

ist. — Liegt ein Gemisch aus zwei Stoffen mit annähernd gleicher Ordnungszahl vor, so kann man keinen Unterschied zwischen den Elektronenabsorptionskoeffizienten der beiden Bestandteile beobachten.

Durch gleichzeitige Untersuchung von Elektronenbeugung und -absorption bei verschiedener Wellenlänge kann man also die Bestandteile eines Gemisches identifizieren.

Zur Bestimmung von Volumen- und Oberflächenrekombination der Ladungsträger in Halbleitern

Von W. HEYWANG und M. ZERBST

Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske AG,
Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **11 a**, 256—257 [1956]; eingegangen am 20. Februar 1956)

Bei hochreinen Halbleiterwerkstoffen ist es oftmals schwierig, ohne besondere präparative Maßnahmen die Volumen- und Oberflächenrekombination der Ladungsträger getrennt zu bestimmen, da auch bei bestem Zustand der Oberfläche beide in der gleichen Größenordnung liegen. Dementsprechend werden nur effektive Lebensdauerwerte gefunden, die sowohl von der Volumenlebensdauer τ_v als auch von der Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit s abhängen.

Es wurden daher für die zusätzliche Trägererzeugung zwei verschiedene Anregungsbedingungen gewählt derart, daß die beiden Rekombinationsarten mit unterschiedlichem Gewicht in die Meßwerte eingehen. Hieraus lassen sich dann τ_v und s rechnerisch ermitteln. Zu diesem Zweck scheint besonders geeignet eine homogene Anregung im Volumen und eine reine Oberflächenanregung, wie sie durch Licht mit einer Wellenlänge oberhalb bzw. unterhalb der Bandkante erzielt werden kann.

Bei reiner Volumenanregung stellt sich nach Erlöschen des anregenden Lichtblitzes rasch ein einfacher exponentieller Abklingvorgang der Photoleitfähigkeit

$$\Sigma \sim e^{-t/\tau_{\text{eff}}} \quad (1)$$

ein. Dabei ist die effektive Lebensdauer τ_{eff} z. B. in Rundstäben mit dem Radius R bestimmt durch die Gleichung¹

$$1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau_v + 2/(R/s + 0,345 R^2/D) \quad (2)$$

(D = Diffusionskoeffizient).

Auch bei Oberflächenanregung strebt der Abklingvorgang dem gleichen Gesetz zu, jedoch nach wesentlich längerer Anlaufzeit. Die entsprechenden Abklingkurven wurden im Anschluß an VAN ROOSBROECK³ genähert berechnet (Abb. 1). Wegen der hohen Trägerdichte am Rand sinkt bei Oberflächenanregung die Photoleitfähigkeit anfanglich viel rascher ab als bei Volumenanregung, und es gilt, diesen anfänglichen Kurvenast experimentell zu erfassen. Die dafür in Betracht kommenden Zeiten sind im allgemeinen vergleichbar mit der Länge des Lichtblitzes, so daß —

will man nicht zu extrem kurzen Lichtimpulsen übergehen — die Kurven für endliche Belichtungszeit rechnerisch korrigiert werden müssen.

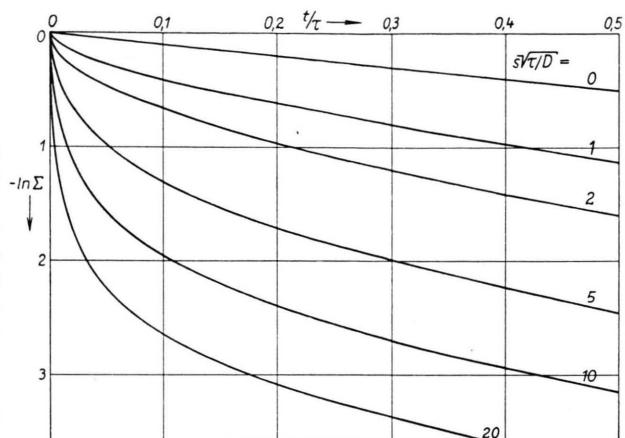


Abb. 1. Abklingen der Photoleitfähigkeit bei oberflächlicher Anregung (theoretisch).

Aus diesem Grund ist eine Anregungsmethode besonders vorteilhaft, bei der die Dauer des Lichtblitzes in einfacher Weise geregelt und gemessen werden kann. Die von uns verwendete Meßapparatur ist in Abb. 2 skizziert. Das Bild eines beleuchteten Spaltes wird mittels eines rasch rotierenden Drehspiegels über die Meßprobe hinweg bewegt. Man erkennt, daß die Belichtungsdauer bei konstant gehaltener Drehgeschwindigkeit durch die Breite des Spaltes und die Flankensteilheit des Lichtimpulses durch die Breite der Meßprobe (oder einer geeigneten Blende vor ihr) bestimmt wird. Die von uns verwendeten Impulsdauern konnten zwischen

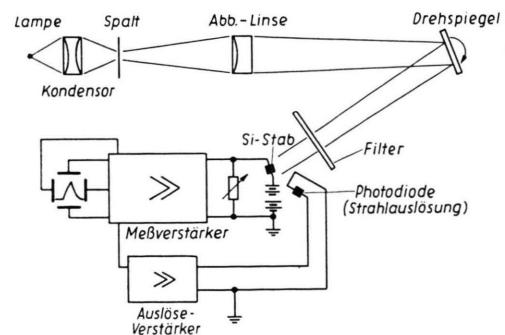


Abb. 2. Meßapparatur.

¹ Diese Formel stimmt mit großer Genauigkeit im gesamten Bereich und geht für große und kleine s in die bekannten Grenzgesetze über (vgl. z. B. ², Kap. 12.6).

² W. SHOCKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors, Toronto, New York, London: van Nostrand 1950.

³ W. VAN ROOSBROECK, J. Appl. Phys. **26**, 380 [1955].



5 und 40 μsec variiert werden, während für die Flankensteilheit Werte bis zu 0,5 μsec erreicht wurden. Erwähnenswert ist, daß diese Methode im Gegensatz zu der allgemein üblichen Funkenmethode in einfacherster Weise ein ruhiges Oszillographenbild liefert, wie es für quantitative Auswertung unerlässlich ist. Durch Verwendung einer starken Lichtquelle und durch Anpassung des optischen Systems konnte auch mit gefiltertem Licht eine ausreichende Photoanregung erzielt werden.

Die experimentell beobachteten Abklingkurven bei oberflächlicher Anregung stimmten im allgemeinen gut mit den für einen geeigneten Parameter $s\sqrt{\tau/D}$ errechneten und für endliche Spaltbreite korrigierten theoretischen Kurven überein (Abb. 3). Aus den im Bild eingezeichneten Meßwerten der als Beispiel herausgegriffene-

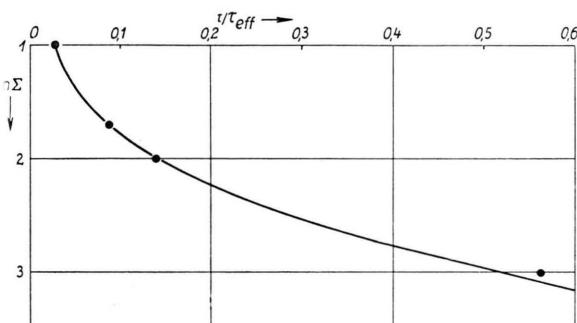


Abb. 3. Übereinstimmung zwischen Meßwerten und theoretischer Abklingkurve (Oberflächenanregung). Probe 166.
 $\varrho = 1300 \Omega \text{ cm}$, p-Typ; $\tau_{\text{eff}} = 340 \pm 20 \mu\text{sec}$; $s\sqrt{\tau_{\text{eff}}/D} = 8$.
 Lichtimpulsdauer 22 μsec .

nen Probe hochreinen p-Siliciums errechnet sich eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

$$s = 2500 \pm 200 \text{ cm/sec.}$$

Die effektive Lebensdauer war im wesentlichen durch die Rekombination an der Oberfläche bestimmt, so daß über die Volumenlebensdauer nur ausgesagt werden kann, daß sie zwischen 1000 und 3000 μsec liegt.

An Proben niedrigeren Reinheitsgrades kann auch τ_v exakter angegangen werden, wie aus Tab. 1 ersichtlich ist. Der beachtlich geringere Wert von s bei der n-Typ-Probe dürfte auf die Potentialverhältnisse innerhalb der Randschicht zurückzuführen sein. Der Anstieg von s bei Probe 164 infolge einer Ätzung mit Natronlauge konnte durch chemische Politur mit Flußsäure-Salpetersäure wieder rückgängig gemacht werden. Bei diesen Behandlungen blieb die Volumenlebensdauer im Rahmen der Meßgenauigkeit unbeeinflußt.

Probe	Typ	Zustand der Oberfläche	s (cm/sec)	τ_v (μsec)
160	p	Unmittelbar nach Herstellung des Einkristalls	$3000 \pm 15\%$	$480 \pm 20\%$
168	p	nach Herstellung des Einkristalls Unmittelbar	$2600 \pm 30\%$	$600 \pm 30\%$
181	n	nach Herstellung des Einkristalls Unmittelbar	$830 \pm 25\%$	$1000 \pm 20\%$
164	p	nach Herstellung des Einkristalls geätzt mit Natronlauge chemisch poliert	$3600 \pm 10\%$ $6800 \pm 20\%$ $4000 \pm 20\%$	$540 \pm 30\%$ $590 \pm 30\%$ $550 \pm 30\%$

Tab. 1.

Über den Einfluß allseitigen Drucks auf die Driftbeweglichkeit von Defektelektronen in Germanium

Von GOTTFRIED LANDWEHR

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig
 (Z. Naturforsch. 11 a, 257 [1956]; eingegangen am 12. März 1956)

Die Druckabhängigkeit der Driftbeweglichkeit von Defektelektronen in n-Germanium wurde bei Drucken bis zu 10 000 kp/cm² und einer Temperatur von 22°C untersucht. Zur Messung der Beweglichkeit wurde die Methode von LAWRENCE und GIBSON¹, die im Prinzip auf HAYNES und SHOCKLEY² zurückgeführt, etwas abgeändert. Der Rechteckimpuls des Absaugfeldes diente gleichzeitig zur Sperrung des Emittergleichstroms. Es wurde jeweils bei 4 verschiedenen Emitterstromstärken gemessen und auf den Emitterstrom 0 extrapoliert. Die zur Messung verwendeten Einkristalle hatten einen spez. Widerstand von 11 $\Omega \text{ cm}$ und 2 $\Omega \text{ cm}$. Bei 2 Kri-

stallen bestanden Emitter und Kollektor aus formierten 50 μ -Golddrähten. Ein Versuchsexemplar besaß als gleichrichtende Elektroden legierte p-n-Übergänge kleiner Fläche. Die Endkontakte waren sperrfrei angelötet. Zur Vermeidung einseitiger mechanischer Spannungen wurden die Kristalle federnd befestigt. Der hydrostatische Druck wurde mittels einer Hochdruckpresse nach J. BASSET erzeugt. Die Übertragung der Rechteckimpulse erfolgte durch eine abgeschirmte, kapazitätsarme Hochdruckdurchführung. Die Temperatur wurde mit einem Thermostaten konstant gehalten.

Die Messungen ergaben, daß die Driftbeweglichkeit der Defektelektronen bei Drucken bis zu 10 000 kp/cm² innerhalb der Meßunsicherheit von ca. $\pm 2\%$ druckunabhängig ist. Bei konstantem Emitterstrom stieg die Höhe des Defektelektronenimpulses bis zu einem Druck von 2000 kp/cm², um bei höheren Drucken abzunehmen. Die Ergebnisse deuten auf eine Zunahme der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit dem Druck hin.

Eine eingehendere Beschreibung der Versuche ist in Vorbereitung.

¹ R. LAWRENCE u. A. F. GIBSON, Proc. Phys. Soc., Lond. B **65**, 994 [1952].

² J. R. HAYNES u. W. SHOCKLEY, Phys. Rev. **81**, 835 [1951].