

# Die Bestimmung des Dotierungsprofils in Dioden mit grosser Haftstellendichte

Autor(en): **Stocker, Rudolf**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **45 (1972)**

Heft 5

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114420>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Die Bestimmung des Dotierungsprofils in Dioden mit grosser Haftstellendichte

von **Rudolf Stocker**

Institut für angewandte Physik, Universität Basel

(5. V. 72)

*Summary.* A recently described method for measuring doping profiles in semiconductor diodes [5] is shown to be applicable also for diodes containing traps. Diodes of arbitrary doping and trap distributions may be measured provided that the trap density does not exceed a certain limit. The method takes advantage of the fact that the trapping time constant in the space charge region increases with the distance from its edge. Therefore it is possible to hold practically the whole space charge region free from trapped charges when its width is reduced fast enough by discharging the diode. A simultaneous capacitance measurement and electronic processing according to the method mentioned above results in the recording of the doping profile eliminating trapping effects. The limits of application of this measuring method are estimated by means of a simple model. For a representative example it is found that the probability per unit time that a majority carrier will be captured when all traps are empty ( $=N_T \cdot c$ ) has to be less than about  $4 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ . These estimations are confirmed by experiments.

## 1. Einleitung

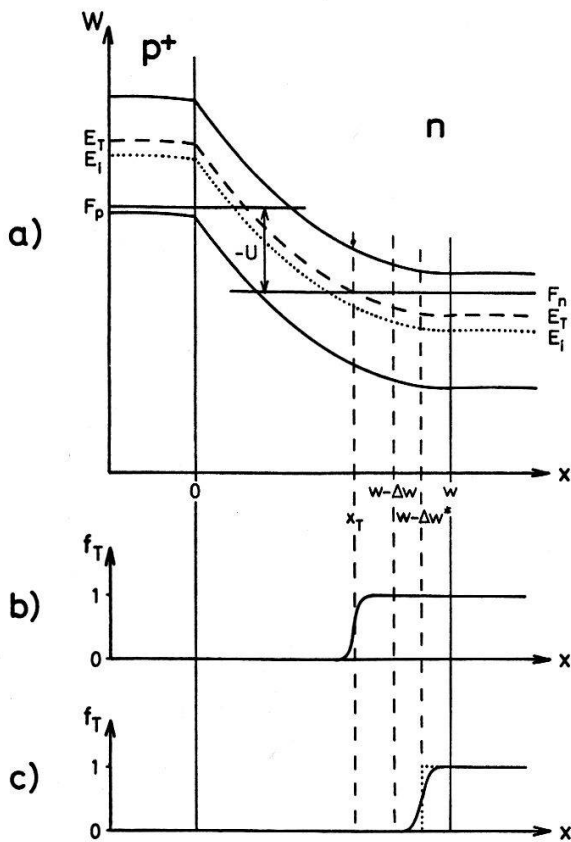
Die Bestimmung des Dotierungsprofils von Halbleiter-Dioden aus der Sperrschichtkapazität ist seit langem bekannt [1]. Solange die Konzentration von Haftstellen (Traps) sehr viel kleiner ist als die Dotierungskonzentration, ist das Vorgehen einfach, da in diesem Fall die Kapazität frequenzunabhängig ist. Bei grösserer Trapdichte bereitet jedoch die Interpretation der frequenzabhängigen Kapazitätswerte Schwierigkeiten. In der Literatur findet man nur zwei Fälle, für die der Einfluss von Traps quantitativ behandelt wird, nämlich den abrupten [2], [3] und den linearen [4]  $pn$ -Übergang. Bei letzterem liegen der Untersuchung allerdings stark einschränkende Annahmen zugrunde. In allgemeineren Fällen stellen sich bei der Separation der Beiträge der Dotierung und der Traps erhebliche Probleme.

In der vorliegenden Arbeit werden diese Probleme zunächst anhand eines einfachen Modells erörtert. Dann wird eine bereits beschriebene Dotierungsmessmethode [5] diskutiert, die diese Schwierigkeiten umgeht. Trapeinflüsse können damit weitgehend eliminiert werden, so dass die Dotierung unabhängig von vorhandenen Traps in Dioden mit beliebigem Dotierungsprofil ausgemessen werden kann.

## 2. Beschreibung der Messmethode an einem einfachen Modell

Als Modellbeispiel wird ein auf der  $p$ -Seite sehr hoch dotierter Übergang mit Elektronentraps der Energie  $E_T$  und der Konzentration  $N_T(x)$  betrachtet (siehe Fig. 1a). Die Trapdichte  $N_T(x)$  soll auf der  $n$ -Seite an jedem Ort  $x$  kleiner sein als die Konzentration der ionisierten Donatoren  $N_D(x)$ . Wir diskutieren nur jenen Fall, wo

das Trapniveau  $E_T$  im neutralen  $n$ -Material mindestens  $kT$  unter dem Fermienergie  $F_n$  liegt, da sonst der Einfluss der Traps von vornherein vernachlässigbar ist. Wird die Diode konstant mit der Spannung  $-U$  gesperrt, so sind die Traps für  $x > x_T$  gefüllt (Fig. 1b).  $x_T$  ist der Ort, an dem die Trapenergie und die Fermienergie zusammenfallen.



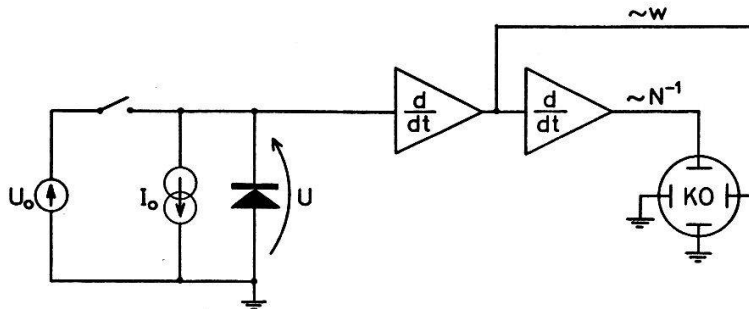
Figur 1

a) Bändermodell einer in Sperrichtung gepolten, einseitig hoch dotierten Diode mit einem Trapniveau  $E_T$ . b) Besetzungswahrscheinlichkeit  $f_T$  der Traps im stationären Fall. c)  $f_T$  bei rascher Verkleinerung der Breite  $w$  der Raumladungszone (.....Näherung für Rechnung Fall b).

Kapazitätsmessungen an dieser Diode mit Hilfe einer der Sperrspannung überlagerten Wechselspannung führen zu schwer interpretierbaren Resultaten. Denn im Gebiet zwischen  $x_T$  und dem Rand  $w$  der Raumladungszone ist ein Teil der festen Donatorladung durch die getrapte Ladung bereits kompensiert. Die Umladungen durch die Wechselspannung finden nicht nur wie in trapfreien Dioden bei  $x = w$  statt sondern mit abnehmender Messfrequenz immer stärker auch bei  $x = x_T$  (vgl. [2]). Nur beim abrupten Uebergang kann direkt aus tieffrequenten Kapazitätsmessungen nach Sah und Reddi [2] die Dotierung ermittelt werden.

Falls es jedoch möglich ist, durch geeignete messtechnische Massnahmen die Traps im Innern der Raumladungszone ( $0 < x < w$ ) leer zu halten und alle Ladungsänderungen auf der  $n$ -Seite bei  $x = w$  stattfinden zu lassen, so kann das Dotierungsprofil wieder in eindeutiger Weise aus der Sperrschichtkapazität bestimmt werden. Die von Stocker und Baldinger [5] beschriebene Dotierungsmessmethode erfüllt weitgehend diese Bedingung. Im Gegensatz zu den üblichen Verfahren wird hier die Diode nicht bei verschiedenen Sperrspannungen mit einer überlagerten Wechselspannung ausgemessen, sondern sie wird mit einem konstanten Strom entladen, nachdem sie zuvor stark in Sperrichtung vorgespannt worden ist (Fig. 2). Der zeitliche Verlauf der Diodenspannung ist von der Sperrschichtkapazität abhängig und führt durch elek-

tronische Weiterverarbeitung auf das Dotierungsprofil. Wird die Breite der Raumladungszone durch das Entladen der Diode genügend rasch verkleinert, so bleiben die Traps für  $x < w$  grösstenteils unbesetzt, da ihre Ladezeitkonstanten gross sind und gegen das Innere der Raumladungszone stark zunehmen (Zunahme invers proportional zur Konzentration der Majoritätsladungsträger). Die Änderung der Raumladung zur Kompensation der ortsfesten Donatorladungen findet daher in einem vernachlässigbar schmalen Gebiet  $w - \Delta w < x \leq w$  statt, das wir Umladungszone nennen wollen (vgl. Fig. 1c<sup>1)</sup>).



Figur 2

Prinzipielle Anordnung zur Dotierungsprofil-Messung nach [5].

Durch weitere Vereinfachung des oben beschriebenen Modells werden wir in der Lage sein die Bedingungen abzuschätzen, unter denen die beschriebene Dotierungsmessmethode nicht durch Traps beeinflusst wird.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass mit der beschriebenen Methode auch die Differenz der Dotierungs- und der Trapkonzentration ermittelt werden kann, indem man anstelle der Entladung die Aufladung der Diode mit einem konstanten Strom beobachtet und auswertet. Lädt man sie genügend rasch auf, so bleiben die Traps in der Raumladungszone alle gefüllt, und an deren Rand werden nur die freien Ladungsträger der Konzentration  $N_D(x) - N_T(x)$  weggeführt. Vor dem Aufladevorgang müssen sich die Trapladungen im Gleichgewicht befinden, und die Diode darf nicht in Leitrichtung gepolt sein, damit das Umladen der Diffusionskapazität die Messung nicht stört (vgl. [5], Abschnitt 3).

### 3. Abschätzung der Messbedingungen

Theoretisch soll nun am oben eingeführten Modell der einseitig hoch dotierten Diode mit ortsabhängiger Dotierungs- und Trapkonzentration der Anwendungsbereich unserer Messmethode abgeschätzt werden.

Wir bezeichnen mit  $f_T(x, t)$  die Wahrscheinlichkeit, dass ein Trap der Energie  $E_T$  mit einem Elektron besetzt ist, und erhalten nach [6], Gleichung (3.8):

$$\frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} = c_n[(1 - f_T(x, t)) \cdot n(x, t) - f_T(x, t) \cdot n_1] \quad (1)$$

$c_n$  ... Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit dass ein Elektron von einem leeren Trap pro Volumeneinheit eingefangen wird,

$n = n_i \cdot \exp(F_n - E_i)/kT$  ... Dichte der freien Elektronen,

$n_1 = n_i \cdot \exp(E_T - E_i)/kT$  ... Dichte der freien Elektronen wenn das Ferminiveau  $F_n$  mit dem Trapniveau  $E_T$  zusammenfällt.

<sup>1)</sup> Bei  $x = w$  ist Ladungsneutralität erreicht, jedoch brauchen dort noch nicht alle Traps negativ geladen zu sein. Sie werden dann im neutralen Gebiet  $x > w$  durch Elektronen aus dem Leitungsband gefüllt.

Die Poissongleichung auf der  $n$ -Seite der Raumladungszone lautet, falls die freien Ladungsträger wie üblich vernachlässigt werden:

$$\frac{\partial^2 W(x, t)}{\partial x^2} = \frac{q^2}{\epsilon} (N_D(x) - f_T(x, t) \cdot N_T(x)) \quad (2)$$

$W$  ... Elektronenenergie,

$q$  ... Ladung des Elektrons,

$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$  ... Dielektrizitätskonstante des Halbleitermaterials.

Entlädt man die Diode mit dem konstanten Strom  $I_0$ , wie dies bei unserer Messmethode nach Figur 2 der Fall ist, so ändert sich nach [5] die Breite  $w$  der Raumladungszone wie folgt, sofern alle Ladungsänderungen nahe bei  $x = w$  stattfinden:

$$\frac{dw}{dt} = - \frac{I_0}{q \cdot F \cdot N_D(w)} = - \frac{i_0}{q \cdot N_D(w)} \quad (3)$$

$F$  bezeichnet den Querschnitt der Diode,  $i_0$  die Stromdichte.

Aus dem Gleichungssystem (1), (2), (3) kann  $f_T$  bestimmt werden. Zur Vereinfachung der Rechnung vernachlässigen wir in Gleichung (1) den Term  $f_T \cdot n_1$ , der bei der Integration dieser Gleichung einen unwesentlichen Beitrag liefern würde:

$$\frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} = c_n \cdot (1 - f_T(x, t)) \cdot n(x, t). \quad (4)$$

Fall a: Geringer Einfluss der getrapten Ladungsträger auf die Raumladung.

Zunächst behandeln wir den einfachen Fall, bei dem die Raumladung durch die getrapten Ladungen wenig gestört wird:

$$f_T(x, t) \cdot N_T(x) \ll N_D(x) \quad \text{für } x \leq w.$$

Der zweite Term auf der rechten Seite der Poissongleichung (2) kann somit gestrichen werden. Da wir uns auf eine blosse Abschätzung der Messbedingungen beschränken, dürfen wir annehmen,  $N_D(x \leq w)$  sei gleich  $N_D(w)$ <sup>2)</sup>. Nach Einführung der Debye-Länge im  $n$ -Material  $L_D(x) = \sqrt{\epsilon k T / (q^2 N_D(x))}$  ergibt die Integration von (2):

$$W(w) - W(x) = -kT \frac{(w - x)^2}{2 \cdot L_D^2(w)} \quad (5)$$

Diese Lösung wird nun verwendet, um aus Gleichung (4) die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f_T(x, t)$  zu ermitteln. Mit den weiteren Beziehungen für die Dichte der freien Elektronen:

$$n(x) = n(w) \cdot \exp[(W(w) - W(x))/kT]$$

und:  $n(w) \approx N_D(w)$ , was aus der Voraussetzung ungestörter Raumladung folgt, erhalten wir aus (4):

$$\frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} = c_n \cdot (1 - f_T(x, t)) \cdot N_D(w) \cdot \exp\left(-\frac{(w - x)^2}{2 \cdot L_D^2(w)}\right). \quad (6)$$

<sup>2)</sup> Da  $f_T$  gegen das Innere der Raumladungszone schnell abfallen muss um unsere Messbedingung zu erfüllen, wirkt sich ein Fehler im Wert von  $N_D(x)$  bzw.  $N_T(x)$  umso weniger aus, je grösser die Distanz  $w-x$  vom Rand der Raumladungszone ist.

Die Integration dieser Gleichung ergibt unter Berücksichtigung der externen Entladungsbedingung (3):

$$f_T(x, t) = 1 - \exp \left[ \frac{q \cdot c_n}{i_0} \int_{\infty}^{w(t)} N_D^2(w) \cdot \exp \left( -\frac{(w-x)^2}{2 \cdot L_D^2(w)} \right) dw \right]. \quad (7)$$

Da die Exponentialfunktion unter dem Integral für kleine Distanz  $w - x$  vom Rand der Raumladungszone gross wird, nähern wir  $N_D(w)$  bzw.  $L_D(w)$  durch die bei kleinstem  $w - x$  (zur Zeit  $t$ ) erreichten Werte an, d.h. sie können für die Integration als konstant angenommen werden (vgl. Voraussetzungen zur Lösung (5) der Poissongleichung). Das führt zur Lösung:

$$f_T(x, t) = 1 - \exp \left[ -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q \cdot c_n \cdot N_D^2(w) \cdot L_D(w)}{i_0} \cdot \operatorname{erfc} \frac{w-x}{\sqrt{2} \cdot L_D(w)} \right] \quad (8)$$

wobei  $1 - \operatorname{erfc} z = \operatorname{erf} z$  das Fehlerintegral bedeutet.

Massgebend für die Genauigkeit der Dotierungsmessung ist das Verhältnis  $S(w)$  der zeitlichen Änderung der im Gebiet  $0 \leq x \leq w - \Delta w$  getrapten Ladung zur zeitlichen Änderung der totalen Ladung:

$$S(w) = \left| \frac{\int_0^{w-\Delta w} N_T(x) \cdot \frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} dx}{N_D(w) \cdot \frac{dw}{dt}} \right|. \quad (9)$$

Mit den gleichen Vernachlässigungen wie bei der Lösung von  $f_T$  erhalten wir daraus:

$$S(w) = \frac{N_T(w)}{N_D(w)} \left| \frac{\int_0^{w-\Delta w} \frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} dx}{\frac{dw}{dt}} \right| \approx \frac{N_T(w)}{N_D(w)} \cdot f_T(w - \Delta w, t). \quad (10)$$

Setzt man nun noch  $f_T$  aus (8) ein und schreibt zur Abkürzung  $S_0(w) = N_T(w)/N_D(w)$ , so folgt für  $S$ :

$$S(w) = S_0(w) \cdot \left[ 1 - \exp \left( -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q \cdot c_n \cdot N_D^2(w) \cdot L_D(w)}{i_0} \cdot \operatorname{erfc} \frac{\Delta w}{\sqrt{2} \cdot L_D(w)} \right) \right]. \quad (11)$$

*Fall b:* Grosser Einfluss der getrapten Ladungsträger auf die Raumladung.

Bei Fall a wurde vorausgesetzt, dass die feste Raumladung der Donatoren durch in Traps eingefangene Ladungsträger nicht stark gestört wird. In der Poissongleichung durfte deshalb der entsprechende Term gestrichen werden. Im allgemeinen Fall müssen die Trapladungen in der Umladungszone  $w - \Delta w < x \leq w$  berücksichtigt werden. Das führt zu komplizierten Rechnungen, falls man nicht Näherungen verwendet.

Da die Besetzungswahrscheinlichkeit  $f_T(x, t)$  im Innern der Raumladungszone über eine kurze Distanz steil abfällt (vgl. Fig. 1c und Gleichungen (8), (14)), liegt es nahe, sie in der Poissongleichung durch eine Sprungfunktion zu approximieren:

$$f_T(x, t) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < w - \Delta w^* \\ 1 & \text{für } x \geq w - \Delta w^* \end{cases}$$

mit  $0 < \Delta w^* < \Delta w$ . Innerhalb dieser Grenzen ist  $\Delta w^*$  aber noch frei wählbar.

Entsprechend Fall a, Gleichung (5) erhalten wir als Lösung der Poissongleichung (2) für  $x \leq w - \Delta w^*$ :

$$\begin{aligned} W(w) - W(x) &= -\frac{q^2}{\epsilon} \left[ N_D(w) \cdot \frac{(w-x)^2}{2} - N_T(w) \cdot \Delta w^* \cdot \left( w - x - \frac{\Delta w^*}{2} \right) \right] \\ &= -\frac{kT}{2 \cdot L_D^2(w)} [(w-x - S_0(w) \cdot \Delta w^*)^2 + S_0(w) \cdot (1 - S_0(w)) \cdot \Delta w^{*2}] \end{aligned} \quad (12)$$

mit  $S_0(w) = N_T(w)/N_D(w)$ .

Analog wie bei Fall a wird nun  $n(x, t)$  in Gleichung (4) eingesetzt, jetzt aber unter Berücksichtigung des Potentialverlaufs (12) und mit:

$$n(w) = N_D(w) - f_T(w, t) \cdot N_T(w) \approx N_D(w) - N_T(w).$$

Die Differentialgleichung für  $f_T$  im Gebiet  $x \leq w - \Delta w^*$  lautet dann:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_T(x, t)}{\partial t} &= c_n \cdot (1 - f_T(x, t)) \cdot N_D(w) \cdot (1 - S_0(w)) \\ &\cdot \exp \left[ -\frac{(w-x - S_0(w) \cdot \Delta w^*)^2 + S_0(w) \cdot (1 - S_0(w)) \cdot \Delta w^{*2}}{2 \cdot L_D^2(w)} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Verfährt man gleich wie bei der Lösung von (6), so erhält man für die Besetzungswahrscheinlichkeit im Gebiet  $x \leq w - \Delta w^*$ :

$$\begin{aligned} f_T(x, t) &= 1 - \exp \left[ -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q \cdot c_n \cdot N_D^2(w) \cdot L_D(w)}{i_0} \cdot (1 - S_0(w)) \right. \\ &\cdot \exp \left( -S_0(w) \cdot (1 - S_0(w)) \cdot \frac{\Delta w^{*2}}{2 \cdot L_D^2(w)} \right) \cdot \operatorname{erfc} \frac{w-x - S_0(w) \cdot \Delta w^*}{\sqrt{2} \cdot L_D(w)} \left. \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

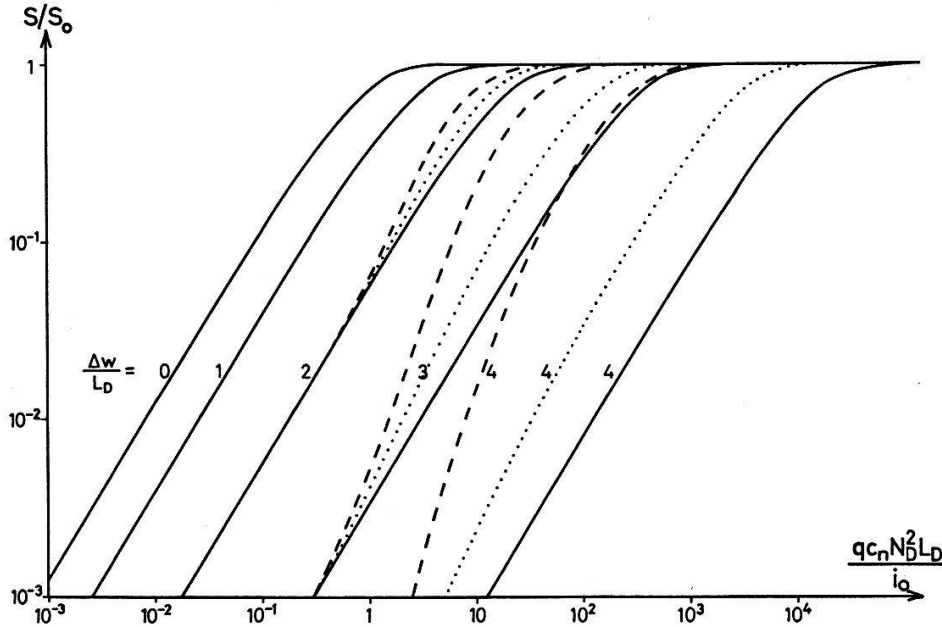
Um eine gute Näherung zu erhalten wird das bisher freie  $\Delta w^*$  so gewählt, dass nach Gleichung (14) gilt:

$$f_T(x, t) = \frac{1}{2} \quad \text{für } x = w - \Delta w^*.$$

Das für die Messgenauigkeit massgebende Verhältnis  $S$  (siehe Gleichung (9)) wird entsprechend (11):

$$\begin{aligned} S(w) &= S_0(w) \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q \cdot c_n \cdot N_D^2(w) \cdot L_D(w)}{i_0} \cdot (1 - S_0(w)) \right. \right. \\ &\cdot \exp \left( -S_0(w) \cdot (1 - S_0(w)) \cdot \frac{\Delta w^{*2}}{2 \cdot L_D^2(w)} \right) \cdot \operatorname{erfc} \frac{\Delta w - S_0(w) \cdot \Delta w^*}{\sqrt{2} \cdot L_D(w)} \left. \left. \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

In Figur 3 wurde nun die mit den Gleichungen (11) und (15) berechnete Funktion  $S(w)/S_0(w)$  aufgetragen. Die durchgezogenen Linien wurden aus (11) für  $S_0(w) = N_T(w)/N_D(w) \ll 1$  (Fall a) ermittelt; die punktierten Kurven folgen aus (15) für  $S_0(w) = 0,2$ , die gestrichelten für  $S_0(w) = 0,5$  (Fall b). Aus diesen Kurven kann für ein spezielles Messbeispiel sofort herausgelesen werden, welcher Bruchteil  $S$  der gesamten Umladung weiter als in einer Distanz  $\Delta w$  vom Rand der Raumladungszone erfolgt. Unter leicht einschränkenden Annahmen werden wir im nächsten Abschnitt zu einfachen Messbedingungen gelangen.



Figur 3  
Die Funktion  $S/S_0$ . —  $S_0 = N_T/N_D \ll 1$ , .....  $S_0 = 0,2$ , ----  $S_0 = 0,5$ .

#### 4. Diskussion der Messbedingungen

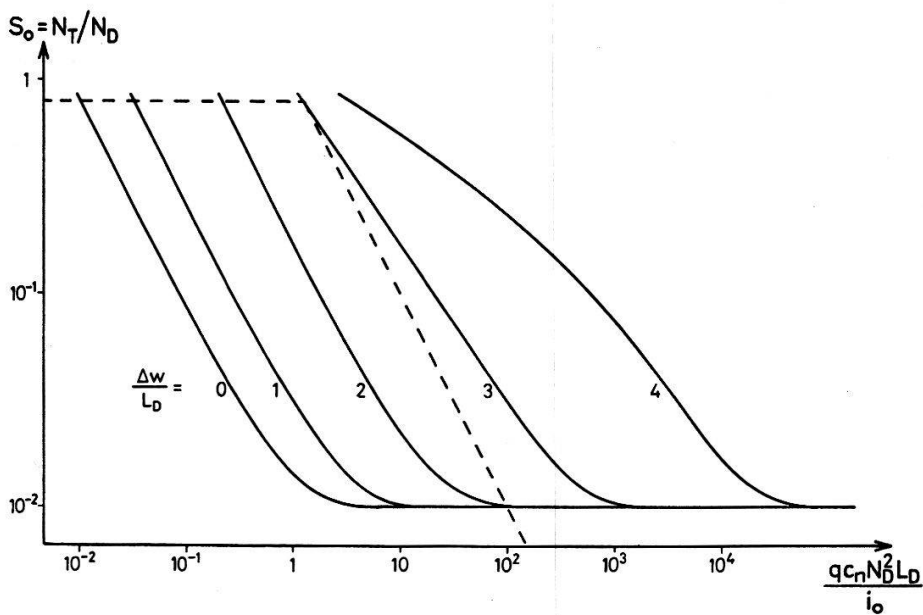
Die Messbedingungen werden nun für einen konkreten, jedoch noch immer sehr allgemeinen Fall diskutiert. Wir setzen voraus, dass 99% der Umladungen zur Kompensation der festen Donatorladungen näher als  $\Delta w$  vom Rand der Raumladungszone stattfinden sollen (d.h.  $S = 0,01$ ). Aus den Gleichungen (11) und (15) erhält man dann die in Figur 4 aufgetragenen Kurven. Für ein bestimmtes  $\Delta w$  erfüllt das Gebiet unter der entsprechenden Kurve die Bedingung  $S < 0,01$ . Da in jedem Fall in einer Diode die Grenze der Raumladungszone in der Grössenordnung der Debye-Länge  $L_D$  ausgeschmiert ist, erlauben wir für Dioden mit grosser Trapdichte:  $\Delta w \approx 3 \cdot L_D$ . Das Gebiet, in dem die Messbedingung erfüllt ist, wird in Figur 4 der Einfachheit halber mit zwei gestrichelten Geraden abgegrenzt:

$$S_0 \cdot \frac{q \cdot c_n \cdot N_D^2 \cdot L_D}{i_0} = \frac{q \cdot c_n \cdot N_T \cdot N_D \cdot L_D}{i_0} < 1,0 \quad (16a)$$

$$N_T < 0,8 \cdot N_D. \quad (16b)$$

Begrenzender Faktor beim praktischen Ausmessen einer Diode nach [5] ist ausser dem verfügbaren Entladestrom  $I_0 = F \cdot i_0$  das hochfrequente Verhalten der das Messsignal verarbeitenden Elektronik. Dieses wird bestimmt durch die obere Grenzfrequenz für Kleinsignal  $\nu_{\max}$  und bei den Schaltungen nach [5], Figur 3a und c zusätzlich durch





Figur 4

Die Messbedingung für  $S = 0,01$ . Für ein vorgegebenes  $\Delta w$  erfüllt das Gebiet unter der entsprechenden Kurve die Bedingung  $S < 0,01$  (---- Näherung für  $\Delta w = 3L_D$ ).

die maximale Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung an der Diode  $(dU/dt)_{\max}$  ('Slew rate').

Zuerst untersuchen wir den Einfluss von  $v_{\max}$  auf unsere Messbedingungen. Soll eine Dotierungsänderung über eine Strecke von  $3 \cdot L_D$  gerade noch aufgelöst werden, so muss gelten:

$$\left| \frac{dw}{dt} \right| < 2v_{\max} \cdot 3L_D. \tag{17}$$

Einsetzen von Gleichung (3) in (17) und Berücksichtigung von (16a) führt auf die erste Messbedingung:

$$c_n \cdot N_T < 6 \cdot v_{\max}. \tag{18}$$

Ferner ist die Auswirkung der endlichen Anstiegsgeschwindigkeit der Diodenspannung abzuklären. Unter Verwendung der Definition von  $L_D$  und mit [5], Gleichung (3) erhält man aus (16a):

$$w \cdot c_n \cdot N_T \cdot \sqrt{N_D \cdot \frac{kT}{\epsilon}} < \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\max}. \tag{19}$$

Wenn man aus [5] die Gleichung (13) integriert, mit (29) kombiniert und in obige Beziehung (19) einsetzt, so folgt für die zweite Messbedingung:

$$c_n \cdot N_T \cdot \sqrt{D \cdot \frac{\phi - U}{\lambda}} < \left( \frac{dU}{dt} \right)_{\max} \tag{20}$$

mit den Definitionen:

$$D = \frac{N_D(w) \cdot w^2}{\int_0^w N_D(w) \cdot w \cdot dw} = \frac{d \ln(\phi - U)}{d \ln w} = - \frac{d \ln(\phi - U)}{d \ln C}$$

$$\lambda = q/(kT)$$

$\phi$  bezeichnet die Diffusionsspannung der Diode.

Für den abrupten und den linearen Übergang ist  $D$  eine Konstante mit dem Wert 2 bzw. 3. Bei diffundierten Übergängen gilt  $2 < D < 3$ , bei hyperabrupten:  $D < 2$ , bei pin-Dioden:  $D > 3$ .

Zur Abschätzung des Anwendungsbereichs unserer Messmethode setzen wir folgendes Zahlenbeispiel in die Messbedingungen (18) und (20) ein:

$$\nu_{\max} = 10 \text{ MHz}$$

$$(dU/dt)_{\max} = 100 \text{ V}/\mu\text{sec}$$

$$D = 3$$

$$(\phi - U)_{\max} = 100 \text{ V}$$

$$\lambda = 39 \text{ V}^{-1} \quad (\text{Zimmertemperatur}).$$

Man stellt fest, dass vor allem der endliche Spannungsanstieg einschränkend wirkt. Die Messbedingung (20) lautet nun also:

$$c_n \cdot N_T < 4 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}. \quad (21)$$

Mit einer Einfangswahrscheinlichkeit  $c_n$  von  $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  (mittlerer Wert für Traps in Silizium) eingesetzt in (21) und mit der gleichzeitig zu erfüllenden Beziehung (16b) folgt als endgültige Messbedingung:

$$\left. \begin{array}{l} N_T < 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ N_T < 0,8 \cdot N_D \end{array} \right\} \quad (22)$$

Wir ersehen daraus, dass unsere Dotierungsmessmethode in einem weiten Bereich konkreter Messprobleme anwendbar ist. Zu beachten ist auch, dass wir das einfache Modell einer einseitig hoch dotierten Diode mit einem einzigen Trapniveau nur deshalb eingeführt haben, um die Rechnung nicht unnötig zu komplizieren.

## 5. Experimentelle Überprüfung

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist nur der abrupte  $pn$ -Übergang mit homogener Trapverteilung theoretisch und experimentell genügend untersucht, so dass er sich für eine Überprüfung der vorgeschlagenen Dotierungsmessmethode eignet. Ein Vergleich mit anderen Messprinzipien ist jedoch gerade hier nicht sehr aufschlussreich: Eine einfache Überlegung zeigt, dass unsere Methode beim abrupten Profil unabhängig davon, ob die Raumladungszone frei von getrapten Ladungsträgern ist oder nicht, immer dasselbe Resultat liefern muss. Dieses hat unabhängig von Messbedingung (16a) immer mit dem nach Sah und Reddi [2] aus tieffrequenten Kapazitätsmessungen ermittelten Wert übereinzustimmen, was durch das Experiment bestätigt

wird. Auf diese Art kann also gerade jene Eigenschaft nicht überprüft werden, die unsere Methode bei beliebigen Dotierungsprofilen unabhängig von Trapeinflüssen macht.

Zur Bestätigung der Messmethode kann aber auch direkt gezeigt werden, dass bei schneller Entladung der Diode die Traps innerhalb der Raumladungszone wirklich leer sind und somit die Messbedingung (16a) erfüllt ist. Eine hierfür empfindliche Grösse ist beim abruptem Übergang die durch lineare Extrapolation der Funktion  $1/C^2 = f(U)$  bei  $1/C^2 = 0$  erhaltene Spannung  $U = U_e$ . Diese ist in trapfreien Dioden, wo wir sie mit  $U_{e0}$  bezeichnen wollen, nach [7] gleich der Diffusionsspannung  $\phi$  minus einem Term, der vom Dotierungsverhältnis der beiden Diodenseiten und von der Spannung  $\phi - U$  an der Diode abhängig ist. Im Gegensatz zum Übergang ohne Traps wird  $U_e$  bei der Diode mit Traps durch die Art der Messung, insbesondere durch die Messfrequenz beeinflusst: Wird die Diode entweder nach unserer Methode bei kleinem Entladestrom oder mit tieffrequenten Kapazitätsmessungen so langsam umgeladen, dass die Ladungsverteilung in der Raumladungszone als stationär angenommen werden kann, so bleiben die Traps im Gebiet  $x > x_T$  gefüllt (siehe Fig. 1). Nach [2] ergibt sich in diesem Fall für die extrapolierte Spannung:

$$U_e = U_{e0} - \frac{N_T F_n - E_T}{N_D q} \quad (23)$$

Gelingt es jedoch die Raumladungszone während der Messung von getrapten Ladungen frei zu halten, wie dies bei der von uns vorgeschlagenen Methode möglich ist, so erhält man auch für Dioden mit Traps die ausschliesslich durch die Konzentration der freien Ladungsträger in den Bahngebieten gegebene Spannung  $U_{e0}$ .

Die durch Extrapolation bestimmte Spannung  $U_e$  ist also von der in der Raumladungszone getrapten Ladung abhängig und kann deshalb zur Überprüfung unserer Messmethode benutzt werden. Zu diesem Zweck wählten wir 16 legierte Silizium-Gleichrichterioden OA 210/211 (Philips). Ihr Grundmaterial ist  $n$ -leitend mit einem spezifischen Widerstand der Grössenordnung  $100 \Omega \text{ cm}$  ( $N_D \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). In acht dieser Dioden wurden durch Bestrahlung mit schnellen Neutronen Trapzentren erzeugt. Um sich vor der Bestrahlung zu vergewissern, dass die Dioden frei von Traps sind, untersuchten wir die Frequenzabhängigkeit der Diodenkapazität im Bereich von 100 Hz bis 1 MHz. Dioden mit frequenzabhängiger Kapazität, die zum Teil auf Oberflächeneffekte zurückzuführen ist, wurden ausgeschieden.

Vor der Bestrahlung der Dioden bestimmten wir deren Dotierung sowohl mit unserem in [5] beschriebenen Verfahren als auch aus einzelnen Kapazitätsmessungen nach [1]. Ebenfalls nach zwei Methoden ermittelten wir  $U_{e0}$ : Einerseits durch lineare Extrapolation der aus den Kapazitätswerten aufgetragenen Funktion  $1/C^2 = f(U)$  im Punkt  $U = -1 \text{ V}$ . Andererseits wurde das bei der Entladung der Diode mit einem konstanten Strom durchlaufene parabolische Spannungssignal an der Diode mit Hilfe eines Sampling-Geräts und einem Schreiber aufgezeichnet und in den Scheitel extrapoliert, wo gelten muss:  $U = U_{e0}$ . Solange der Entladestrom  $I_0$  nicht die in [5], Abschnitt 3 angegebenen Grenzen unterschreitet, stimmt diese Spannung  $U_{e0}$  mit dem aus Kapazitätsmessungen erhaltenen Wert überein. Sämtliche Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die Gehäusekapazität der Dioden (ca. 1,8 pF) haben wir jeweils in Abzug gebracht.

Die Dioden wurden kurzgeschlossen im Reaktor des Physikalischen Instituts der Universität Basel mit verschiedenen Dosen zwischen 0,8 und  $4,7 \cdot 10^{13}$  schnellen

Neutronen pro  $\text{cm}^2$  bestrahlt. Abschätzungen zeigen, dass durch thermische Neutronen erzeugte Kernumwandlungen gegenüber den Auswirkungen schneller Neutronen vernachlässigbar sind. Die mit der Bestrahlung eingeführten Gebiete grosser Defektdichte (Clusters) enthalten Traps und Rekombinationszentren. Sie können für unsere makroskopische Betrachtungsweise als homogen verteilt angenommen werden. Bevor die Dioden erneut ausgemessen wurden, brachten wir die Traps durch Injektion von Minoritätsladungsträgern ins Grundmaterial (Vorwärtsstrom *ca.* 1 A) in den Gleichgewichtszustand [8].

Messungen in der gleichen Art wie vor der Bestrahlung ergaben folgende Resultate: Die mit unserer Methode und aus tieffrequenten Kapazitätsmessungen übereinstimmend ermittelte Dotierung war infolge Bindung von Dotierungsatomen in Komplexen gesunken. In den untersuchten Dioden betrug die Umdotierungsrate im Mittel  $0,5 \text{ cm}^{-1}$ . Aus der Frequenzabhängigkeit der Sperrschichtkapazität, die auf die Anwesenheit von Traps weist, lassen sich nach [2] die Lage des Trapniveaus und die Einführungsrate der Traps durch Neutronenbestrahlung grob abschätzen<sup>3)</sup>. Diese Rate beträgt etwa  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Die Summe der Umdotierungsrate und der Einführungsrate für Traps, die sogenannte 'Carrier Removal Rate', stimmt gut mit den Berechnungen von Holmes [10] für Czochralski-Material überein. Auch das Trapniveau bei  $E_T \approx E_i$  findet sich in der Literatur bestätigt [11, 12]<sup>4)</sup>.

Aus Kapazitätsmessungen bei tiefen Frequenzen ( $< 1 \text{ kHz}$ ) wurde die extrapolierte Spannung  $U_e$  ermittelt. Sie war gegenüber dem ursprünglichen Wert  $U_{e0}$  vor der Bestrahlung kleiner geworden. In Übereinstimmung mit Gleichung (23) verläuft die Abnahme proportional zur Strahlendosis bzw. zur Trapdichte, solange diese verglichen mit der Dotierungskonzentration klein ist.

Um nun schliesslich unser Messverfahren zu bestätigen, wird  $U_e$  aus dem Spannungsverlauf beim Entladen der traphaltigen Diode mit konstantem Strom bestimmt. Dabei muss der durch die Bestrahlung erhöhte Bahnwiderstand berücksichtigt werden; er wird aus dem Spannungssprung beim Umschalten von  $I_0$  ermittelt. In Figur 5 sind die Messergebnisse für die Diode 02 dargestellt. Bei rascher Entladung strebt  $U_e$  wie erwartet gegen den Wert  $U_{e0}$ , der durch die freie Ladungsträgerkonzentration in den Bahngebieten gegeben ist<sup>5)</sup>. Bei kleinem Entladestrom  $I_0$  nähert sich die extrapolierte Spannung jenem  $U_e$ , das man aus tieffrequenten Kapazitätsmessungen erhält. Es zeigt sich auch, dass der kleinste Strom  $I_0$ , der notwendig ist um in der Raumladungszone frei von Trapeinflüssen zu sein, ungefähr proportional zur Strahlendosis und damit in Übereinstimmung mit der Messbedingung (16a) proportional zur Trapdichte  $N_T$  ist. Einsetzen der für die Diode 02 bei einer Dosis von  $3,1 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$  geltenden Werte:

$$I_{0\text{min}} = 100 \mu\text{A}$$

$$N_D \cdot F^2 = 1,15 \cdot 10^{10} \text{ cm}$$

$$N_T \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

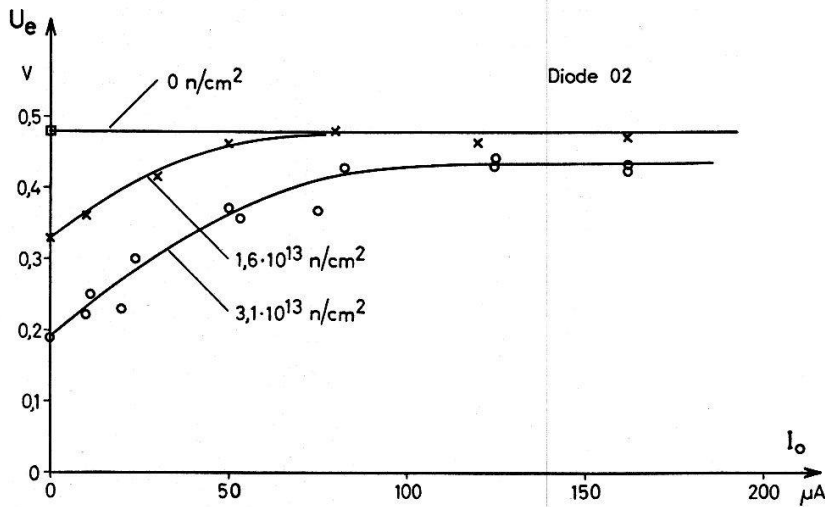
$$c_n \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ [11]}$$

<sup>3)</sup> Die Zunahme des Bahnwiderstandes, der eine Frequenzabhängigkeit der Diodenkapazität vortäuscht, ist hierbei zu berücksichtigen (vgl. [9]).

<sup>4)</sup> Das von Wilson [8] und Crabbe et al. [11] bei  $E_c = 0,35 \text{ eV}$  beobachtete Niveau liegt in unserem hochohmigen Grundmaterial bei Zimmertemperatur ungefähr auf dem Fermi-niveau  $F_n$ . Es hat deshalb keinen Einfluss auf die Messungen.

<sup>5)</sup> Bei hohen Strahlendosen, wo  $N_T \approx N_D$ , verringern sich die freie Ladungsträgerkonzentration und somit  $U_{e0}$  merklich gegenüber den Werten vor der Bestrahlung.

in Messbedingung (16a) zeigt, dass diese grössenordnungsmässig (bis auf einen Faktor 6) erfüllt ist.



Figur 5

Die extrapolierte Spannung  $U_e$  als Funktion des Entladestroms  $I_0$  bei verschiedenen Neutronendosen. Die bei  $I_0 = 0$  aufgetragenen Werte wurden aus einzelnen Kapazitätsmessungen ermittelt.

## 6. Schlussfolgerungen

Experimentell kann bestätigt werden, dass es bei der von uns vorgeschlagenen Dotierungsmessmethode [5] gelingt, die Raumladungszone während der Messung frei von getrappten Ladungsträgern zu halten. Dazu muss einzig die Diode so rasch entladen werden, dass die Bedingung (16a) erfüllt ist. Der Rand der Raumladungszone wandert dann so schnell, dass sich die Traps im Innern noch kaum umladen. Die gesamte Neutralisation der festen Raumladung der Dotierungsatome geschieht in einem schmalen Umladungsgebiet am Rand der Raumladungszone. Somit sind die für die ungestörte Dotierungsprofilmessung nach [5] nötigen Voraussetzungen erfüllt. Mit unserer Methode können daher beliebige Dotierungsprofile unabhängig von Trapeinflüssen ausgemessen werden, während bei anderen Dotierungsmessverfahren die Auswertung nicht einfach ist, da die Trappparameter unübersichtlich in die Messung eingehen.

Den folgenden Personen bin ich sehr zu Dank verpflichtet: Frau PD Dr. I. Zschokke-Gränacher für die Unterstützung dieser Arbeit, den Herren Dres. F. Buschor, F. Casadei und J. Golder für wertvolle Diskussionen, Herrn Prof. Dr. E. Baumgartner für das Ermöglichen der Reaktorbestrahlungen und Herrn dipl. phys. M. Chabr für die Vorabklärung der Bestrahlungseffekte. Der Schweizerische Nationalfonds stellte die finanziellen Mittel zur Verfügung.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] W. SCHOTKY, Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschichtgleichrichter, Z. Phys. 118, 539 (1942). J. HILIBRAND und R. D. GOLD, Determination of the Impurity Distribution in Junction Diodes from Capacitance-Voltage Measurements, RCA-Rev. 21, 245 (1960).
- [2] C. T. SAH und 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).
- [3] E. SCHIBLI und A. G. MILNES, Effects of Deep Impurities on n+p Junction Reverse-Biased Small-Signal Capacitance, Solid-State Electron. 11, 323 (1968); R. R. SENECHAL und J. BASINSKI, Capacitance of Junctions on Gold-Doped Silicon, J. appl. Phys. 39, 3723 (1968); E. P.

- EERNISSE, *Accurate Capacitance Calculations for pn Junctions Containing Traps*, Appl. Phys. Lett. 18, 183 (1971); H. KLOSE, *Die Sperrschichtkapazität von pn-Übergängen mit tiefen Zentren*, Probleme Festkörperelektronik 3, 91, VEB Verlag Technik, Berlin (1971).
- [4] H. KLEINKNECHT und K. SEILER, *Einkristalle und pn-Schichtkristalle aus Silizium*, Z. Phys. 139, 599 (1954).
- [5] R. STOCKER und E. BALDINGER, *Eine Methode zur Messung des Dotierungsprofils von Halbleiter-Dioden*, Helv. phys. Acta 44, 199 (1971).
- [6] W. SHOCKLEY und W. T. READ, JR., *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons*, Phys. Rev. 87, 835 (1952).
- [7] Y. F. CHANG, *The Capacitance of p-n Junctions*, Solid-State Electron. 10, 281 (1967).
- [8] D. K. WILSON, *Capacitance Recovery in Neutron-Irradiated Silicon Diodes by Majority and Minority Carrier Trapping*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, No. 6, 77 (1968).
- [9] W. F. O'HEARN und 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).
- [10] R. R. HOLMES, *Carrier Removal in Neutron Irradiated Silicon*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17, No. 6, 137 (1970).
- [11] J. S. CRABBE und K. L. ASHLEY, *Capacitance Voltage Characteristics of Neutron Irradiated  $n^+pp^+$  and  $p^+nn^+$  Junctions*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, No. 6, 410 (1971).
- [12] B. L. GREGORY, *Minority Carrier Recombination in Neutron Irradiated Silicon*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16, No. 6, 53 (1969).