. Für den abrupten und den linearen Übergang ist  $D(w)$  eine Konstante mit dem Wert 2 bzw. 3.

3.3. Zusammenfassung der Auswirkungen von Minoritätsladungsträgern

Beim Überprüfen der Messbedingungen für eine Diode sind alle vorher besprochenen Einflüsse der Minoritätsladungsträger zu berücksichtigen. Allerdings können oft gewisse Beiträge von vornherein vernachlässigt werden. So kann man sich bei Zimmertemperatur für Si-Dioden im allgemeinen auf Kontrolle der Bedingung (27) beschränken, für Ge-Dioden auf (25).

In unserer Messanordnung (Fig. 1) wird die Diode am Ende des Entladevorgangs in Leitrichtung gepolt. Das hat zur Folge, dass nach einem gewissen Zeitpunkt mindestens eine der Messbedingungen nicht mehr erfüllt ist, d. h. das auf dem Bildschirm sichtbare Dotierungsprofil entspricht dort nicht mehr der Wirklichkeit. Dieses bei kleiner Breite der Raumladungszone vorgetäuschte Profil erscheint in der Form eines Buckels (vgl. Fig. 4).

Das Prinzip nach Figur 1 wurde so gewählt, dass das Umladen der Bahngebiete möglichst wenig stört: Beim Starten mit negativer Spannung sind diese zum grossen Teil von Minoritätsladungsträgern entblösst. Wird nun die Spannung positiver, so müssen nur die dem  $pn$ -Übergang nächsten Gebiete sofort aufgefüllt werden, während sich die Aufladung von entfernteren Gebieten bei der Messung erst später auswirkt, wenn unterdessen die Spannung schon positiver geworden ist. Beim umgekehrten Vorgang (Starten mit vorwärts gepolter Diode; in der Schaltung nach Figur 3c) während einer Halbperiode durchlaufen) sind zu Beginn die Bahngebiete von Minori-



tätsladungsträgern überflutet. Wird die Spannung negativer, so müssen diese weggeführt werden. Wieder wirken sich jene aus den entfernteren Gebieten erst später aus, jetzt aber in einem Zeitpunkt, wo die Spannung weiter abgesunken ist und damit die Raumladungszone breiter geworden ist. In diesem Fall stört also der Diffusionsanteil die Messung stark, da er sich bis zu grossen Breiten der Raumladungszone bemerkbar macht.

#### 4. Andere Abweichungen von der idealen Messung

Wir nahmen an, die Raumladungszone sei scharf begrenzt. In Wirklichkeit ist aber diese Grenze wegen der Diffusion der beweglichen Ladungsträger gegen das elektrische Feld der Raumladungszone etwas verschmiert [17]. Die Breite der Verschmierung und damit die Grenze der Auflösung für die Dotierungsprofilmessung ist von der Grössenordnung der Debye-Länge  $L_D = \sqrt{\epsilon k T / (2 q^2 N_D)}$ . Darin bedeutet  $N_D$  die Nettodotierungskonzentration an der betreffenden Stelle. Als Beispiel erhält man für Silizium von  $10 \Omega\text{cm}$  bei Zimmertemperatur:  $L_D \approx 0,1 \mu$ .

Beim Ausmessen einer Diode werden jeweils auch spannungsunabhängige Gehäuse- und Schaltkapazitäten mitgemessen. Sie würden das Dotierungsprofil verfälschen, hätte man es nicht in der Hand, konstante Kapazitäten zu neutralisieren. Da diese meist nicht getrennt von der Diode bestimmt werden können, muss man allerdings gewisse Annahmen treffen. So nehmen wir z. B. für diffundierte und legierte Dioden an, die Dotierung sei auf der hochohmigeren Seite weit vom Übergang entfernt konstant.

Eine konstante parasitäre Kapazität  $C_s$  parallel zur idealen Diode kann mit einem zusätzlichen Strom  $I_n$  neutralisiert werden ( $I_n$  gleich gerichtet wie  $I_0$ ). Es muss gelten:

$$I_n = C_s \frac{dU}{dt} \quad (30)$$

Beispiele für die technische Realisation dieser Stromquelle werden im nächsten Abschnitt gegeben.

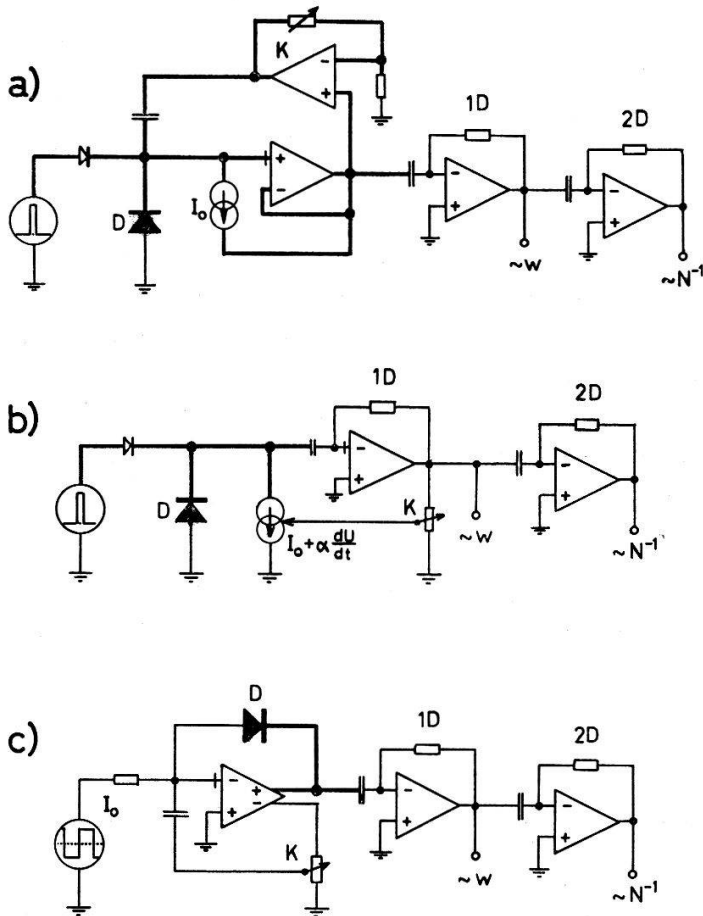
Wenn man von Effekten zweiter Ordnung absieht, ist ein konstanter ohmscher Seriewiderstand zur Diode unschädlich. Da Diode und Widerstand vom gleichen konstanten Entladestrom durchflossen sind, entsteht über dem Widerstand ein konstanter Spannungsabfall, der beim Differenzieren keinen Beitrag liefert.

#### 5. Technische Realisation

Das in Abschnitt 1 dargestellte Prinzip kann auf verschiedene Arten verwirklicht werden. Die dabei auftretenden Probleme sind jedoch ähnlich: a) Die elektronische Schaltung soll hohe Diodenmeßspannungen verarbeiten können. b) Die Diode darf durch die Messung nicht belastet werden. c) Eine zu tiefe obere Grenzfrequenz der Messapparatur verschlechtert die Auflösung. d) Eine zu hohe Grenzfrequenz verschlechtert das Verhältnis Signal zu Rauschen.

Figur 3 zeigt drei mögliche Schaltungen. Sie werden im folgenden kurz diskutiert.

Die Schaltungen a) und b) arbeiten genau nach dem in Abschnitt 1 beschriebenen Prinzip: Ein Spannungspuls lädt die Diode auf; dann wird sie mit einem konstanten Strom entladen. Version c) dagegen weicht davon ab. Die Diode ist hier im Gegenkopplungsweig eines Operationsverstärkers angeordnet. Während der negativen Halbwelle des Rechteckgenerators wird die Sperrschichtkapazität der Diode mit einem konstanten Strom aufgeladen, um dann während der positiven Halbwelle mit einem dem Betrag nach gleich grossen Strom entladen zu werden. Man erhält so zwei prinzipiell gleiche Dotierungsprofile, die sich allerdings wegen der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Effekte trotzdem unterscheiden können<sup>4)</sup>. Zusätzliche Differenzen würden durch Umladung von langsamen Traps hervorgerufen [10, 11].



Figur 3

Drei Schaltungen zur Bestimmung des Dotierungsprofils.

$D$  Auszumessende Diode.

$I_0$  Stromquelle für Diodenstrom.

$K$  Schaltung zur Neutralisation der Schaltkapazität.

$1D$  Erster Differentiator.

$2D$  Zweiter Differentiator.

Hochohmige Eingänge (FET oder Röhre) sind mit einem Querstrich bezeichnet. Zeitweise auf hohem Potential liegende Leitungen sind dick ausgezogen.

Schaltung a) ist für hohe Diodenmeßspannungen wenig geeignet, da diese hier von einem grossen Teil der Elektronik verarbeitet werden müssen. Dafür kommt sie mit einer einfachen Stromquelle aus, wird doch deren Fusspunkt dem Diodenpotential dauernd nachgeführt. In Ausführung b) wird die Diode direkt mit dem (kleinen) Differenzierkondensator belastet. Hier muss nur noch ein Bruchteil der Schaltung für hohe Spannungen ausgelegt sein. Hingegen werden hohe Anforderungen an die Stromquelle gestellt.

<sup>4)</sup> Interessant ist, dass deshalb ohne Änderung mit Schaltung c) gleichzeitig zum Dotierungsprofil auch die Lebensdauer  $\tau$  der Minoritätsladungsträger bestimmt werden kann («Reverse Recovery»-Methode). Man beobachtet dazu die Zeit zwischen dem negativen Generatorhalbwelle und dem Nulldurchgang der Diodenspannung (Speicherzeit  $t_f$ ). Nach [15] erhält man daraus für unseren Fall unter der Voraussetzung, dass die Diode genügend lange in Leitrichtung gepolt war:  $\tau \sim 4,4 t_f$ .

Störend an beiden Versionen sind die vielen Parallelkapazitäten zur Diode: Einerseits die Ansteuerdiode (schnelle Schaltdiode), dann Verdrahtungskapazitäten, die Gehäusekapazität der Messdiode und bei b) noch die Kapazitäten der Stromquelle und des Differenzierkondensators. Theoretisch können zwar beliebig grosse konstante Parallelkapazitäten zur Diode neutralisiert werden, doch beginnen sich in der Praxis Schwierigkeiten einzustellen, wenn sie in der Grössenordnung der Sperrschichtkapazität der auszumessenden Diode liegen (hauptsächlich wegen Phasendrehungen über den Neutralisationspfad).

Schaltung c) besitzt nun den Vorteil, dass alle Kapazitäten gegen Erde für die Messung unschädlich sind. Einzig die störende Schaltkapazität zwischen den beiden Diodenanschlüssen muss neutralisiert werden. Ausserdem wird die Ansteuerdiode vermieden. Allerdings bereitet der Bau des ersten Operationsverstärkers, der mit variablen Kapazitäten gegenkoppelbar sein muss und am Ausgang hohe Spannungen liefern soll, einige Schwierigkeiten.

Wegen des zweimaligen Differenzierens ist unser Messprinzip empfindlich auf hochfrequentes Rauschen. Der Frequenzgang der Differenzierschaltungen muss deshalb nach oben begrenzt werden. Im übrigen ist bei der Dimensionierung der Eingangsstufe und bei der Wahl der Bauteile auf kleines Rauschen zu achten. Schaltung b) ist nicht sehr günstig, da die erste Differenzierkapazität klein gewählt werden muss, um die Diode nicht zu sehr zu belasten.

Die Genauigkeit der beschriebenen Dotierungsmessmethoden ist, wenn wir von den in den Abschnitten 3 und 4 behandelten Effekten absehen, durch die elektronische Schaltung gegeben. Eine gute relative Genauigkeit bedingt grossen Innenwiderstand der Stromquelle, grosse Eingangsimpedanz des ersten Operationsverstärkers und gute Linearität der Schaltungen. Für eine grosse absolute Genauigkeit ist ausserdem die exakte Eichung der Stromquelle und der Differenzierzeitkonstanten sowie gute Stabilität der ganzen Elektronik Voraussetzung.

## 6. Messungen

Um die Tauglichkeit und Qualität der beschriebenen Dotierungsmessmethode zu erproben, wurde sie an einigen Dioden mit dem üblichen Verfahren [1, 2] verglichen, bei welchem die Dotierung<sup>5)</sup> aus einzelnen Kapazitätsmesswerten bestimmt wird.

Für die meisten Messungen, insbesondere für die in den Figuren 4 bis 6 wiedergegebenen, benutzten wir eine Schaltung nach Figur 3c. Sie wurde für eine maximale Diodenspannung von 180 Volt dimensioniert und vollständig in Halbleiter-Technik ausgeführt. Die Verstärkung des ersten Operationsverstärkers beträgt ca. 2500, sein Produkt aus Verstärkung und Bandbreite etwa 30 MHz. Der verwendete Rechteckgenerator liefert ein Signal von  $\pm 16$  Volt. Die zur Beschneidung des hochfrequenten Rauschens in der Differenzierschaltung eingebauten Tiefpässe sind umschaltbar bis zu einer oberen Grenzfrequenz von 2 MHz.

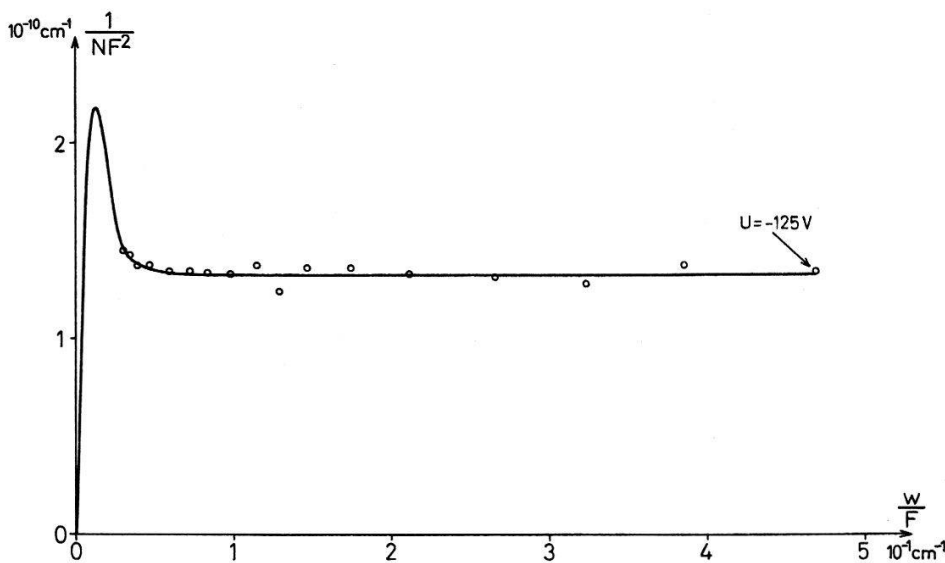
Die beiden an den Ausgängen zur Verfügung stehenden differenzierten Signale wurden einerseits auf einen Oszillographen gegeben, andererseits mit einem Sampling-System abgetastet und einem  $xy$ -Schreiber zugeführt.

<sup>5)</sup> Mit «Dotierung» ist im folgenden immer die in Gleichung (6) definierte «effektive Dotierung» gemeint.

Für die Vergleichsmessungen nach dem üblichen Verfahren bestimmten wir die Diodenkapazität bei verschiedenen Spannungen mit einer extern gespeisten GR-Impedanz-Brücke 1608 und Nulldetektor. Nach Subtraktion der Schaltkapazität wurde dann daraus mit einem WANG-Tischrechner das Dotierungsprofil ermittelt. Messobjekte waren käufliche gekapselte Silizium-Gleichrichter- und Zenerdioden. Da uns deren Diodenfläche unbekannt war, konnten wir nur das Produkt  $N F^2$  bestimmen. Es ist zu beachten, dass Oberflächeneffekte nicht von der Volumendotierung unterschieden werden können. Da sie sich aber bei beiden Methoden gleich auswirken (bis auf langsame Oberflächenzustände), stören sie unseren Vergleich nicht.

Die mit den beiden Methoden gemessenen Absolutwerte der Dotierung stimmten meist besser als auf 10% überein. Dabei waren der Entladestrom der Diode und die Differenzierzeitkonstanten auf je ca. 3% bekannt. Wir erhielten z. B. für das Grundmaterial einer Diode 1 N 4722 (siehe Fig. 5) nach unserer Methode:  $N F^2 = 2,03 \cdot 10^{12} \text{ cm}$ , aus einzelnen Kapazitätsmessungen:  $N F^2 = 1,89 \cdot 10^{12} \text{ cm}$ .

Die Figuren 4 bis 6 geben einige Dotierungsprofile wieder. Die mit den beiden Messmethoden gewonnenen Kurven wurden jeweils bei der maximalen Meßspannung zur Deckung gebracht.



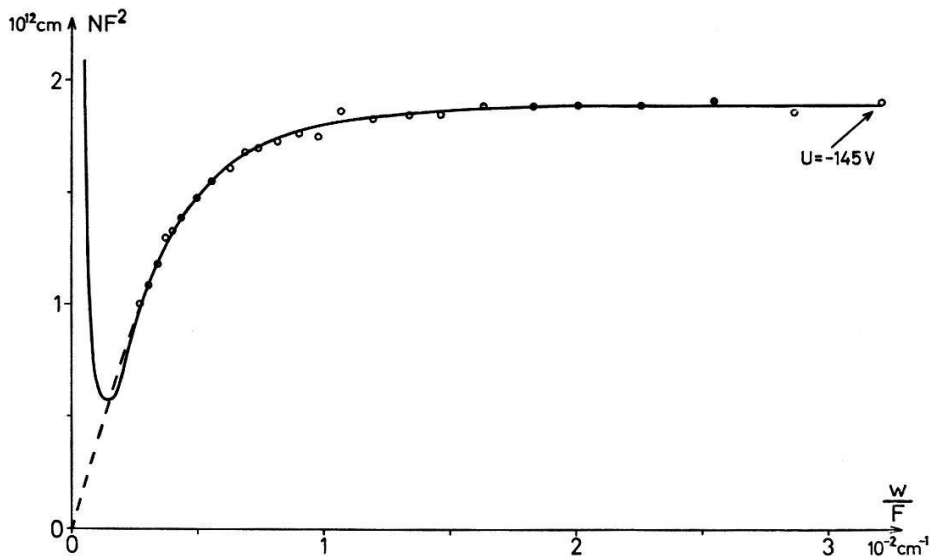
Figur 4  
 Reziprokes Dotierungsprofil einer Diode OA 210.  
 Durchgezogene Linie: neue Messmethode. Punkte: aus Kapazitätsmessungen bestimmt.

Figur 4 zeigt das reziproke Dotierungsprofil einer Diode OA 210. Auffallend ist bei kleiner Breite  $w$  der Raumladungszone der in Abschnitt 3.3 beschriebene Buckel, der durch Minoritätsladungsträger verursacht wird. Die Diode ist in diesem Gebiet aber bereits in Leitrichtung gepolt.

Das Dotierungsprofil einer Diode 1 N 4722 in Figur 5 wurde aus einer Messung des reziproken Profils umgezeichnet. Es zeigt, dass in der Praxis meist leicht für  $w \rightarrow 0$  extrapoliert werden kann, ohne dass genau bekannt ist, bis wo die Messbedingungen (siehe Abschnitt 3) erfüllt sind.

Die dritte Diode (ZD 100) zeigte ein sonderbares Verhalten sowohl im Sperrstrom wie im Dotierungsprofil (siehe Fig. 6). Da andere Dioden des gleichen Typs ein

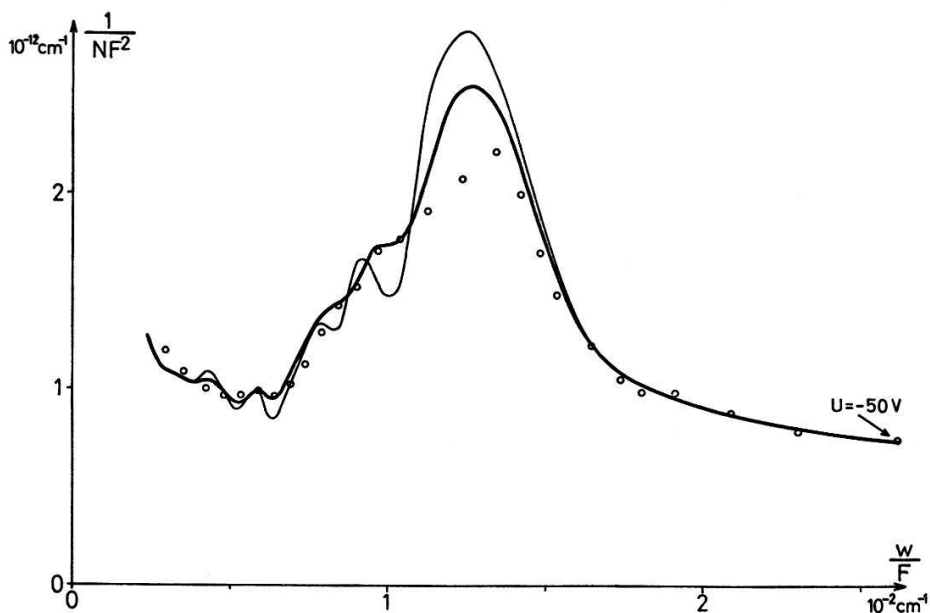
gleichmässigeres Profil ergaben, muss angenommen werden, dass das Verhalten auf Schäden zurückzuführen ist. Uns interessierte diese Diode hauptsächlich zur Demonstration des Auflösungsvermögens: Bei hoher Grenzfrequenz der Differenzierschaltungen zeigt unsere Methode viele Einzelheiten. Durch sukzessives Zurückschalten der Grenzfrequenz verflacht sich das Bild (der Entladestrom der Diode wird dabei konstant gelassen), und man erreicht schliesslich die aus einzelnen Kapazitätsmessungen gewonnene Dotierungskurve. Natürlich könnte auch deren Auflösung mit entsprechendem Aufwand verbessert werden. Doch führte in unserer Brückenmessung eine Verkleinerung der Spannungsschritte und der Messwechselspannung nur zu einer grösseren Streuung der Messpunkte.



Figur 5

Dotierungsprofil einer Diode 1 N 4722.

Durchgezogene Linie: neue Messmethode. Punkte: aus Kapazitätsmessungen bestimmt.



Figur 6

Reziprokes «Dotierungsprofil» einer vermutlich beschädigten Diode ZD 100.

Dünne Linie: obere Grenzfrequenz der Differenzierschaltung 400 kHz. Dicke Linie: Grenzfrequenz 130 kHz. Punkte: aus Kapazitätsmessungen bestimmt.

Abschliessend stellen wir fest, dass die beschriebene Methode zur Messung von Dotierungsprofilen in Halbleiter-Dioden in vielen Fällen, vor allem für Routine-messungen, sehr vorteilhaft ist. Der Vergleich mit der üblichen Messmethode zeigt, dass man hier trotz verhältnismässig kleinem Aufwand eine gute Messgenauigkeit bei kurzer Messzeit erzielt.

Wir möchten Herrn Dr. F. Buschor für wertvolle Hinweise und Diskussionen danken sowie dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

### Anhang: Lösung von Gleichung (15)

Die Spannung steige linear mit der Zeit:  $U(t) = -U_0 + \alpha t$ . Einsetzen in (15) und Berechnung der Integrale nach

$$\int_0^r \frac{\exp \varrho}{\sqrt{r - \varrho}} d\varrho = \sqrt{\pi} \exp r \operatorname{erf} \sqrt{r} \quad (\text{vgl. [15], Appendix III})$$

ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{I_d(t)}{I_s} &= \sqrt{1 + \tau \lambda \alpha} \exp [\lambda (-U_0 + \alpha t)] \operatorname{erf} \sqrt{(1 + \tau \lambda \alpha) \frac{t}{\tau}} \\ &+ \exp (-\lambda U_0) \left( 1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) - 1. \end{aligned}$$

Setzt man nun ein:  $U(t) = -U_0 + \alpha t$  und:  $U(t=0) = -U_0 \rightarrow -\infty$ , so wird:

$$\frac{I_d(t)}{I_s} = \sqrt{1 + \tau \lambda \alpha} \exp(\lambda U) \operatorname{erf} \sqrt{(1 + \tau \lambda \alpha) \frac{\tau}{t}} - 1.$$

Der interessierende Spannungsbereich liegt bei  $U \approx 0$ . Daraus folgt:  $\alpha t \approx +U_0 \rightarrow +\infty$ , und damit:

$$I_d(U) = I_s \left[ \sqrt{1 + \tau \lambda \alpha} \exp(\lambda U) - 1 \right].$$

Durch Einsetzen von  $\alpha = dU/dt$  aus Gleichung (3) erhält man (16).

### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] W. SCHOTTKY, Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschichtgleichrichter, Z. Phys. 118, 539 (1942).
- [2] J. HILIBRAND, R. D. GOLD, Determination of the Impurity Distribution in Junction Diodes from Capacitance-Voltage Measurements, RCA Rev. 21, 245 (1960).
- [3] G. W. REUTLINGER, S. J. REGAS, D. J. SIDOR, B. SCHWARTZ, An Automatic Test Set for Measuring Dopant Concentration Profiles in Epitaxial Films, Solid-State Electron. 12, 31 (1969).
- [4] N. I. MEYER, T. GULDBRANDSEN, Method for Measuring Impurity Distributions in Semiconductor Crystals, Proc. IEEE 51, 1631 (1963).
- [5] Low-Cost British Instrument Plots Impurity Profiles of Semiconductors, Electronics 42/7, 179 (1969).
- [6] J. A. COPELAND, A Technique for Directly Plotting the Inverse Doping Profile of Semiconductor Wafers, IEEE Trans. Electron Devices ED-16, 445 (1969).

- [7] R. R. SPIWAK, *Design and Construction of a Direct-Plotting Capacitance Inverse-Doping Profiler for Semiconductor Evaluation*, IEEE Trans. Instrum. Measurement *IM-18*, 197 (1969).
- [8] A. AMBRÓZY, *A Simple  $dC/dV$  Measurement Method and its Applications*, Solid-State Electron. *13*, 347 (1970).
- [9] E. BALDINGER, R. STOCKER, *Über eine neue Messmethode für Dotierungsprofile in Halbleitern*, Tagung der Schweiz. Physikal. Ges., Luzern, 1./2. Mai 1970, Z. angew. Math. Phys. *21*, 674 (1970).
- [10] C. T. SAH, V. G. K. REDDI, *Frequency Dependence of the Reverse-Biased Capacitance of Gold-Doped Silicon  $p^+n$  Step Junctions*, IEEE Trans. Electron Devices *ED-11*, 345 (1964).
- [11] E. SCHIBLI, A. G. MILNES, *Effects of Deep Impurities on  $n^+p$  Junction Reverse-Biased Small Signal Capacitance*, Solid-State Electron. *11*, 323 (1968).
- [12] Y. F. CHANG, *The Capacitance of  $p$ - $n$  Junctions*, Solid-State Electron. *10*, 281 (1967).
- [13] D. P. KENNEDY, P. C. MURLEY, W. KLEINFELDER, *On the Measurement of Impurity Atom Distributions in Silicon by the Differential Capacitance Technique*, IBM J. Res. Dev. *12*, 399 (1968).
- [14] W. F. O'HEARN, Y. F. CHANG, *An Analysis of the Frequency Dependence of the Capacitance of Abrupt  $p$ - $n$  Junction Semiconductor Devices*, Solid-State Electron. *13*, 473 (1970).
- [15] B. LAX, S. F. NEUSTADTER, *Transient Response of a  $p$ - $n$  Junction*, J. appl. Phys. *25*, 1148 (1954).
- [16] C. T. SAH, R. N. NOYCE, W. SHOCKLEY, *Carrier Generation and Recombination in  $p$ - $n$  Junctions and  $p$ - $n$  Junction Characteristics*, Proc. IRE *45*, 1228 (1957).
- [17] W. SHOCKLEY, *The Theory of  $p$ - $n$  Junctions in Semiconductors and  $p$ - $n$  Junction Transistors*, Bell System Techn. J. *28*, 435 (1949).