

zweifeln, ob die Elementarprozesse in beiden Fällen die gleichen sind. Hierzu bedarf es noch weiterer experimenteller Untersuchungen.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danke ich für die Anregung und ständige Förderung dieser Arbeit und

Herrn Dr. J. LOHFF für zahlreiche wertvolle Diskussionen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für die Gewährung einer finanziellen Beihilfe und Überlassung von Geräten zu Dank verpflichtet. Die RÖNTGEN-Anlage wurde freundlicherweise von der Firma Rich. Seifert & Co., Hamburg, leihweise zur Verfügung gestellt.

## Zur Theorie des Haftstellenmechanismus in Halbleitern

Von W. HEYWANG und M. ZERBST

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München

Herrn Prof. Dr. HEINRICH OTT zum 65. Geburtstag gewidmet

(Z. Naturforsch. 14 a, 641—645 [1959]; eingegangen am 28. März 1959)

Der Einfluß von Haftstellen auf die Photoleitfähigkeit von Halbleitern wird sowohl für den Fall einer konstanten Anregung als auch für die An- und Abklingvorgänge berechnet. Die experimentell zugänglichen Meßwerte (unter Einschuß des Temperaturganges) genügen zur Bestimmung aller charakteristischen Konstanten, d. h. Haftstellendichte, Term Lage und Wirkungsquerschnitt für Elektronen und Löcher. Zu früheren Arbeiten wird Stellung genommen.

In einem Halbleiter sind für das Abklingen der durch eine Belichtung erzeugten Photoleitfähigkeit häufig zwei mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ablaufende Prozesse maßgebend. Für die quantitative Behandlung wird nach SHOCKLEY und READ<sup>1</sup> ein Modell mit einem Rekombinations- und einem Haftstellenmechanismus verwendet. Dabei wird die rasch ablaufende Band-Band-Rekombination nur durch einen Rekombinationskoeffizienten  $R$  und die Erzeugungsrate  $g$  charakterisiert, ohne daß auf die Einzelvorgänge zwischen den Rekombinationszentren und den Bändern eingegangen wird. Bei dem für das langsame Abklingen verantwortlichen Haftstellenmechanismus werden hingegen die Ladungsträgerübergänge im einzelnen betrachtet, da die jeweiligen Übergangsraten stark voneinander abweichen, so daß die Umbesetzung der Haftstellen wesentlich in die Ladungsträgerbilanz eingeht.

Für diesen Mechanismus sind im Bändermodell des Halbleiters folgende Größen kennzeichnend:

Die Dichte  $N$  der Haftstellen, ihre Elektronenbesetzung  $n_t$  und energetische Lage  $E_t$ , die Rekombinationskoeffizienten  $r_c$ ,  $r_v$  für Übergänge der Ladungsträger von Leitungs- und Valenzband zu den Haftstellen und die Emissionskoeffizienten  $e_c$ ,  $e_v$  für Übergänge von den Haftstellen zu den Bändern\*.

Die Belichtung erzeugt in der Zeiteinheit  $L$  Elektron-Loch-Paare, während die optische Anregung der Störterm in Übereinstimmung mit dem Experiment vernachlässigbar ist.

Ein solches Modell verwendete bereits FAN<sup>2</sup> für seine Rechnungen, jedoch mit verschiedenen – auch prinzipiell bedeutsamen – Vereinfachungen im Ansatz und in der Durchführung.

Die für das Haftstellenmodell wesentlichen Elektronenübergänge im Bandschema sind in Abb. 1 dargestellt.

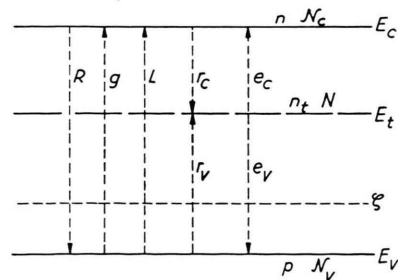


Abb. 1. Elektronenübergänge im Haftstellenmodell.

Unter Verwendung der aus dem thermodynamischen Gleichgewicht folgenden Zusammenhänge

$$\begin{aligned} e_c &= r_c n_1, & e_v &= r_v p_1, \\ n_1 &= N_c \exp \left\{ - (E_c - E_t) / kT \right\}, \\ p_1 &= N_v \exp \left\{ - (E_t - E_v) / kT \right\}, \end{aligned}$$

<sup>1</sup> W. SHOCKLEY u. W. T. READ JR., Phys. Rev. **87**, 835 [1952].

\* Die Wechselwirkung zwischen Haftstellen und Majoritätsband wird von J. A. HORNBECK und J. R. HAYNES (Phys. Rev. **97**, 311 [1956]) vernachlässigt. In Anbetracht der großen

Majoritätsträgerdichte führt dies trotz kleiner Rekombinationskoeffizienten nur zu einer unvollständigen Beschreibung des Haftstellenmechanismus.

<sup>2</sup> H. Y. FAN, Phys. Rev. **92**, 1424 [1953].



ergeben sich für die Besetzungsdichten von Haftstellen, Leitungs- und Valenzband folgende Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -r_c n(N - n_t) + r_c n_1 n_t + L + g - R n p, \\ \frac{dp}{dt} &= -r_v p n_t + r_v p_1(N - n_t) + L + g - R n p, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = r_c \{n(N - n_t) - n_1 n_t\} - r_v \{p n_t - p_1(N - n_t)\}.$$

## I. Stationärer Zustand

### 1. Haftstellenbesetzung

Im stationären Zustand folgt aus dem Gleichungssystem (1) für die Haftstellenbesetzung wegen des Verschwindens der zeitlichen Differentialquotienten

$$n_t = N \frac{r_c n + r_v p_1}{\beta}$$

$$\text{mit} \quad \beta = r_c(n + n_1) + r_v(p + p_1). \quad (2)$$

Kennzeichnet man die Größen des thermodynamischen Gleichgewichts mit dem Index 0, so ergibt sich zwischen den Abweichungen

$$\Delta n_t = n_t - n_{t0}, \quad \Delta n = n - n_0, \quad \Delta p = p - p_0$$

folgender Zusammenhang:

$$\Delta n_t = \frac{r_c \Delta n (r_c n_1 + r_v p_0) - r_v \Delta p (r_c n_0 + r_v p_1)}{\beta_0(\beta_0 + r_c \Delta n + r_v \Delta p)} N. \quad (3)$$

Ein wesentlicher Haftstelleneffekt („Trapping-Effekt“) kann in einem p-Typ-Halbleiter<sup>3</sup> nur dann auftreten, wenn

$$\Delta n_t \gg \Delta n, \quad (3a)$$

denn nur dann wirkt sich wegen der Neutralitätsbedingung

$$\Delta p = \Delta n + \Delta n_t \quad (4)$$

die Haftstellenumbesetzung auf die Photoleitfähigkeit aus. Solange die Haftstellendichte merklich unter der Majoritätsträgerdichte liegt, muß daher gelten:

$$r_c \gg r_v. \quad (5)$$

Damit vereinfacht sich Gl. (3) bei geringer Anregung ( $\Delta n, \Delta p \ll p_0$ ) zu

$$\Delta n_t = \frac{r_c \Delta n}{\beta_0 + r_c \Delta n} \frac{r_c n_1 + r_v p_0}{\beta_0} N. \quad (6)$$

### 2. Ladungsträgerdichten

Zur Bestimmung von  $\Delta n$  und  $\Delta p$  ergeben sich aus den Gln. (1) mit der Neutralitätsbedingung (4) die Gleichungen

$$\begin{aligned} \Delta n \{ -r_c(n + n_1) - r_c(N - n_t) - R p \} \\ + \Delta p \{ r_c(n + n_1) - R n \} + L = 0, \\ \Delta n \{ r_v(p + p_1) - R p \} \\ + \Delta p \{ -r_v(p + p_1) - r_v n_t - R n \} + L = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Daraus folgt

$$\Delta n = L \frac{r_c(n + n_1) + r_v(p + p_1 + n_t)}{D} \quad (8)$$

mit

$$\begin{aligned} D = R(n + p) \{ r_c(n + n_1) + r_v(p + p_1) \} \\ + R \{ r_c n(N - n_t) + r_v p n_t \} \\ + r_c r_v \{ n_t(n + n_1) + (N - n_t)(p + p_1) \\ + n_t(N - n_t) \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Beschränkt man sich wieder auf einen p-Typ-Halbleiter mit kleiner Haftstellendichte und geringer Anregung, so folgt

$$\Delta n = L \frac{r_c(n_1 + \Delta n) + r_v(p_0 + p_1)}{R p_0 \{ r_c(n_1 + \Delta n) + r_v(p_0 + p_1) \} + r_c(N - n_{t0}) r_v(p_0 + p_1)} \quad (10)$$

Zusammen mit der Neutralitätsbedingung ergibt sich aus Gl. (3) und (10) die Zusatzdichte  $\Delta p$ .

## II. Nichtstationäre Vorgänge

### 1. Zeitkonstanten der Abklingprozesse

Aus den Differentialgleichungen (1) ergeben sich für Ausgleichsvorgänge nach einer schwachen Störung des stationären Zustandes die Beziehungen

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta n_t &= r_c(N - n_{t0}) \Delta n - r_v n_{t0} \Delta p - \beta_0 \Delta n_t, \\ \frac{d}{dt} \Delta n &= - \{ r_c(N - n_{t0}) + R p_0 \} \Delta n - R n_0 \Delta p \\ &\quad + r_c(n_0 + n_1) \Delta n_t. \end{aligned} \quad (11)$$

Diese Gleichungen vereinfachen sich für einen p-Typ-Halbleiter mit kleiner Haftstellendichte unter Verwendung der Neutralitätsbedingung zu

$$\frac{d}{dt} \Delta n_t = r_c(N - n_{t0}) \Delta n - \beta_0 \Delta n_t, \quad (\text{s. Anm. } ^4) \quad (12)$$

<sup>3</sup> Bei einem n-Typ-Halbleiter gelten entsprechende Überlegungen.

<sup>4</sup> Bei FAN lautet die entsprechende Gleichung

$$\frac{d}{dt} \Delta n = -R p_0 \Delta n - \frac{d}{dt} \Delta n_t, \quad (12a)$$

die nur dann korrekt ist, wenn gilt

$$r_c(n_0 + n_1) \gg r_v(p_0 + p_1). \quad (12b)$$

Diese Beziehung muß jedoch — wie auch die experimentellen Ergebnisse zeigen — keineswegs erfüllt sein, da für das Auftreten eines Haftstellen-Effektes nach Gl. (5) nur  $r_c \gg r_v$  gefordert werden muß.

$$\frac{d}{dt} \Delta n = -\{r_c(N - n_{t0}) + R p_0\} \Delta n + \{r_c(n_0 + n_1) - R n_0\} \Delta n_t. \quad (12)$$

Aus dem Ansatz eines exponentiellen Abklingvorgangs für die Besetzungsdichten

$$\Delta n \sim \Delta n_t \sim e^{-\alpha t}$$

ergibt sich die Beziehung

$$\alpha^2 - \alpha \{ \beta_0 + r_c(N - n_{t0}) + R p_0 \} + \{ \beta_0 R p_0 + r_c(N - n_{t0}) r_v(p_0 + p_1) \} = 0. \quad (13)$$

Da aus dem Experiment bekannt ist, daß beide hieraus folgenden Abklingkonstanten sich stark unterscheiden, ergibt sich aus Gl. (13) die Lösung

$$\alpha_1 = \beta_0 + r_c(N - n_{t0}) + R p_0, \\ \alpha_2 = \frac{1}{\alpha_1} \{ \beta_0 R p_0 + r_c(N - n_{t0}) r_v(p_0 + p_1) \}, \quad (14)$$

mit  $\alpha_1 \gg \alpha_2$ .

Aus dem für den Haftstellenmechanismus aus Gl. (12) folgenden Verhältnis

$$\frac{\Delta n_t}{\Delta n} = \frac{r_c(N - n_{t0})}{\beta_0 - \alpha_2} \quad (15)$$

erhält man weiter mit Gl. (3 a)

$$\beta_0 \ll r_c(N - n_{t0}).$$

Hiermit vereinfacht sich  $\alpha_1$  zu

$$\alpha_1 = r_c(N - n_{t0}) + R p_0. \quad (14 a)$$

Der rasche Abklingvorgang setzt sich demnach aus zwei Anteilen zusammen, von denen  $r_c(N - n_{t0})$  dem Ausgleich zwischen Minoritätsband und Haftstellen und  $R p_0$  der Band-Band-Rekombination zuzuschreiben ist.

Für den langsamen Prozeß erhält man

$$\alpha_2 = r_v(p_0 + p_1) + r_c(n_0 + n_1) \frac{R p_0}{R p_0 + r_c(N - n_{t0})}. \quad (14 b)$$

Der erste Term von  $\alpha_2$  enthält nur den Rekombinationskoeffizient  $r_v$ , der zweite nur  $r_c$  und  $R$ . Der erste Term entspricht also einem direkten Elektronenübergang von den Haftstellen ins Valenzband, der zweite einer Rückkehr der Elektronen ins Leitungsband mit anschließendem Übergang ins Valenzband. Bei dem direkten Elektronenübergang von den Haftstellen zum Valenzband wirken diese als Rekombinationszentren, allerdings mit erheblicher Verweilzeit und dadurch bedingter Aufstauung der Elektronen in den Haftstellen. Diese Aufstauung tritt in gleicher Weise wie bei dem bisher ausschließ-

lich betrachteten Wirkungsmechanismus der Haftstellen mit Rückkehr der Ladungsträger ins Minoritätsband auf. Die Photoleitfähigkeit wird daher in beiden Fällen gleichartig beeinflusst. Bei tiefen Temperaturen überwiegt allerdings wegen der wesentlich geringeren Temperaturabhängigkeit von  $p_0$  stets der rekombinationsartige Haftstellenmechanismus.

## 2. Amplitudenverhältnisse der Abklingvorgänge

Für die Abklingvorgänge ergeben sich mit Gln. (12) und (14) die Beziehungen

$$\Delta n = -B_1 \tau_t (\alpha_1 - \beta_0) e^{-\alpha_1 t} - B_2 \tau_t (\alpha_2 - \beta_0) e^{-\alpha_2 t}, \\ \Delta n_t = \frac{B_1 e^{-\alpha_1 t}}{1/\tau_t = r_c(N - n_{t0})} + \frac{B_2 e^{-\alpha_2 t}}{1/\tau_t = r_c(N - n_{t0})}. \quad (16)$$

$\tau_t$  ist dabei die Zeitkonstante des Einfangprozesses von Elektronen durch Haftstellen.

Das Verhältnis  $B_1/B_2$  wird durch die Anregungsbedingungen bestimmt; durch genäherte Integration der Gln. (11) erhält man für kurze Belichtungsdauer  $t = t_0$  (mit  $t_0 < 1/\alpha_1$ )

$$\Delta n = L(t_0 - \frac{1}{2} \alpha_1 t_0^2), \quad \Delta n_t = \frac{1}{2} \frac{L}{\tau_t} t_0^2. \quad (17)$$

Damit ergeben sich die Bestimmungsgleichungen für  $B_1$  und  $B_2$  zu

$$B_1 + B_2 = \frac{1}{2} \frac{L}{\tau_t} t_0^2, \\ \alpha_1 B_1 + \alpha_2 B_2 = -L \frac{t_0}{\tau_t} \left( 1 - \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} t_0 \right). \quad (18)$$

Durch Elimination von  $L$  erhält man:

$$\frac{B_1}{B_2} = - \frac{1 - \alpha_1 t_0/2}{1 - \alpha_2 t_0/2}. \quad (19)$$

Für das dem Experiment zugängliche Abklingen der Photoleitfähigkeit  $\Delta \sigma$

$$\Delta \sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

gilt schließlich mit  $\mu_n/\mu_p = b$ :

$$\frac{\Delta \sigma}{e \mu_p} = \{ - (1 + b) \tau_t (\alpha_1 - \beta_0) + 1 \} B_1 e^{-\alpha_1 t} + \{ - (1 + b) \tau_t (\alpha_2 - \beta_0) + 1 \} B_2 e^{-\alpha_2 t}. \quad (20)$$

Das Amplitudenverhältnis  $V$  der Abklingprozesse mit  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  der Photoleitfähigkeit ist daher

$$V = \frac{1 - \alpha_1 t_0/2}{1 - \alpha_2 t_0/2} \frac{1 - (1 + b) \tau_t (\alpha_1 - \beta_0)}{1 - (1 + b) \tau_t (\alpha_2 - \beta_0)}, \quad (21)$$

und mit  $\alpha_1 \gg \alpha_2$

$$V \approx (1 - \alpha_1 t_0/2) \{ (1 + b) \tau_t \alpha_1 - 1 \}. \quad (21 a)$$

Diese Beziehung ist nun zur Bestimmung der Einfangzeit  $\tau_t$  geeignet und liefert

$$\tau_t \approx \frac{1}{\alpha_1(1+b)} \left( \frac{V}{1-\alpha_1 t_0/2} + 1 \right). \quad (22)$$

### Diskussion

Zur Untersuchung von Haftstellen geht man zweckmäßig aus von den Abklingvorgängen, aus denen sich experimentell die reziproken Zeitkonstanten  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  des raschen und langsamen Prozesses sowie deren Amplitudenverhältnis  $V$  ermitteln lassen.

Nach Gl. (22) läßt sich mit diesen Meßgeräten die Einfangzeit  $\tau_t = 1/r_c(N - n_{t0})$  und mit Gl. (14 a) die Trägerlebensdauer  $\tau = 1/R p_0$  berechnen.

Mit der Erzeugungsrate  $L$  ergibt sich entsprechend Gl. (10) die Ladungsträgerdichte

$$\Delta n = L \tau \frac{1}{1 + \frac{\tau}{\tau_t} \frac{r_v(p_0 + p_1)}{r_c(n_1 + \Delta n) + r_v(p_0 + p_1)}}. \quad (23)$$

Für  $r_c n_1 \ll r_v(p_0 + p_1)$  folgt bei kleinster Anregung der Zusammenhang

$$\Delta n = L \tau \frac{\tau_t}{\tau + \tau_t}, \quad (24)$$

der für  $r_c(n_1 + \Delta n) \gg r_v(p_0 + p_1)$  übergeht in

$$\Delta n = L \tau. \quad (25)$$

Der Zusammenhang nach Gl. (25) wurde von FAN allgemein verwendet. Dies ist jedoch nur berechtigt für den Fall  $\tau \ll \tau_t$ .

Aus dem Temperaturgang der Zeitkonstanten des langsamen Abklingprozesses läßt sich weiter die energetische Lage der Haftstellen sowie der Rekombinationskoeffizient  $r_v$  ermitteln. Im allgemeinen treten nämlich zwei Bereiche stark unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit auf:

Bei tiefen Temperaturen verläuft  $\alpha_2 \sim T^{1/2}$ , d. h. es tritt nur der Temperaturgang eines Rekombinationskoeffizienten<sup>5</sup> auf und der Abklingprozeß kann in diesem Bereich entsprechend Gl. (14 a) im Falle eines p-Typ-Halbleiters beschrieben werden mit

$$\alpha_2 = r_v p_0. \quad (26)$$

Da die im Störleitungsbereich temperaturunabhängige Majoritätsträgerdichte  $p_0$  aus der Leitfähigkeit

ermittelt werden kann, ergibt sich hieraus der Rekombinationskoeffizient  $r_v$ .

Der schwache Temperaturgang von  $\alpha_2$  wird dann durch einen exponentiellen Anstieg abgelöst, wenn entweder

$$p_1 = p_0 \quad (\text{Fall a}) \quad (27 a)$$

oder

$$r_c(n_0 + n_1) \frac{\tau_t}{\tau + \tau_t} = r_v p_0 \quad (\text{Fall b}) \quad (27 b)$$

wird.

Der Fall (a) besagt, daß die thermische Grenzenergie das Energieniveau der Haftstellen erreicht, die somit in der unteren Hälfte des verbotenen Bandes liegen. Für den exponentiellen Anstieg wird der energetische Abstand der Haftstellenterme vom Valenzband maßgebend.

Der Fall (b) wird nur dann bedeutsam, wenn  $p_1$  noch nicht die Größe von  $p_0$  erreicht hat; dann ist aber  $n_0 \ll n_1$  und  $\tau_t = 1/r_c N$  nur schwach temperaturabhängig. Für den exponentiellen Anstieg von  $\alpha_2$  ist daher wichtig, ob  $\tau$  kleiner oder größer als  $\tau_t$  ist. Für  $\tau \ll \tau_t$  wird er durch den energetischen Abstand der Haftstellenterme vom Leitungsband allein bestimmt. Für  $\tau \gg \tau_t$  geht zusätzlich der Temperaturgang der Trägerlebensdauer ein.

Da dieser Temperaturgang der Messung direkt zugänglich ist, kann auch hier der energetische Abstand vom Leitungsband festgelegt werden. Die Größen  $p_1$  in Gl. (24 a) bzw.  $n_1$  in Gl. (24 b) sind daher unter Verwendung des bekannten Bandgewichtes berechenbar und es kann entschieden werden, welcher der beiden Fälle vorliegt. Beide Fälle sind – auch unter Berücksichtigung der aus der Messung resultierenden Fehler – kaum zu verwechseln.

Im Falle (b) kann nun direkt der noch unbekannte Rekombinationskoeffizient  $r_c$  und mit  $1/\tau_t = r_c(N - n_t)$  die Haftstellendichte  $N$  bestimmt werden.

Im Falle (a) hingegen kann die Haftstellendichte oder der Rekombinationskoeffizient nicht aus dem Temperaturgang von  $\alpha_2$  entnommen werden. Man erhält jedoch die Haftstellendichte aus dem stationären Verhalten, d. h. aus der Abhängigkeit der Photoleitfähigkeit von der Belichtungsintensität.

Die Photoleitfähigkeit  $\Delta\sigma$  läßt sich in zwei Anteile unterteilen:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_t + \Delta\sigma_0, \quad (28)$$

wobei  $\Delta\sigma_t = e \mu_p \cdot \Delta n_t$  auf die Anwesenheit der Haftstellen zurückgeführt werden kann.

<sup>5</sup> Der Rekombinationskoeffizient  $r$  ist gegeben durch  $r = w v_{th}$ ;  $w$  ist dabei der im allgemeinen temperaturunabhängige Einfangquerschnitt und  $v_{th}$  die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger, für die gilt  $v_{th}^2 \sim T$ .

Entsprechend Gl. (6) steigt

$$\Delta n_t = \frac{r_c \Delta n}{\beta_0 + r_c \Delta n} \frac{r_c n_1 + r_v p_0}{\beta_0} N$$

bei geringer Intensität zunächst proportional der Zusatzdichte  $\Delta n$  an, um bei höheren Intensitäten für  $r_c \Delta n > \beta_0$  einem Sättigungswert zuzustreben.

Aus dem Gang von  $\Delta \sigma_t$  mit der Beleuchtungsintensität  $J$  kann entsprechend Gl. (23) mit

$$L = \kappa J \quad (\kappa \text{ Proportionalitätsfaktor})$$

die folgende Beziehung gewonnen werden:

$$\frac{J}{\Delta \sigma_t / \sigma_0} = \frac{1}{N} \frac{p_0 \beta_0}{r_c n_1 + r_v p_0} (J + A) \quad (29)$$

mit

$$A = \frac{\beta_0}{\kappa r_c} \left\{ \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_t} \frac{r_v (p_0 + p_1)}{r_c (n_1 + \Delta n) + r_v (p_0 + p_1)} \right\}.$$

$A$  kann dann als Konstante angesehen werden, wenn entweder  $r_c \Delta n \ll r_v (p_0 + p_1)$  oder  $\tau_t \gg \tau$  ist.

Bei einer Darstellung von  $J / \Delta \sigma_t$  als Funktion von

$J$  ergibt sich daher – jedenfalls für kleine  $\Delta n$  – ein Geradenstück, aus dessen Steigung die Haftstellendichte  $N$  bestimmt werden kann. Mit der bekannten Einfangzeit  $\tau_t$  folgt schließlich der noch zu bestimmende Rekombinationskoeffizient  $r_c$ .

Da FAN das Amplitudenverhältnis im dynamischen Fall nicht untersucht hat, bestimmte er den Rekombinationskoeffizienten  $r_c$  aus  $A$ , nachdem der unbekannte Faktor  $\kappa$  gesondert bestimmt worden war (Eichung mit einer anderen Probe).

$A$  muß jedoch durch eine Extrapolation bestimmt werden, die nur dann ohne größere Fehler möglich ist, wenn  $A$  auch für größere  $\Delta n$  konstant ist, d. h. insbesondere für  $\tau_t \gg \tau$ . Hierbei muß aber berücksichtigt werden, daß für große Intensitäten erfahrungsgemäß  $R$  nicht konstant ist.

Eine Anwendung dieser allgemeinen Auswertungsmethode zur Bestimmung der Kennwerte von Haftstellen folgt in einer weiteren Mitteilung.

## Experimentelle Untersuchungen von Haftstellen in Silicium

Von M. ZERBST und W. HEYWANG

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. 14 a, 645–649 [1959]; eingegangen am 9. Mai 1959)

In hochreinem Silicium durch Temperung erzeugte Haftstellen werden auf ihre Wirkungsweise hin untersucht. Unter Verwendung des Temperaturganges der Verweilzeit können sämtliche charakteristischen Daten (Haftstellendichte, Term Lage, Wirkungsquerschnitt) bestimmt werden. Insbesondere ergibt sich, daß der Haftstellenmechanismus auf eine verzögerte Trägerrekombination und nicht auf eine Reemission ins Minoritätsband zurückzuführen ist.

Dem Abklingvorgang durch einfache Rekombination ist in Silicium im Bereich tiefer Temperaturen häufig ein zweiter Abklingvorgang mit im allgemeinen weit größerer Zeitkonstante überlagert. Dieser ist auf die Anwesenheit von Haftstellen (Traps) zurückzuführen, in denen im Gegensatz zu den Rekombinationszentren die Ladungsträger längere Zeit verweilen. Wegen der Neutralitätsbedingung tritt die gleiche Anzahl von zusätzlichen freien Ladungsträgern im Majoritätsband auf, die nur relativ langsam mit den Ladungsträgern in den Haftstellen rekombinieren<sup>1</sup>. – Dieser Vorgang kann nach zwei verschiedenen Mechanismen ablaufen:

1. durch eine direkte Rekombination zwischen Haftstellen und Majoritätsband oder
2. durch eine Emission in das Minoritätsband und anschließende Rekombination mit den Ladungsträgern im Majoritätsband über die zusätzlich vorhandenen Rekombinationszentren.

Daß ein Abklingvorgang im wesentlichen durch das Verweilen von Ladungsträgern in Haftstellen bestimmt wird, kann experimentell auf Grund folgender beider Effekte nachgewiesen werden:

- a) Bei einer konstanten Zusatzbelichtung hoher Intensität verschwindet der langsame Abklingvorgang, da die Haftstellen umbesetzt sind und keine weiteren Ladungsträger speichern können (Ausleuchten der Haftstellen).
- b) Durch ein zusätzliches elektrisches Feld kann der Abklingvorgang nicht beschleunigt werden, da die in Haftstellen fixierten Ladungsträger (und ihre zur Neutralisierung notwendigen Partner) nicht aus der Probe herausgezogen werden können (kein sweeping-out-Effekt).

<sup>1</sup> W. HEYWANG u. M. ZERBST, Z. Naturforsch. 14 a, 641 [1959]; voranstehende Arbeit. (Die Formeln aus dieser Mitteilung werden hier zitiert unter Voransetzen von „I“.)