

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 43 (1970)
Heft: 2

Artikel: Untersuchungen über die Trägerrekombination in Intrinsic-Germanium bei tiefen Temperaturen
Autor: Buschor, F. / Baldinger, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114162>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.01.2026

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

Untersuchungen über die Trägerrekombination in Intrinsic-Germanium bei tiefen Temperaturen

von **F. Buschor** und **E. Baldinger**

Institut für angewandte Physik der Universität Basel

(15. IX. 69)

Summary. Measurements on the electron and hole lifetimes in *p*-germanium rendered intrinsic down to -120°C by the lithium-drift method are reported in this paper. In order to avoid contact problems the intrinsic zone of a PIN-diode was investigated. The lifetime measurements were performed by a method described by Gossick [7] in which the open-circuit voltage on a forward-pulsed diode is registered as a function of time. The lifetimes can be determined for high or low charge carrier densities (τ_{∞} , τ_0) from the decay curves, $V(t)$. For the interpretation of the observations the single energy level recombination model of Shockley-Read-Hall is used. From the temperature-dependence of the lifetimes for small charge carrier densities the energy level of the recombination centers is found to be 0.18 eV above the intrinsic level. For a recombination center density of $10^{14}/\text{cm}^3$ and a temperature of -180°C the capture cross-section of the recombination centers are determined to be typically $3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ and $4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ for holes and electrons respectively, and to be temperature-dependent. It is further demonstrated that the model of Shockley-Read-Hall can be used to interpret the temperature-dependence of the lifetime in the extrinsic range ($T < -120^{\circ}\text{C}$), provided the charge in the recombination centers is not neglected.

1. Einleitung

Intrinsic-Leitfähigkeit kann bei Halbleitern über einen grösseren Temperaturbereich vorhanden sein, wenn sie in genügend «reiner» Form vorliegen. Das reinste zur Zeit herstellbare Germanium weist Intrinsiceigenschaften bis zur Temperatur von ca. -40°C auf. Mit Hilfe der bekannten Drifttechnik kann nun durch Kompensation der Störstellen (Akzeptoren) mit Lithium der Intrinsicbereich in Germanium bis zu ca. -120°C erweitert werden [1–3].

Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, den Rekombinationsmechanismus in kompensiertem Germanium über einen grösseren Temperaturbereich zu untersuchen und anhand bestehender Rekombinationsmodelle mit der Theorie in Einklang zu bringen.

2. Untersuchungsobjekt

Die Untersuchung der Rekombinationsvorgänge erfolgt an Lithium-gedrifteten Ge-PIN-Dioden, die in unserem Institut hergestellt werden [4].

Das zur Herstellung der PIN-Dioden verwendete horizontal gezogene Germanium weist eine Ga-Dotierung von ca. 10^{14} Akzeptoren/ cm^3 auf (20 Ωcm bis 40 Ωcm). Damit die Intrinsic-Leitfähigkeit der Mittelzone bis zu einer Temperatur von ca.

– 120 °C gewährleistet ist, muss eine Nettostörstellendichte kleiner als $10^8/\text{cm}^3$ gefordert werden, was dem beachtenswerten Kompensationsgrad von $(N_A - N_D)/N_A = 1:10^6$ entspricht.

Um bei der Messung der Trägerlebensdauer in der Intrinsiczone den Einfluss der Oberflächenrekombination zu vermindern, wird ein möglichst grosser Diodenquerschnitt angestrebt (ca. 6 cm^2). Bei der im Kap. 4 erläuterten Messmethode muss eine homogene Konzentration von Elektronen und Löchern in der Intrinsiczone vorausgesetzt werden. Daraus ergibt sich die Forderung, dass die Breite der Intrinsiczone kleiner als die ambipolare Diffusionslänge der Ladungsträger sein muss. Die untere Grenze der Breite der Intrinsiczone ist dadurch bestimmt, dass die Diode das typische Verhalten einer PIN-Diode und nicht dasjenige des Shockleyschen $p\text{-}n$ -Gleichrichters haben soll. Unter den erwähnten Gesichtspunkten ergibt sich in unserem Fall eine Breite von 0,6 mm.

Ein für unsere Untersuchungen bemerkenswerter Vorteil der Li-gedrifteten PIN-Diode gegenüber der diffundierten oder legierten PIN-Diode besteht darin, dass die Breite der Intrinsiczone an ein und derselben Diode durch den Driftprozess [1] von 0 bis zu ca. 12 mm kontinuierlich vergrössert werden kann. Dioden mit sehr breiter Intrinsiczone sind besonders geeignet zur Messung der ambipolaren Diffusionslänge mit Hilfe der Elektronen-sonde oder der Lichtpunkt-methode [5, 6].

3. Messapparatur

Die Oberfläche der Ge-Li-PIN-Dioden ist ausserordentlich empfindlich gegen Verunreinigungen und alle Messungen wurden deshalb unter Beachtung grösster Reinheit in einem Kryostaten bei einem Vakuum von $5 \cdot 10^{-9}$ Torr (N_2 -Äquivalent) durchgeführt.

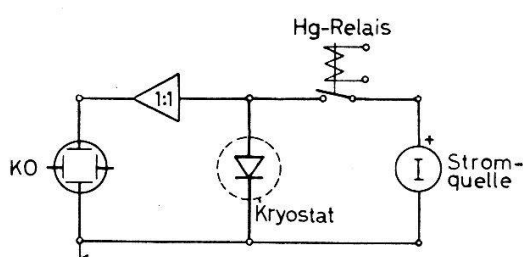
Eine ausführliche Beschreibung der Vakuumeinrichtung ist unter Ref. [6] zu finden.

4. Messung der Trägerlebensdauer und Rekombinationsmodell

4.1. Prinzip der Messmethode

Zur Messung der Rekombinationsrate in der Intrinsiczone der PIN-Diode wird eine Methode verwendet, die erstmals von Gossick [7] eingeführt und später durch Lederhandler und Giacoletto [8] erweitert wurde. In neuerer Zeit wurde sie von Wilson [9] an diffundierten Silizium- $p\pi n$ -Dioden erprobt.

Bei diesem Verfahren wird der zeitliche Verlauf der Leerlaufspannung der in Vorwärtsrichtung gepulsten Diode registriert (siehe Fig. 1).



Figur 1
Schaltung zur Bestimmung der Lebensdauer in PIN-Dioden.

Zwischen der Diodenspannung und den Trägerkonzentrationen in der Mittelzone¹⁾ besteht nach dem Unterbruch des Stromes folgende Relation:

$$U = \frac{k T}{q} \ln \left(\frac{p n}{n_i^2} \right). \quad (1)$$

Nehmen wir eine p -leitende Mittelzone mit der ionisierten Nettostörstellendichte $n_{A-} = N_{A-} - N_{D+}$ an, so lautet die Neutralitätsbedingung: $p = n + n_{A-}$; einsetzen in (1) ergibt:

$$U = \frac{k T}{q} \ln \frac{(n + n_{A-}) n}{n_i^2}. \quad (2)$$

Wird die Lebensdauer der Elektronen und Löcher (Paarlebensdauer) konzentrationsunabhängig angenommen, so erfolgt nach einer Störung die Wiederherstellung des Gleichgewichts in der Form:

$$n(t) = [n(0) - n_0] \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) + n_0. \quad (3)$$

Mit $n(0)$, n_0 werden die Konzentrationen der Elektronen zu Beginn, bzw. am Ende des Abklingvorganges bezeichnet.

Die Nettorekombinationsrate R beträgt:

$$R = -\frac{dn}{dt} = \frac{n(t) - n_0}{\tau}. \quad (4)$$

Es sind nun verschiedene Fälle zu unterscheiden, nämlich:

Mittelzone im Extrinsicbereich:

a) Hohe Injektion: $n \gg n_{A-}$

$$U(t) = \frac{2 k T}{q} \ln \frac{n(t)}{n_i} \quad (5)$$

mit (3) folgt:

$$U(t) \cong \frac{2 k T}{q} \left[-\frac{t}{\tau} + \ln \frac{n(0)}{n_i} \right]. \quad (6)$$

Der Abfall der Spannung in Funktion der Zeit erfolgt somit linear und die Lebensdauer ergibt sich aus der Steigung der Geraden zu:

$$\tau_h = -\frac{2 k T}{q} \left(\frac{dU}{dt} \right)^{-1}. \quad (7)$$

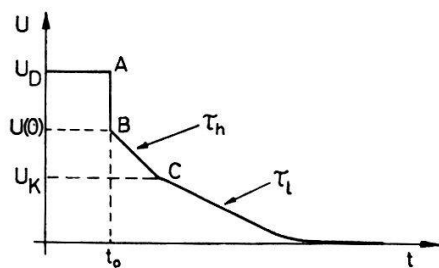
¹⁾ Wir bezeichnen im folgenden die Intrinsiczone mit Mittelzone, um den Extrinsicfall nicht auszuschliessen.

b) Niedrige Injektion: $n_0 \ll n \ll n_{A^-}$.

Man erhält ebenfalls einen zeitlich linearen Abfall der Spannung mit der entsprechenden Beziehung für die Lebensdauer:

$$\tau_l = - \frac{k T}{q} \left(\frac{dU}{dt} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Wird eine über den gesamten Konzentrationsbereich konstante Lebensdauer ($\tau_h = \tau_l$) vorausgesetzt, so wird die Spannung den in Figur 2 dargestellten zeitlichen Verlauf nehmen.



Figur 2
Idealisierter Verlauf der Spannung bei konzentrationsunabhängiger Lebensdauer ($\tau = \tau_h = \tau_l$).

Aus der Spannung U_K , die dem Knick in der Kurve (Punkt C) entspricht, kann die Nettostörstellendichte näherungsweise mit Hilfe folgender Beziehung berechnet werden (Mittelwert):

$$n_{A^-} \cong n_i \cdot \exp \frac{U_K}{2 k T/q}. \quad (9)$$

$U_K/2$ ergibt gerade die ungefähre Lage des Ferminiveaus $|E_i - E_F|$.

Mittelzone im Intrinsicbereich

Mit $p = n \gg n_0 = p_0$ und den Beziehungen (1, 3) ergibt sich derselbe Verlauf von $U(t)$ wie im Extrinsicbereich bei hoher Injektion. Die Lebensdauer τ_h kann also ebenfalls über die Formel (7) bestimmt werden.

4.2. Bestimmung der maximalen Trägerdichte

Nach Figur 2 haben wir die Spannung unmittelbar nach dem Ausschalten des Stromes mit $U(0)$ bezeichnet (Punkt B). Diese Spannung stellt die Summe der über den beiden Sperrschichten herrschenden Spannungen dar. Beim Erhöhen der Diodenspannung U_D wird $U(0)$ einem Grenzwert $U(0)_{max}$ zustreben, der durch den vollständigen Abbau der inneren Potentialbarrieren bedingt ist. Nehmen wir trotz diesem Umstand an den Sperrschichten näherungsweise Boltzmannngleichgewicht an²⁾, so errechnet sich die maximal mögliche Trägerdichte in der Mittelzone zu:

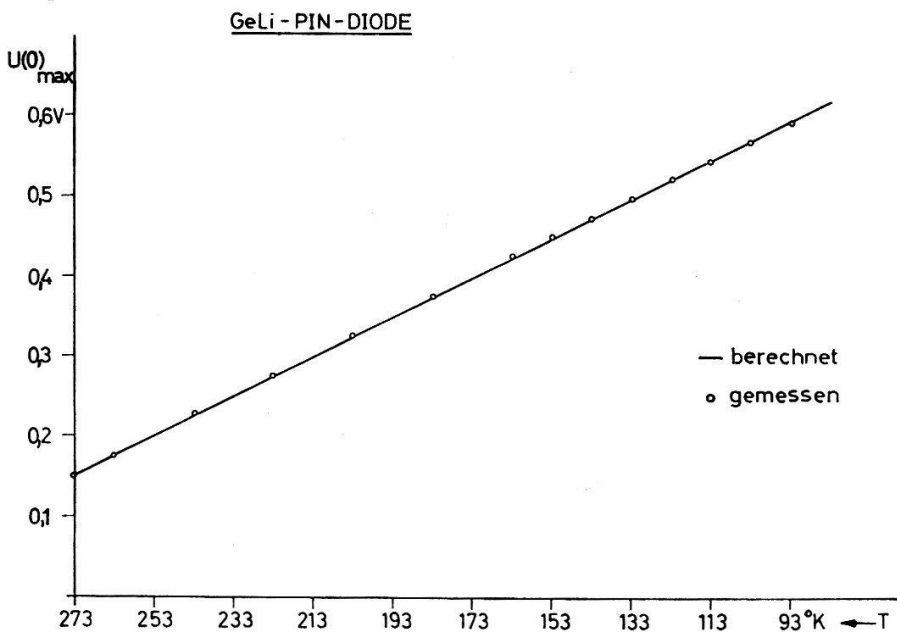
$$n_{max} = p_{max} = n_i \cdot \exp \frac{U(0)_{max}}{2 k T/q}. \quad (10)$$

²⁾ Die Stromdichte ist zufolge der niedrigen Dotierung des p -Gebietes klein (ca. 1 A/cm²).

Die Trägerdichte n_{max} wird bei einer asymmetrischen Dotierung der Bahngebiete (hochdotierte Gebiete, $N_{D+} > N_{A-}$) höchstens N_{A-} erreichen und wir erhalten aus (10):

$$U(0)_{max} \cong \frac{2 k T}{q} \ln \frac{N_{A-}}{n_i}. \quad (11)$$

In Figur 3 ist der gemessene Verlauf von $U(0)_{max}$ über den Temperaturbereich von 93°K bis 273°K dargestellt.



Figur 3

Maximal erreichbare Spannung nach dem Unterbruch des Stromes.

Die Anwendung von (11) ergibt die eingezeichnete Kurve (praktisch eine Gerade) mit $N_{A-} = 1,1 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$. Für die Intrinsicdichte n_i wurde die von Morin und Maita angegebene Formel benützt [10]. Die aus Hall-Effekt-Messungen ermittelte Akzeptorkonzentration des p -Bahngebietes (gleichzeitig Ausgangsmaterial) ergab $N_{A-} = 1,3 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$.

4.3. Wahl des Rekombinationsmodells

Die Lebensdauer der Ladungsträger ist im allgemeinen konzentrations- und temperaturabhängig. Die Kenntnis des Rekombinationsmechanismus ist entscheidend zur Erklärung dieses experimentellen Ergebnisses. Grundsätzlich haben wir zu unterscheiden zwischen strahlender und strahlungsloser Rekombination. Aus theoretischen Betrachtungen geht hervor, dass für strahlende Band-Band-Übergänge in Germanium bei 300°K eine Lebensdauer von ca. 0,3 Sekunden erforderlich wäre [11, 12]. Die in Ge-Li-PIN-Dioden gemessene Lebensdauer beträgt bei 300°K höchstens 1 ms, so dass strahlende Übergänge sehr unwahrscheinlich sind. Immerhin ist aus Experimenten, die bei -180°C ausgeführt wurden ersichtlich, dass Übergänge unter Beteiligung von Photonen tatsächlich vorhanden sind, jedoch unter keinen Umständen den vorherrschenden Rekombinationsmechanismus darstellen (siehe 7.5).

Strahlungslose Band-Band-Übergänge unter Beteiligung von Phononen (Multi-phononprozess) sind in Germanium sehr unwahrscheinlich; dasselbe gilt auch bei nicht allzu hohen Temperaturen für Auger-Prozesse [13]. In Betracht zu ziehen sind hingegen Auger-Prozesse über Rekombinationszentren, die in der verbotenen Zone liegen. Nach dem Modell von Grebene [14] sind aber Prozesse dieser Art in Intrinsic-Germanium erst bei Temperaturen über ca. 300 °K wirksam.

Zur Interpretation der Konzentrations- und Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer in Intrinsic-Germanium bei Temperaturen unter 300 °K eignet sich am besten das Modell von Shockley-Read-Hall (im folgenden mit SRH abgekürzt). Wir werden das SRH-Einniveau-Modell verwenden, das einen Ladungszustand der Rekombinationszentren zulässt, der sich um höchstens eine Ladungseinheit ändern kann [15].

4.4. Das Rekombinationsmodell von Shockley-Read-Hall

Aus der SRH-Theorie [15] erhält man für die Rekombinationsrate:

$$R = - \frac{d\Delta n}{dt} = \frac{p n - n_i^2}{\tau_{p0} (n + n_1) + \tau_{n0} (p + p_1)}. \quad (12)$$

Es liegen folgende Voraussetzungen zugrunde:

- Quasineutralität, d.h. $\Delta n \cong \Delta p$.
- Die Konzentration der Rekombinationszentren sei klein gegenüber den Ladungsträgerkonzentrationen.

n_1 , p_1 bedeuten die Konzentrationen der Elektronen bzw. der Löcher im Falle, dass das Fermi-niveau mit dem Rekombinationsniveau zusammenfällt. Mit Δn , Δp werden die Überschusskonzentrationen der Elektronen bzw. der Löcher bezeichnet.

Mit der Definition $\tau = \Delta n / R$ für die Lebensdauer der Elektronen und Löcher (Paarlebensdauer) folgen unmittelbar aus (12) die Lebensdauer τ_0 bei kleinen Abweichungen der Trägerkonzentration vom thermodynamischen Gleichgewicht, sowie die Lebensdauer τ_∞ für den Fall $\Delta n, \Delta p \gg p_0, n_0, n_1, p_1$:

$$\tau_0 = \tau_{p0} \left(\frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} \right) + \tau_{n0} \left(\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} \right) \quad (13)$$

mit

$$n_1 = n_i \cdot \exp \left(\frac{E_t - E_i}{k T/q} \right), \quad p_1 = n_i \cdot \exp \left(\frac{E_i - E_t}{k T/q} \right) \quad (14)$$

$$\tau_\infty = \tau_{p0} + \tau_{n0}. \quad (15)$$

Die Lebensdauer ist konzentrationsabhängig und kann durch die beiden Grenzwerte τ_0 , τ_∞ ausgedrückt werden:

$$\tau = \frac{(n_0 + p_0) \tau_0 + \Delta n \tau_\infty}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (16)$$

n_0 , p_0 bedeuten die Konzentrationen der Elektronen bzw. der Löcher im thermodynamischen Gleichgewicht.

Spezialfall: $\tau = \tau_0 = \tau_\infty$; die Lebensdauer ist konzentrationsunabhängig. In diesem Fall muss eine der untenstehenden Bedingungen erfüllt sein:

- $n_1 = p_0$, $p_1 = n_0$. Daraus folgt, dass das Rekombinationsniveau E_t und das Fermi-niveau E_F spiegelbildlich zum Intrinsic-niveau E_i liegen müssen.
- $E_t = E_\varphi$, wobei $E_\varphi = E_F + (k T/q) \ln \tau_{n0}/\tau_{p0}$ ist. Das Rekombinationsniveau E_t muss somit eine spezielle Lage bezüglich des Fermi-niveaus E_F haben.

Im nächsten Abschnitt soll nun die SRH-Theorie zur Berechnung der Ausschaltkurven $U = f(t)$ herangezogen werden.

4.5. Berechnung der Ausschaltkurven $U = f(t)$ unter Berücksichtigung des SRH-Modells

Durch Integration der SRH-Differentialgleichung (12) erhält man den zeitlichen Verlauf der Überschusskonzentrationen $\Delta n(t) = \Delta p(t)$ in impliziter Form [16]:

$$t = \tau_0 \ln \left[\frac{\Delta n(0)}{\Delta n(t)} \right] + (\tau_\infty - \tau_0) \ln \left[\frac{\Delta n(0) + p_0 + n_0}{\Delta n(t) + p_0 + n_0} \right]. \quad (17)$$

Mit $\Delta n(0)$ wird die Überschusskonzentration zur Zeit $t = 0$ bezeichnet.

Wir betrachten nun den speziellen Fall der PIN-Diode unter den folgenden Voraussetzungen:

- Quasineutralitätsbedingung erfüllt: $\Delta n \cong \Delta p$
- Homogene Injektion in der Mittelzone: $\Delta n \cong \Delta p$ sind ortsunabhängig
- Nach dem Ausschalten des Stroms soll keine Diffusion von Trägern aus der Mittelzone in die Bahngebiete erfolgen [17]. Diese Annahme ist noch zu überprüfen (siehe 7.7).

Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. *Mittelzone intrinsicleitend:* $n_0 = p_0 = n_i$.

Einsetzen der Beziehung $\Delta n(t) = n_i [\exp U(t)/(2 k T/q) - 1]$ in (17) ergibt für den Verlauf der Klemmenspannung $U(t)$ die implizite Funktion:

$$t = \tau_0 \ln \left[\frac{\exp U(0)/2 U_T - 1}{\exp U(t)/2 U_T - 1} \right] + (\tau_\infty - \tau_0) \ln \left[\frac{\exp U(0)/2 U_T + 1}{\exp U(t)/2 U_T + 1} \right]. \quad (18)$$

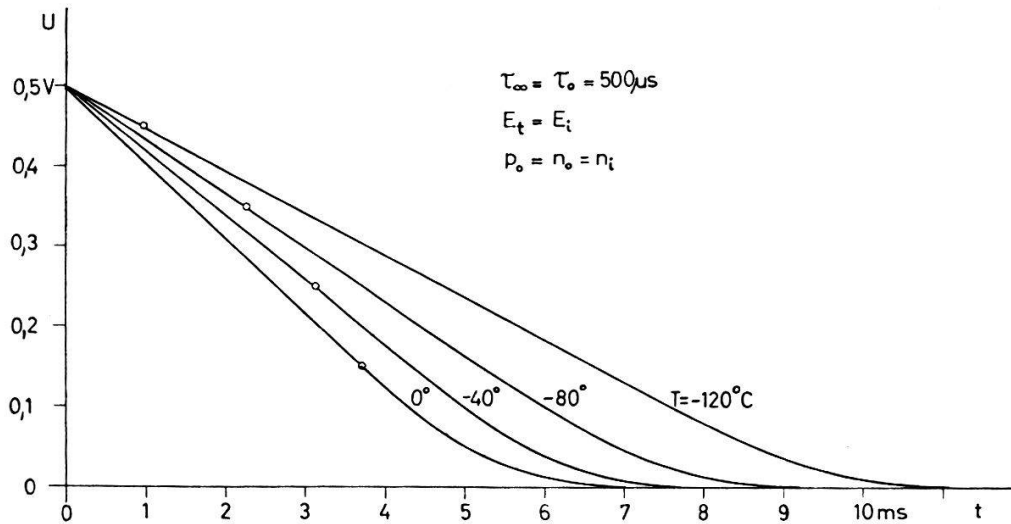
Es bedeuten: $U_T = k T/q$; $U(0)$ = Spannung zur Zeit $t = 0$.

Man beachte, dass in dieser Beziehung die Intrinsicdichte nicht mehr vorkommt und die beiden unbekannten Parameter τ_0 , τ_∞ durch Anpassung der Funktion $t = f(U)$ an experimentell ermittelte Kurven direkt bestimmt werden können.

Die Figuren 4 und 5³⁾ zeigen berechnete Kurvenscharen für verschiedene Lagen des Rekombinationsniveaus. Die Spannung zur Zeit $t = 0$ wurde zu 0,5 V angenommen. Die maximal erreichbare Trägerdichte in der Intrinsiczone bestimmt die Spannung zur Zeit $t = 0$ ($U(0)_{\max}$ nach 4.2) und somit den Bereich der Kurven, welcher der Messung zugänglich ist. Die Kreise markieren die Spannung $U(0)_{\max}$ gemäss den Messungen nach Figur 3.

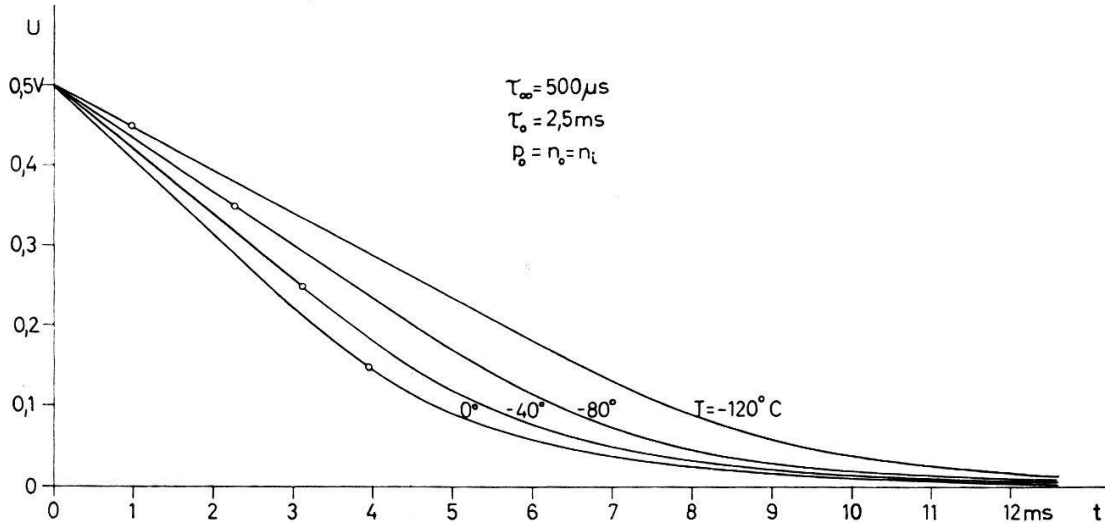
³⁾ In Figur 5 wurde τ_0 einfachheitshalber temperaturunabhängig angenommen.

Es ist leicht einzusehen, dass in Figur 4 und 5 eine direkte Bestimmung der Lebensdauer $\tau_h \cong \tau_\infty$ nach der Formel (7) nur bei Temperaturen unter -40°C möglich wäre (geradliniger Teil der Kurven). Die Beziehung (18) erlaubt nun durch Anpassung an experimentell ermittelte Kurven eine gewisse Extrapolation der Lebensdauer für $\Delta n \rightarrow \infty$ ($\tau \rightarrow \tau_\infty$) vorzunehmen.



Figur 4

Berechnete Ausschaltkurven im Intrinsicfall für $E_t = E_i$.



Figur 5

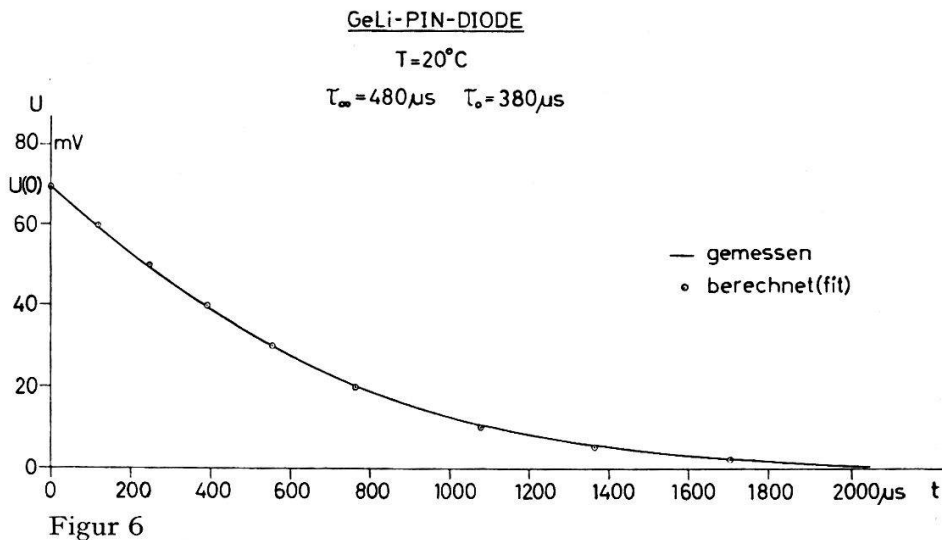
Berechnete Ausschaltkurven im Intrinsicfall für $E_t \neq E_i$ (τ_0 temperaturunabhängig angenommen).

Es ist hier noch mit Nachdruck darauf hinzuweisen, dass eine direkte Bestimmung der Lebensdauer τ_∞ im Sinne der SRH-Theorie nur möglich ist, wenn die Trägerkonzentration dermaßen ist, dass das Rekombinationsniveau zwischen die Quasiniveaus der Elektronen und Löcher zu liegen kommt⁴⁾. Die Realisierbarkeit dieser Bedingung ist abhängig von der Lage des Rekombinationsniveaus in der verbotenen Zone, sowie von der maximal erreichbaren Trägerkonzentration. Es wird sich

⁴⁾ Eine Ausnahme bilden die unter 4.4 erwähnten Spezialfälle.

später zeigen, dass die genannte Bedingung bei den verwendeten Ge-PIN-Dioden erst bei tiefen Temperaturen erfüllt werden kann.

Figur 6 zeigt eine gemessene Ausschaltkurve $U(t)$ im Intrinsicbereich mit der zugehörigen berechneten Kurve nach (18). Die Überschusträgerkonzentration in der Intrinsiczone ist hier relativ gering, sie beträgt $4,7 \cdot 10^{13}/\text{cm}^3$ zur Zeit $t = 0$.



Figur 6
Vergleich einer gemessenen Ausschaltkurve mit einer berechneten.

Lie Experimente zeigen, dass die erreichbare Übereinstimmung mit den berechneten Kurven von -100°C an aufwärts sehr gut ist. Dies kann als Beweis gewertet werden, dass das SRH-Modell den hier vorherrschenden Rekombinationsmechanismus tatsächlich erklärt.

2. Mittelzone extrinsicleitend

Aus der Beziehung (2) erhalten wir unmittelbar:

$$\Delta n(t) = -\frac{n_{A-}}{2} + \sqrt{\left(\frac{n_{A-}}{2}\right)^2 + n_i^2} \exp \frac{U(t)}{k T/q} - n_0 \quad (19)$$

sowie $\Delta n(0)$ aus (19) mit $U(t) = U(0)$.

Mit den Voraussetzungen $p_0 = n_{A-}$ ($n_{A-} \gg n_i$) und $n_0 \ll n_{A-}$ ergibt sich für die implizite Funktion $U(t)$ durch Einsetzen in (17):

$$t = \tau_0 \ln \left[\frac{-(n_{A-}/2) + N(0)}{-(n_{A-}/2) + N(t)} \right] + (\tau_{\infty} - \tau_0) \ln \left[\frac{(n_{A-}/2) + N(0)}{(n_{A-}/2) + N(t)} \right] \quad (20)$$

mit den Abkürzungen:

$$N(0) = \sqrt{\left(\frac{n_{A-}}{2}\right)^2 + n_i^2} \exp \frac{U(0)}{U_T};$$

$$N(t) = \sqrt{\left(\frac{n_{A-}}{2}\right)^2 + n_i^2} \exp \frac{U(t)}{U_T}; \quad U_T = \frac{k T}{q}.$$

Da sich τ_{∞} und τ_0 im Extrinsicbereich öfters direkt mit Hilfe der Formeln (7, 8) bestimmen lassen, kann die abgeleitete Funktion anstelle der Näherung (9) zur genauen

Ermittlung von n_{A-} benutzt werden. Durch die Lösung der SRH-Differentialgleichung (12) werden die von Wilson [9] verwendeten numerischen Integrationsmethoden zur Bestimmung von n_{A-} vermieden.

4.6. Bestimmung der Rekombinationsparameter

Das Rekombinationsniveau wird in der SRH-Theorie durch die energetische Lage E_t in der verbotenen Zone und die Lebensdauer τ_{n0} und τ_{p0} charakterisiert. Aus der Messung der Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer τ_0 kann die Lage des Niveaus berechnet werden.

Im Intrinsicbereich folgt mit $n_0 = p_0 = n_i$ und $\gamma = \tau_{n0}/\tau_{p0}$ aus (13, 15):

$$\tau_{0i} = \frac{\tau_\infty}{2} \left[1 + \frac{1}{1+\gamma} \left(\gamma \cdot \exp \frac{E_i - E_t}{U_T} + \exp \frac{E_t - E_i}{U_T} \right) \right] \quad (21)$$

$$\tau_\infty = \tau_{p0} (1 + \gamma) = \tau_{n0} + \tau_{p0} \quad (22)$$

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N_t \sigma_n v_{th,n}}; \quad \tau_{p0} = \frac{1}{N_t \sigma_p v_{th,p}} \quad (23)$$

N_t Konzentration der Rekombinationszentren,
 σ_n, σ_p Einfangsquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher,
 $v_{th,n}, v_{th,p}$ Thermische Geschwindigkeit für Elektronen bzw. Löcher.

Im allgemeinen sind die Einfangsquerschnitte temperaturabhängig [18–20]. Da im zu überstreichenden Temperaturbereich nur die Summe von $\tau_{n0} + \tau_{p0}$ der Messung zugänglich ist, müssen wir die Annahme treffen, dass mindestens das Verhältnis $\gamma = \tau_{n0}/\tau_{p0}$ keine Funktion der Temperatur sei.

Aus den Messungen von $\tau_{0i} = f(T)$ und $\tau_\infty = f(T)$ können durch Kurvenanpassung die noch unbekannten Parameter γ , sowie $E_t - E_i$ bestimmt werden.

Allerdings ist zu bemerken, dass τ_{0i} nach (21) denselben Wert annimmt, wenn $(E_t - E_i)$ durch $-(E_t - E_i)$ und γ durch $1/\gamma$ ersetzt werden. Daher kann aufgrund der Messungen im Intrinsicbereich nicht entschieden werden, ob sich das Rekombinationsniveau unterhalb oder oberhalb des Intrinsicniveaus befindet. Diese Frage kann durch die Analyse der noch zu behandelnden Auswirkungen der Traps gelöst werden.

4.7. Messungen der Lebensdauer τ_∞

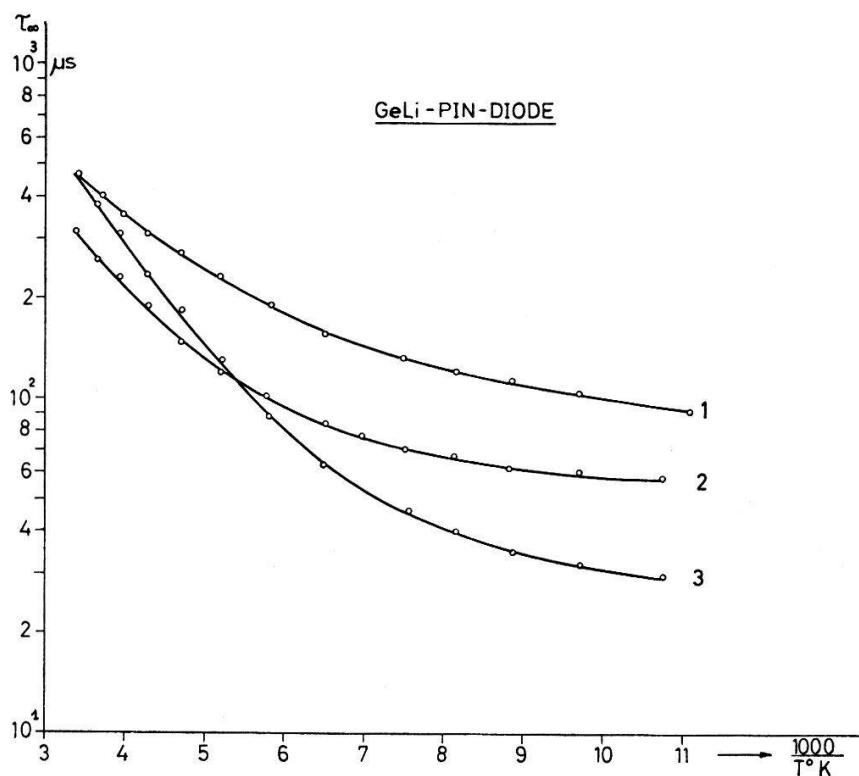
Nach der erläuterten Methode wurden Messungen durchgeführt an Ge-Li-PIN-Dioden, deren Grundmaterial verschiedene Versetzungsdichten aufwies.

Folgende Grundmaterialien wurden für die Messungen nach Figur 7 verwendet:

	EPD Firmaangabe ⁵⁾	EPD gemessen	Lebensdauer Firmaangabe (mit Flash-Methode)
Nr. 1 Ge Hoboken	150...300/cm ²	500/cm ²	580...630 μ s
Nr. 2 Ge Sylvania	1800/cm ²	3000/cm ²	350 μ s
Nr. 3 Ge Hoboken	3400...4200/cm ²	5300/cm ²	630...650 μ s

⁵⁾ Die Firmaangaben beziehen sich auf den Anfang und das Ende des Barrens und die EPD (Etch Pit Density) wurde nicht an den verwendeten Scheiben gemessen. Die Verteilung der EPD wurde als gleichmässig befunden.

Gemäss der SRH-Theorie ist die Lebensdauer τ_∞ indirekt proportional zur Dichte der Rekombinationszentren (vgl. (22, 23)). Die gemessene Abhängigkeit der Lebensdauer τ_∞ von der Versetzungsdichte legt den Schluss nahe, dass zum mindesten bei der Diode Nr. 3 die Versetzungen die wesentlichsten Zentren bilden. Versetzungen haben im allgemeinen Akzeptorcharakter; der Einfangsquerschnitt für Löcher ist viel grösser als für Elektronen [21, 22]. Diese Feststellung erlaubt uns, das Produkt $\sigma_n N_t = 1/(\tau_{n0} v_{th,n}) = 1/(\tau_\infty v_{th,n})$ als Funktion der reziproken Temperatur aufzutragen. Aus Figur 8 ist ersichtlich, dass der Einfangsquerschnitt für Elektronen bei der höchsten Versetzungsdichte (Kurve 3) bei höheren Temperaturen das Gesetz $\sigma_n \sim T^{-4}$ befolgt. Bei tiefen Temperaturen ergibt sich bei allen Kurven $\sigma_n \sim T^{-m}$, wobei $m = 1 \dots 2$ ist.



Figur 7

Lebensdauer bei hoher Injektion für Intrinsic-Germanium mit verschiedener Versetzungsdichte.

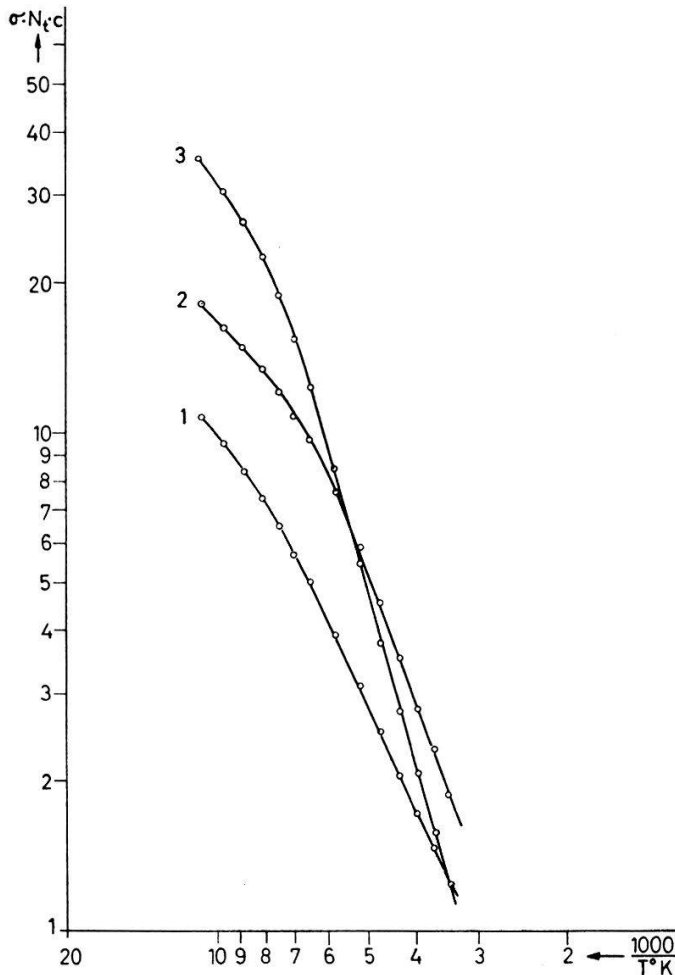
Eine ausführliche Interpretation der Temperaturabhängigkeit des Einfangsquerschnittes würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Immerhin sei hier noch erwähnt, dass Lax [23] mit seinem Modell der Kaskadenrekombination über angeregte Zustände (unter Beteiligung von akustischen und optischen Phononen) folgende Resultate findet:

$$\sigma \sim T^{-4} \quad \text{für geladene Zentren,}$$

$$\sigma \sim T^{-1} \quad \text{für neutrale polarisierbare Zentren.}$$

Messungen an Dioden, deren Grundmaterial (mit kleiner Versetzungsdichte) vor dem Driftvorgang von 500°C auf 20°C innert wenigen Sekunden abgeschreckt wurde, ergaben einen der Kurve 3 in Figur 8 ähnlichen Verlauf für $\sigma(1/T)$. Die erzeugten

Gitterstörungen wirken sich somit auf die Rekombination in analoger Weise aus wie die Versetzungen. Dieselbe Beobachtung wurde übrigens an Ge-Li-PIN-Dioden mit Kupfer dotiertem Grundmaterial gemacht (3 Niveaus mit Akzeptorcharakter! [24])⁶⁾.



Figur 8

Temperaturabhängigkeit des Einfangsquerschnittes für Elektronen.

N_t = Konzentration der Rekombinationszentren, c = Konstante.

Eine andere Ursache für die festgestellte Temperaturabhängigkeit kann auch in der Unzulänglichkeit des Messvorganges liegen. Wie bereits früher erwähnt wurde, kann τ_∞ nur direkt gemessen werden, wenn das Rekombinationsniveau zwischen die Quasiferminiveaus der Elektronen und Löcher zu liegen kommt. Sind nun beispielsweise mehrere Niveaus in der verbotenen Zone vorhanden, so werden gegen tiefere Temperaturen hin zusätzliche Niveaus aktiv und die gemessene Lebensdauer τ_∞ wird daher abnehmen (vgl. Niveauschema Fig. 15).

4.8. Messungen der Lebensdauer τ_0

Es wurden Messungen an mehreren Dioden vorgenommen. Bei allen konnte ein starker Anstieg der Lebensdauer τ_0 mit sinkender Temperatur festgestellt werden.

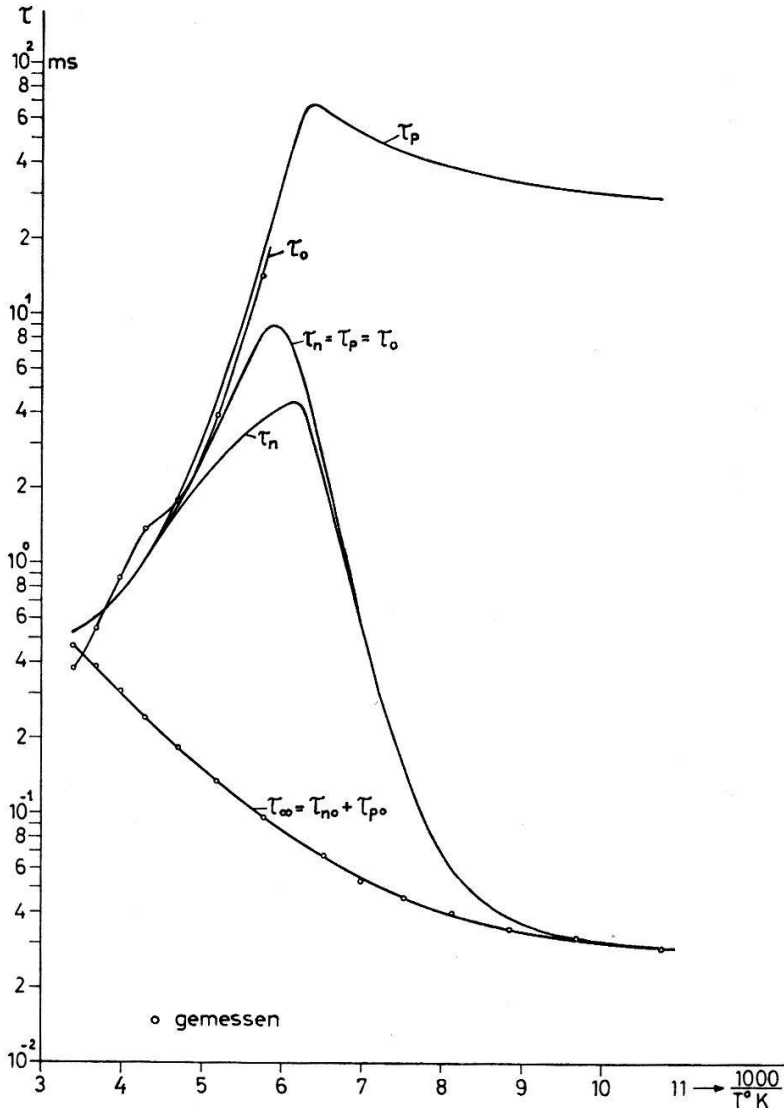
⁶⁾ Cu-Dotierung dürfte bei der Verwendung von Ge-Li-PIN-Dioden als Infrarot-Detektoren von grösster Bedeutung sein!

In Figur 9 sind die an der Diode Nr. 3 (vgl. Fig. 7 und 8) gemessenen Werte von τ_0 als Funktion der reziproken Temperatur dargestellt.

Die nach (13) berechnete Kurve $\tau_0 = \tau_n = \tau_p$ enthält die Parameter:

$$n_{A-} = 10^8/\text{cm}^3; \quad E_t - E_i = 0,18 \text{ eV } (E_t \text{ oberhalb } E_i); \quad \gamma = 10^3.$$

Bei der Berechnung wurde die Temperaturabhängigkeit von τ_∞ berücksichtigt. Der starke Anstieg der Lebensdauer τ_0 mit abnehmender Temperatur konnte durch die Messungen der Diffusionslänge mit Hilfe der Elektronensonde bestätigt werden [6].



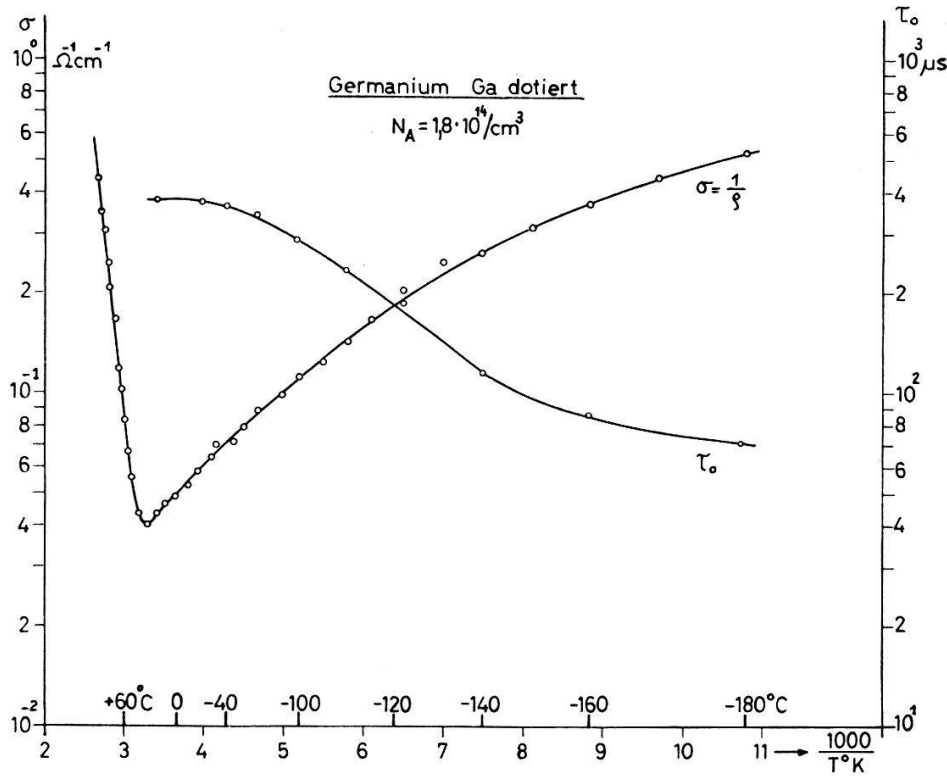
Figur 9

Berechnete und gemessene Lebensdauer nach dem SRH-Modell. Rekombinationsparameter: $E_t - E_i = 0,18 \text{ eV}$, $N_t = 10^{14}/\text{cm}^3$, $\gamma = 10^3$.

Nach der SRH-Theorie wäre zu erwarten, dass τ_0 im Extrinsicbereich mit abnehmender Temperatur steil abfallen würde (siehe Kurve $\tau_0 = \tau_n = \tau_p$). Die Messungen bestätigen diese Erwartung jedoch nicht. Diese Tatsache kann mit der erweiterten SRH-Theorie, bei der die Ladungsträger in den Rekombinationszentren zu berücksichtigen sind, erklärt werden. Es ist leicht einzusehen, dass die unter 4.4 getroffene Voraussetzung b), wonach die Konzentration der Rekombinationszentren klein sei

gegenüber den Trägerkonzentrationen, bei tiefen Temperaturen nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Die relativ kleine Lebensdauer τ_∞ bei tiefen Temperaturen zeigt deutlich, dass mit einer minimalen Zentrendichte von ca. $10^{12}/\text{cm}^3$ zu rechnen ist.

In Figur 10 ist ein Beispiel einer Messung von τ_0 und σ (Leitfähigkeit) an einem Germaniumkristall dargestellt (Grundmaterial).



Figur 10

Lebensdauer und Leitfähigkeit im Ga-dotierten Germanium.

5. Das erweiterte SRH-Modell für beliebige Dichte der Rekombinationszentren

Die unmittelbare Folge der Berücksichtigung der Ladung in den Rekombinationszentren ist die unterschiedliche Überschusskonzentration der freien Elektronen und Löcher im Nichtgleichgewichtszustand. Ausserdem wird im allgemeinen die Lebensdauer der Elektronen nicht gleich derjenigen der Löcher sein.

5.1. Allgemeine Rekombinationsgleichungen

Unter Berücksichtigung einer externen Trägererzeugung g_E gelten im allgemeinen Fall folgende gekoppelte Kontinuitätsgleichungen [16]:

$$\begin{aligned} g_E - \frac{d\Delta n}{dt} &= \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{n0}} \left[\frac{(n_0 + n_1 + \Delta n)(\Delta n - \Delta p)}{N_t} + \frac{\Delta n n_1}{n_0 + n_1} \right] \\ g_E - \frac{d\Delta p}{dt} &= \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{p0}} \left[\frac{(p_0 + p_1 + \Delta p)(\Delta p - \Delta n)}{N_t} + \frac{\Delta p p_1}{p_0 + p_1} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

N_t Konzentration der Rekombinationszentren,

τ_n, τ_p Lebensdauer der Elektronen bzw. der Löcher,

g_E Externe Erzeugungsrate (Elektron-Loch-Paare/sec cm^3).

Wenn die externe Erzeugungsrate $g_E = 0$ ist und die Abweichungen der Überschusskonzentrationen vom thermodynamischen Gleichgewicht klein sind, erhält man die bekannten SRH-Gleichungen [15]:

$$\begin{aligned}\tau_p &= \frac{\tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{p0} [n_0 + n_1 + N_t (1 + n_0/n_1)^{-1}]}{n_0 + p_0 + N_t (1 + n_0/n_1)^{-1} (1 + n_1/n_0)^{-1}} \\ \tau_n &= \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} [p_0 + p_1 + N_t (1 + p_0/p_1)^{-1}]}{n_0 + p_0 + N_t (1 + p_0/p_1)^{-1} (1 + p_1/p_0)^{-1}}.\end{aligned}\quad (25)$$

5.2. Trapping-Kriterien

Es werden die Trapping-Kriterien nach Nomura und Blakemore verwendet [25].

Es sei $S = \lim_{\Delta n, \Delta p \rightarrow 0} (\Delta n / \Delta p)$.

Im Gleichgewichtszustand ist $d\Delta n/dt = d\Delta p/dt = 0$ und man erhält mit (24):

$$S = \frac{(1 + p_1/p_0)^2 (n_1/p_0 + \gamma) + \gamma p_1 N_t/p_0^2}{(1 + p_1/p_0)^2 (n_1/p_0 + \gamma) + N_t/p_0}.\quad (26)$$

Folgende Fälle sind zu unterscheiden:

$S = 1$ Kein Trapping,

$S \gg 1$ Löcher-Trapping,

$S \ll 1$ Elektronen-Trapping.

Für die spezielle Lage des Trapniveaus:

$$E_t = E_\varphi = E_F + \frac{kT}{q} \ln \gamma.\quad (27)$$

ist der Fall $S = 1$ unabhängig von der Trapkonzentration erfüllt. Nach 4.4 gilt für diese Traplage: $\tau_\infty = \tau_0 = \tau_n = \tau_p$.

In Figur 11 ist die Funktion $S(E_t)$ für die Parameter $n_{A-} = 10^8/\text{cm}^3$, $\gamma = 10^3$, $N_t = 10^{14}/\text{cm}^3$, aufgetragen.

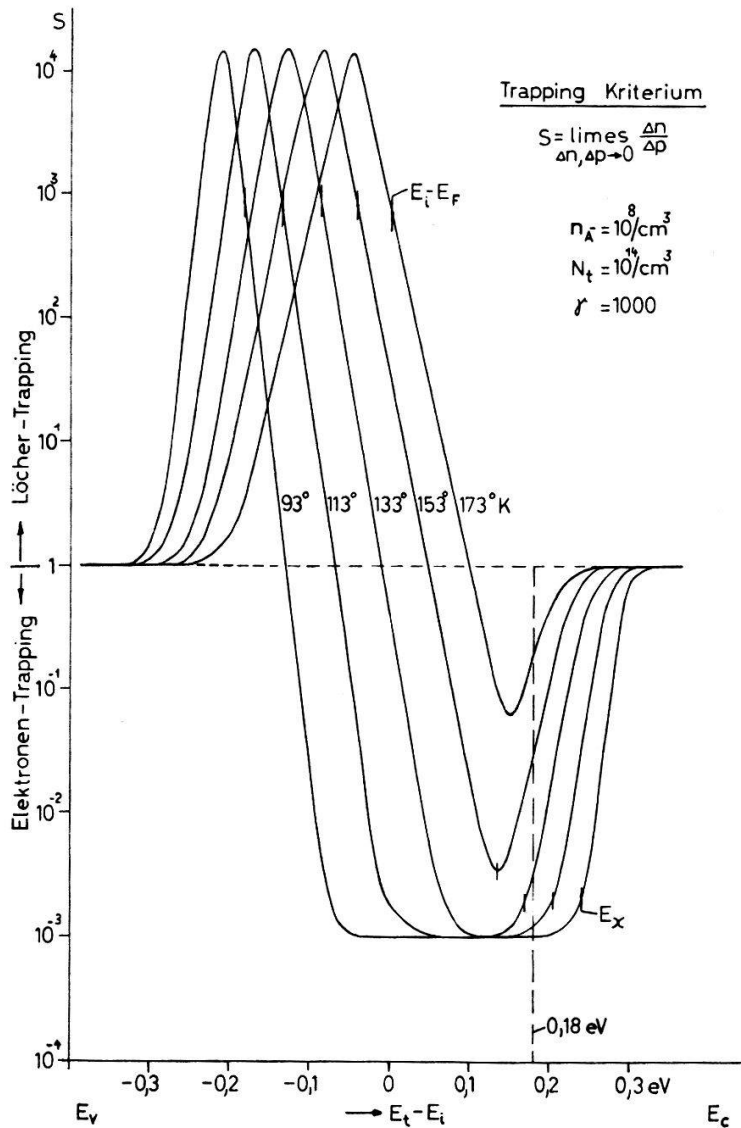
Aufgrund der gemessenen Lebensdauer τ_∞ und bekannter Einfangsquerschnitte [26, 27] ist eine obere Grenze von $N_t = 10^{14}/\text{cm}^3$ als angemessen zu betrachten.

Aus der Figur 11 geht deutlich hervor, dass für $E_t = 0,18$ eV (oberhalb des Intrinsicniveaus) die Unterschiede in den Überschusskonzentrationen bei Temperaturen oberhalb -100°C relativ gering sind. Die Anwendung der einfachen SRH-Theorie nach Kap. 4 scheint somit im Intrinsicbereich gerechtfertigt zu sein. (Prinzipiell müsste S für den transienten Fall diskutiert werden.)

Der aus (25) berechnete Verlauf von τ_n und τ_p ist in Figur 9 dargestellt. Wesentliche Unterschiede zwischen τ_n und τ_p sind demnach erst im Extrinsicbereich zu erwarten. Es ist noch zu bemerken, dass es sich hier um Gleichgewichtswerte handelt, die nicht unbedingt identisch zu sein brauchen mit denjenigen die aus transienten Vorgängen ermittelt wurden [29, 30].

5.3. Berechnung der Ausschaltkurven $U(t)$ unter Berücksichtigung der erweiterten SRH-Theorie

Für den transienten Fall ist keine geschlossene Lösung des Differentialgleichungssystems (24) bekannt und wir sind deshalb auf eine numerische Lösung angewiesen.



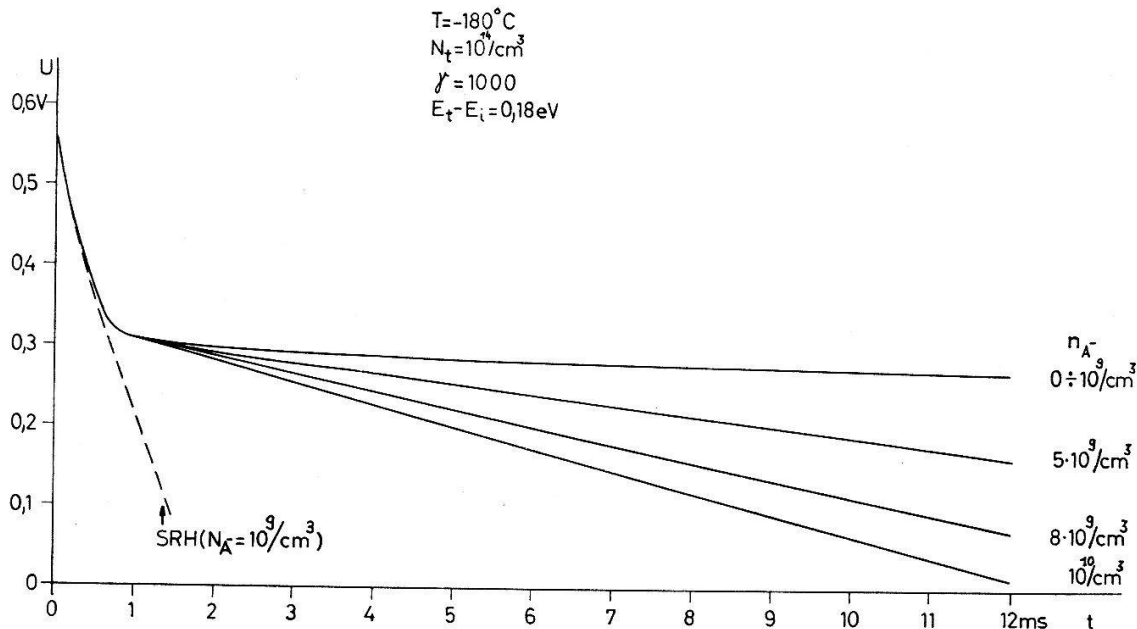
Figur 11

Trapping Kriterium $S(E_t)$. E_x : Demarkationsniveau nach Rose [28]; $E_i - E_F$: Fermi-niveau.

Die Gültigkeit der Beziehung (1) wird weiterhin vorausgesetzt und ausserdem nehmen wir an, dass zu Beginn des Abklingvorganges die Überschusskonzentration der Elektronen und Löcher gleich sei ($\Delta p(0) = \Delta n(0)$). Bei hoher Injektion ist diese Annahme durchaus gerechtfertigt; bei niedriger Injektion hingegen ergeben sich Unterschiede, die in den Anfangsbedingungen des Differentialgleichungssystems zu berücksichtigen sind.

Figur 12 zeigt berechnete Kurven $U(t)$ mit der Akzeptorkonzentration n_{A-} (in der Mittelzone) als Parameter. Die Knickspannung wird hier offensichtlich nicht mehr durch n_{A-} bestimmt. Der Kompensationsgrad der Mittelzone der PIN-Diode wirkt sich indessen für $n_{A-} > 10^9/\text{cm}^3$ auf die Lebensdauer bei kleiner Injektion aus. Der langsame Abfall ist im wesentlichen durch die Lebensdauer der Löcher gegeben. Der Einfluss des Kompensationsgrades auf den langsamen Abfall konnte experimentell bestätigt werden. Da die Eigenschaften der Oberfläche die Ausschaltkurven bei niedriger Injektion wesentlich beeinflussen, ist eine exakte Auswertung der experimentellen Ergebnisse äusserst problematisch. Bekanntlich hat eine zu lange Lagerung

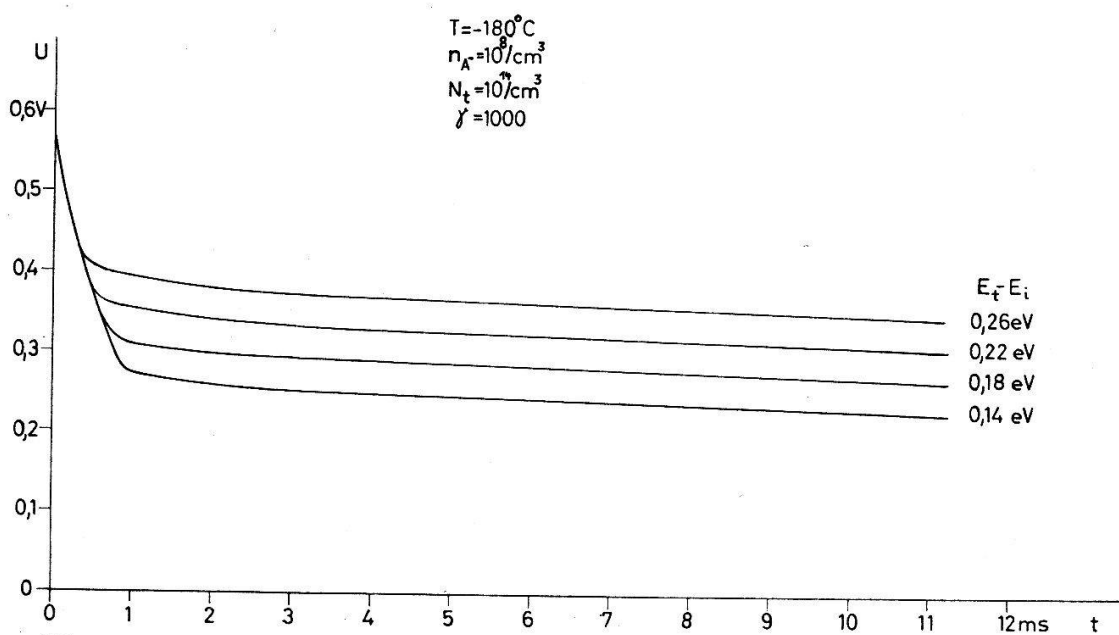
der Ge-Li-PIN-Dioden bei Raumtemperatur eine Dekompensation der Mittelzone zur Folge, die durch einen Nachdriftprozess rückgängig gemacht werden kann. Durch die Veränderung der Oberfläche mittels «Brattain-Bardeen-Gaszyklen» konnte bewiesen werden, dass die Diodenoberfläche durch zu langes Nachdriften p -leitend wird.



Figur 12

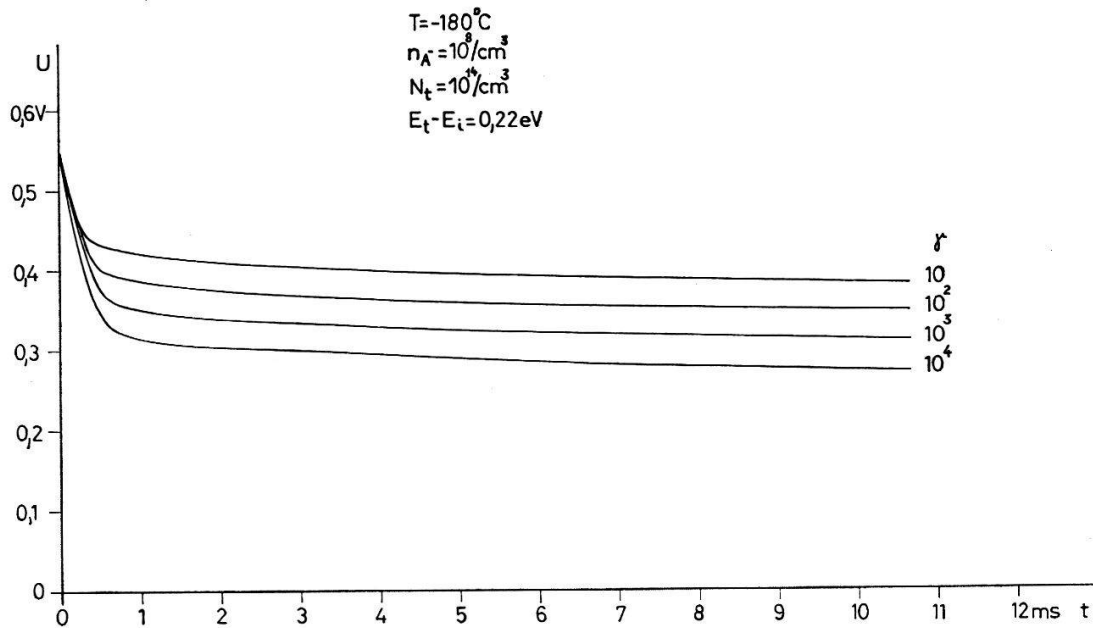
Berechnete Ausschaltkurven unter Berücksichtigung der erweiterten SRH-Theorie. Parameter: Nettostörstellendichte n_{A^-} .

In den Figuren 13 und 14 ist der Einfluss der Parameter E_t , bzw. $\gamma = \tau_{n0}/\tau_{p0}$ dargestellt. Im Gegensatz zu den Verhältnissen im Abschnitt 4.1 lässt sich unter diesen Umständen die Nettostörstellendichte nicht mehr eindeutig aus der Knickspannung bestimmen.



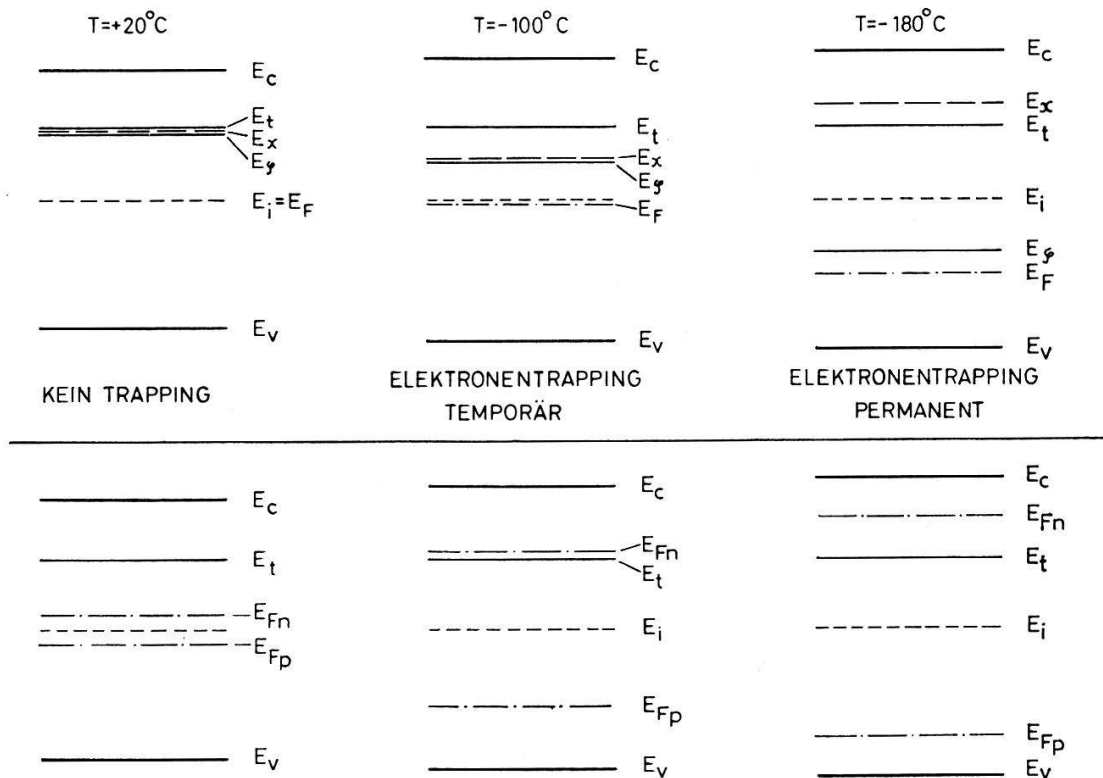
Figur 13

Berechnete Ausschaltkurven unter Berücksichtigung der erweiterten SRH-Theorie. Parameter: Lage des Trapniveaus $E_t - E_i$.



Figur 14

Berechnete Ausschaltkurven unter Berücksichtigung der erweiterten SRH-Theorie. Parameter:
 $\gamma = \tau_{n0}/\tau_{p0}$.

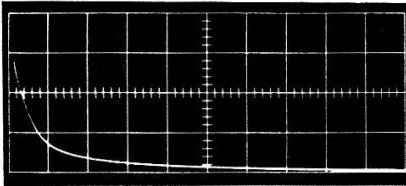


Figur 15

Niveauschema bei verschiedenen Temperaturen für $E_t = 0,18\text{ eV}$, $\gamma = 10^3$. E_c Leitungsbandkante; E_v Valenzbandkante; E_F Fermi-niveau; E_{Fn} Quasifermi-niveau der Elektronen bei maximaler Injektion; E_i Intrinsic-niveau; E_{Fp} Quasifermi-niveau der Löcher bei maximaler Injektion; E_x Demarkations-niveau; E_φ spezielles Niveau; E_t Trap-niveau. Masstab: $1\text{ mm} \cong 0,026\text{ eV}$.

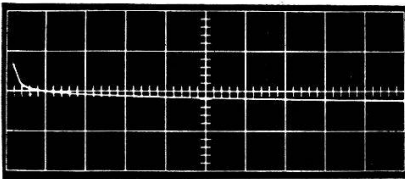
Die bei verschiedenen Temperaturen auftretenden Niveaulagen gehen aus der Figur 15 hervor. Mit E_{∞} wird die bekannte Demarkationslinie nach Rose bezeichnet [28]. Temporärer Elektroneneinfang (Trapping) bedeutet, dass die eingefangenen Elektronen wiederholt in das Leitungsband emittiert werden können, bevor sie rekombinieren. Beim permanenten Einfang sind solche Übergänge sehr unwahrscheinlich.

Im untern Teil der Figur 15 ist die ungefähre Lage der Quasiferminiveaus⁷⁾ bei der maximal erreichbaren Trägerdichte in der Mittelzone der Diode angegeben. Aus dieser Darstellung geht klar hervor, dass die Quasiferminiveaus das Trapniveau erst bei tiefen Temperaturen umfassen; in diesem Fall ist somit über einen gewissen Zeitbereich ein linearer Abfall der Spannung nach dem Ausschalten des Stromes zu erwarten. Die Figuren 16 und 17 zeigen Messungen an einer Ge-Li-PIN-Diode bei -80°C bzw. -180°C .



Figur 16

Gemessene Ausschaltkurve an einer Ge-Li-PIN-Diode bei -80°C . Vertikal: 0,1 V/Skalenteil; Horizontal: 2 ms/Skalenteil.



Figur 17

Gemessene Ausschaltkurve an einer Ge-Li-PIN-Diode bei -180°C . Vertikal: 0,2 V/Skalenteil; Horizontal: 1 ms/Skalenteil.

6. Die PIN-Diode in Sperrichtung

Die Rekombination in der Intrinsiczone tritt hier gegenüber der Neuerzeugung in den Hintergrund. Wir beschränken uns auf den durch Trägergeneration in der Intrinsiczone erzeugten Anteil am Sperrstrom, der bei tiefen Temperaturen den Hauptanteil des Sperrstromes ausmacht.

Aus der SRH-Theorie folgt mit $p, n \cong 0$ für die thermische Erzeugungsrate:

$$R = \frac{-n_i^2}{\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1} = \frac{-n_i^2}{[\tau_{\infty}/(1 + \gamma)] (n_1 + \gamma p_1)}. \quad (28)$$

Mit den Beziehungen (14) lässt sich (28) in der folgenden Form schreiben [31]:

$$R = -n_i \left[2 \sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} \cosh \left(\frac{E_t - E_i}{k T/q} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right) \right]^{-1}. \quad (29)$$

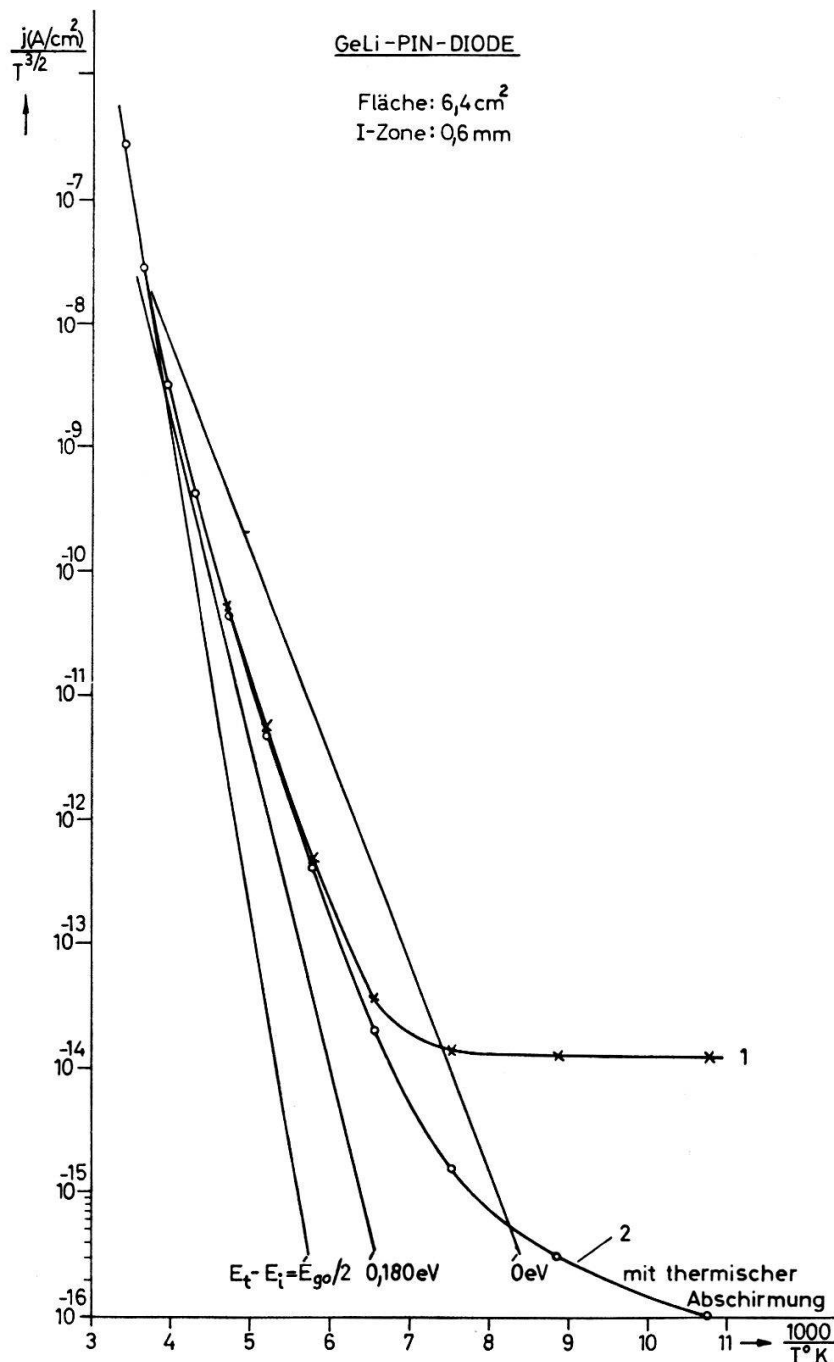
Die thermische Aktivierungsenergie der Rekombinationszentren erhält man aus der graphischen Darstellung:

$$\log(I_{rg}/T^{3/2}) = f(1/T^{\circ}\text{K}) \text{ mit } I_{rg} = q V R. \quad (30)$$

⁷⁾ $U(0)_{\max}/2$ ergibt gerade die Lage der Quasiferminiveaus $|E_{Fn} - E_i|$ und $|E_{Fp} - E_i|$.

Mit I_{rg} wird der Erzeugungsstrom bezeichnet; V bedeutet das Volumen der Mittelzone der Diode.

In Figur 18 ist der Sperrstrom der Diode Nr. 3 (siehe Abschnitt 4.7) aufgetragen (j = Sperrstromdichte). Die Kurve Nr. 1 bezieht sich auf eine Messung, bei der sich die Umgebung der Diode auf Raumtemperatur befand. In diesem Fall beträgt der Sperrstrom bei -180°C und 50 V Sperrspannung noch 60 pA. Wird die Diode in ein Gehäuse eingebaut, das auf dieselbe Temperatur wie die Diode gebracht wird, so vermindert sich der Sperrstrom um ca. einen Faktor 100 (siehe Kurve 2). In diesem Zusammenhang sei auf die extrem grosse Infrarotempfindlichkeit dieser Dioden hingewiesen.



Figur 18

Sperrstromdichte $j/T^{3/2}$ in Funktion der Temperatur einer Ge-Li-PIN-Diode mit $6,4 \text{ cm}^2$ Fläche, $0,6 \text{ mm}$ breiter Mittelzone.

Der für die entsprechenden Diodenabmessungen (Fläche $6,4 \text{ cm}^2$, I -Zone $0,6 \text{ mm}$) erstaunlich kleine Sperrstrom von $0,6 \text{ pA}$ bei -180°C , sowie die ausgezeichnete Sättigung desselben bis ca. 100 V , bürgen für eine einwandfreie Oberfläche. In den Lebensdauermessungen bei niedriger Injektion ist der Oberflächenzustand von ausschlaggebender Bedeutung und es ist deshalb unerlässlich, den Sperrstrom unter dauernder Kontrolle zu halten.

Die in der Figur 18 eingezeichneten «Geraden» wurden unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer τ_∞ nach der Beziehung (28) berechnet. Bei hohen Temperaturen ist der Sperrstrom diffusionsbedingt und die Abnahme mit sinkender Temperatur erfolgt mit der Steigung $E_a = E_{g0}$ (Bandabstand). Der anschliessende Abfall des Sperrstromes deutet auf ein Rekombinationsniveau hin, das sich nahe der Mitte der verbotenen Zone befindet. Die Diskrepanz mit dem berechneten Niveau von $0,18 \text{ eV}$ ist darauf zurückzuführen, dass diejenigen Niveaus, die in der Nähe des Intrinsicniveaus liegen, am wirksamsten sind (vgl. (29)). Im Übrigen ist zu erwarten, dass bei tiefen Temperaturen die Diodenoberfläche den grössten Anteil am Sperrstrom hat.

7. Kontrollexperimente

7.1. Durchlasskennlinie der PIN-Diode

Nach Figur 17 ist bei -180°C die Lebensdauer über einen grösseren Bereich der Trägerkonzentration konstant (hohe Injektion; $U = 0,4 \dots 0,56 \text{ V}$). In diesem Bereich ist deshalb ein einfacher Verlauf der Durchlasskennlinie zu erwarten.

Die Durchlasskennlinien zweier Dioden bei -185°C sind in Figur 19 dargestellt. Zur Interpretation benützen wir die Theorie des Starkstrom-PIN-Gleichrichters, die in den hervorragenden Arbeiten von Spenke und Herlet ausführlich behandelt wird [32].

Bis zur Klemmenspannung von $0,6 \text{ V}$ ($U(0)_{\max}$ nach Fig. 3) ist der Spannungsabfall über der Mittelzone gegenüber den Spannungen über den Boltzmannzonen vernachlässigbar, und für die Stromdichte gilt die Beziehung:

$$j = 2 q n_i \frac{L}{\tau} \tanh \left(\frac{d}{L} \right) \left(\exp \frac{U}{2 k T/q} - 1 \right). \quad (31)$$

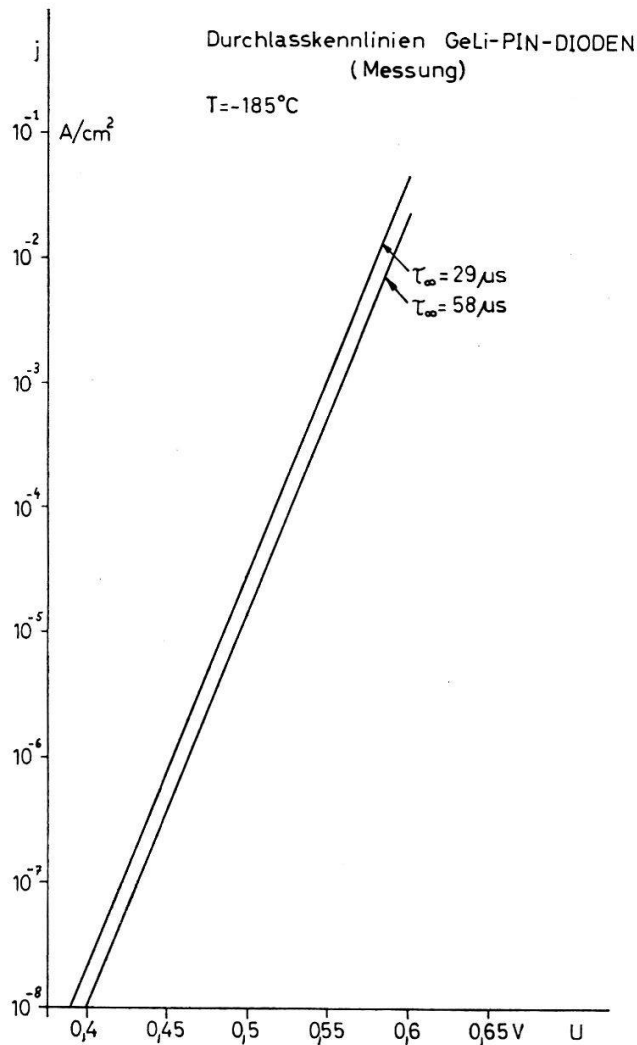
Mit $2d$, L wird die Breite der Mittelzone, bzw. die ambipolare Diffusionslänge bezeichnet.

Die gemessenen Durchlasskennlinien folgen exakt dem Exponentialgesetz mit der Steigung $q/2 k T$ der Geraden in logarithmischer Darstellung. Mit $2d = 0,6 \text{ mm}$, $D = 230 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Diffusionskonstante) erhält man aus (31) das Verhältnis $j_{29 \mu\text{s}}/j_{58 \mu\text{s}} = 1,92$; die Messung ergibt $2,0$. Die berechneten Stromdichten stimmen mit den gemessenen recht gut überein.

7.2. Messung der Lebensdauer τ_h mit der «Reverse Recovery»-Methode

Diese Methode bietet den grossen Vorteil gegenüber der Ausschaltmethode, dass aus der Messung der gespeicherten Ladung bei bekanntem Vorwärtsstrom, die Lebensdauer (Paarlebensdauer) ohne grosse Rechenarbeit ermittelt werden kann. Bei

Dioden mit breiten Bahngebieten ist gegebenenfalls die hierin gespeicherte Ladung zu berücksichtigen [17, 33].



Figur 19

Durchlasskennlinien zweier Ge-Li-PIN-Dioden gleicher Abmessungen und verschiedener Lebensdauer τ_{∞} bei -185°C (gemessen mit x - y -Schreiber 0,5% Genauigkeit).

Folgende Werte wurden bei maximal möglicher Injektion für die Diode Nr. 2 nach Abschnitt 4.7 gemessen:

	Reverse Recovery	Ausschaltmethode
$T = -180^{\circ}\text{C}$	$53 \mu\text{s}$	$59 \mu\text{s}$
$T = -140^{\circ}\text{C}$	$85 \mu\text{s}$	$73 \mu\text{s}$

Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Messgenauigkeit ($\pm 10\%$) befriedigend.

7.3. Messung der Photospannung

Figur 20 zeigt eine Messung der Photospannung (Elektrometer $R_i = 10^{14} \Omega$) als Funktion der Erzeugungsrate für die Diode Nr. 3. Die Trägererzeugungsrate kann direkt durch die Messung des Sperrstromes bestimmt werden. Zur Trägererzeugung wurde achromatisches Licht verwendet; die Benützung eines Germanium-Filters ergab

keine Unterschiede in der Messung. Bis zu 0,28 V Photospannung konnten die Resultate der Lichtmessung mit Gamma-Quellen (Co^{60}) überprüft und bestätigt werden.

Für den Fall dass $\Delta p = \Delta n \gg p_0, n_0$ ist, gelten die Beziehungen:

$$\Delta n = \Delta p = n_i \exp \frac{U}{2kT/q} \quad \Delta n = \Delta p = \tau_h G, \quad G = I_{sp}/qV. \quad (32)$$

Daraus erhalten wir:

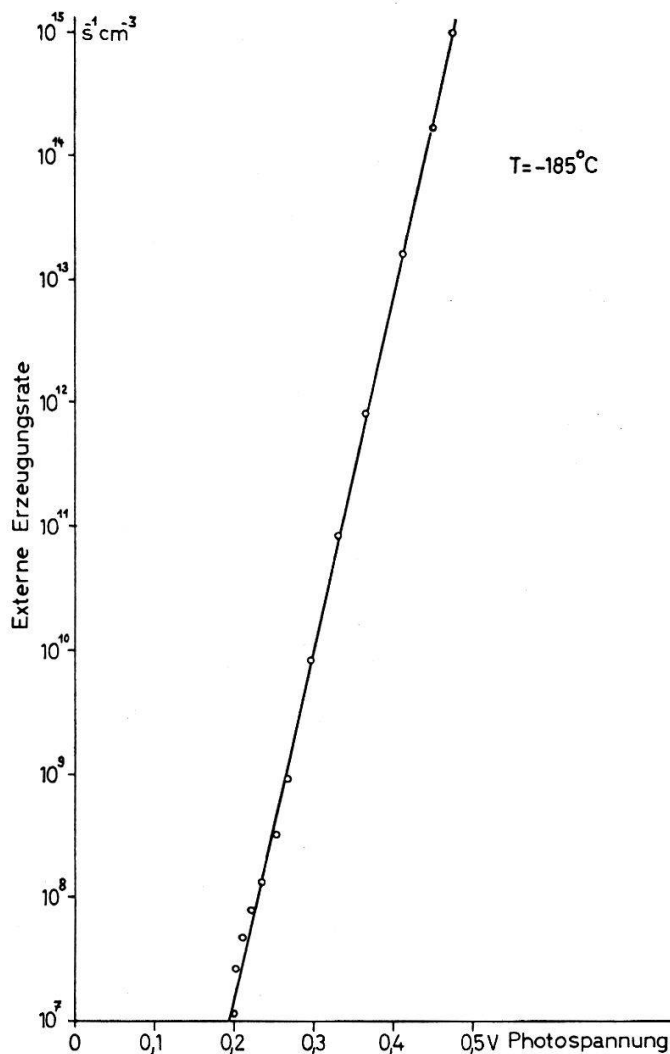
$$\ln G = \ln (n_i/\tau_h) + \frac{q}{2kT} U \quad (33)$$

G Externe Erzeugungsrate in Elektron-Loch-Paaren pro sec und cm^3 ,

V Volumen der Mittelzone der Diode,

I_{sp} Sperrstrom der Diode bewirkt durch die externe Trägergeneration.

In Übereinstimmung mit (33) ergibt sich nach Figur 20 die gemessene Steigung der Geraden zu $q/2kT$ ($T = -185^\circ\text{C}$). Die Methode eignet sich übrigens vorzüglich zur Bestimmung der Diodentemperatur.



Figur 20

Photospannung als Funktion der externen Erzeugungsrate bei -185°C gemessen.

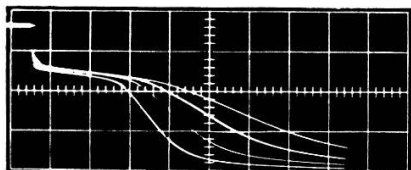
Wird die Bedingung $\Delta n = \Delta p$ auch bei kleiner Erzeugungsrate ($\Delta n < p_0$) aufrecht erhalten, so erhält man in Figur 20 eine Steigung der Geraden von q/kT , was offensichtlich im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen steht. Es muss also auch hier angenommen werden, dass erhebliche Unterschiede in den Überschuss-trägerkonzentrationen der freien Elektronen und Löcher bestehen.

Bemerkenswert ist noch die Tatsache, dass trotz thermischer Abschirmung der Diode und ohne absichtlich hervorgerufene Trägererzeugung noch eine Photospannung von 0,2 V vorhanden ist. Unter diesem Gesichtspunkt wird somit bei Verwendung der Ausschaltmethode der zeitliche Abfall der Spannung unterhalb 0,2 V (bei -185°C) ausschliesslich durch die externe Belastung, beziehungsweise durch den Oberflächenleitwert der Diode bestimmt.

7.4. Erzeugung von Überschussladungsträgern mit Licht

Anstelle der Polung in Durchlassrichtung kann zur Erzeugung von Ladungsträgern eine Blitzlichtlampe verwendet werden. Im überstrichenen Temperaturbereich von $-20^\circ\text{C} \dots -180^\circ\text{C}$ konnte verglichen mit den Resultaten der Ausschaltmethode kein Unterschied im zeitlichen Abfall der Leerlaufspannung festgestellt werden.

Bedingt durch die mit Licht hervorgerufenen hohen Oberflächenkonzentrationen können in bestimmten Fällen massive Änderungen in den Oberflächeneigenschaften auftreten. Beispielsweise wurde eine Diode, die eine Ausschaltkurve nach Figur 17 aufwies, mit einer Xenon-Blitzlampe (GR-Strobotac) während einigen Minuten bestrahlt und die Ausschaltkurven, sowie der Sperrstrom registriert⁸⁾. Die Auswirkungen dieser Bestrahlung gehen aus der Figur 21 hervor. Während der fortlaufenden Bestrahlung konnte ein kontinuierlicher Anstieg des Sperrstromes und eine Verminderung der Durchbruchsspannung festgestellt werden. Bei der Ausschaltkurve mit dem kürzesten Abfall war beispielsweise der Sperrstrom um einen Faktor 1000 angestiegen. Der beobachtete Effekt ist offensichtlich auf langsame Oberflächenzustände zurückzuführen. Nach einem kurzen Lichtpuls erreicht der Sperrstrom (bei -180°C) den Gleichgewichtswert erst nach mehreren Minuten.



Figur 21
Ausschaltkurven ($T = -180^\circ\text{C}$) gemessen während der fortlaufenden Bestrahlung mit einer Xenon-Blitzlampe.

In Übereinstimmung mit einer kürzlich erschienenen Arbeit von Bassett [34] müssen wir feststellen, dass Ausschaltkurven in der Art nach Figur 21 zu falschen Interpretationen Anlass geben können⁹⁾. Immerhin zeigt die Figur deutlich, dass trotz erheblich gestörter Oberfläche die Lebensdauer bei hoher Injektion in keiner Weise

⁸⁾ Photoemission von Elektronen konnte bei einer Messempfindlichkeit von 10^{-14} A nicht nachgewiesen werden.

⁹⁾ Die in einem Tagungsbericht [35] angegebene Lebensdauer τ_0 hat sich aufgrund eingehender Oberflächenuntersuchungen als falsch erwiesen und die Berichtigung erfolgte anlässlich der Tagung vom 1. 10. 68 in Ispra [36].

beeinflusst wird. Ausschaltkurven, wie sie von Wilson [9] an Si-PIN-Dioden beobachtet wurden, konnten bei sorgfältiger Behandlung und Kontrolle der Oberfläche weder an gedrifteten Si-PIN- noch an Ge-PIN-Dioden festgestellt werden. Es muss aber betont werden, dass die SRH-Theorie Ausschaltkurven in der Art nach Wilson ($\tau_0 \ll \tau_\infty$) keineswegs ausschliesst.

7.5. Strahlende Rekombination

Da gekühlte Ge-PIN-Dioden ausserordentlich infrarotempfindlich sind, ist es naheliegend, dieselben zum Nachweis der bei der Rekombination eventuell vorhandenen strahlenden Übergänge zu benützen. Zu diesem Zweck wurden zwei Ge-PIN- und eine Si-PIN-Diode auf derselben Grundplatte im Kryostaten angebracht. Eine der Dioden diente jeweils als Emissionsquelle, die andere als Photodioden. Die emittierende Diode wurde mit hoher Stromdichte in Durchlassrichtung betrieben, so dass bimolekulare Rekombination auftrat. Die untenstehende Tabelle zeigt die getroffenen Anordnungen und die überschlagsmässigen Resultate.

Emissionsquelle	Photodiode	Ansprechen der Photodiode
Ge-Diode	Si-Diode	Nein
Ge-Diode	Ge-Diode	Ja
Si-Diode	Ge-Diode	Ja

Die Beobachtungen entsprechen durchaus den Erwartungen und eine genauere Auswertung derselben führt zum Resultat, dass strahlende Übergänge äusserst selten sind und jedenfalls nicht den vorherrschenden Rekombinationsmechanismus darstellen.

7.6. Messung der Diffusionslänge mit der Elektronensonde

In einer kürzlich erschienenen Publikation [6] haben wir die Messung der ambipolaren Diffusionslänge an Ge-PIN-Dioden mit breiter Intrinsiczone erläutert. Aus der gemessenen Diffusionslänge kann unter Verwendung der ambipolaren Diffusionskonstanten die Lebensdauer τ_{0a} berechnet werden. Nach Van Roosbroeck [37] ist τ_{0a} durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\tau_{0a} = (n_0 \tau_p + p_0 \tau_n) / (n_0 + p_0) . \quad (34)$$

Im Intrinsicfall folgt aus (34) $\tau_{0a} = (\tau_p + \tau_n)/2$.

Wenn keine Trapping vorhanden ist, reduziert sich diese ambipolare Lebensdauer auf diejenige der SRH-Theorie, somit ist $\tau_n = \tau_p$ und $\tau_{0a} = \tau_0$. Die Messungen mit der Elektronensonde haben in Übereinstimmung mit den hier präsentierten Resultaten gezeigt, dass τ_0 mit sinkender Temperatur stark ansteigt. Im Temperaturbereich von $+20^\circ\text{C}$ bis -40°C erfolgt der Anstieg allerdings flacher und steht in besserer Übereinstimmung mit Messungen, die mittels der Flash-Methode an Intrinsic-Germanium durchgeführt wurden. Obschon die «Lichtpunktmethode» allgemein als unempfindlich gegen Trappingserscheinungen erachtet wird [38], ergibt sich auch im Extrinsicbereich entgegen den Erwartungen nach der SRH-Theorie interessanterweise eine mit sinkender Temperatur zunehmende Diffusionslänge. Nach der Theorie von Van Roosbroeck [37] kann nun aber Minoritätsträger-Trapping die Diffusions-

länge wesentlich erhöhen. Allerdings ist bei den Experimenten mit der Elektronen-sonde zu erwähnen, dass einerseits eine Beeinflussung der Oberfläche durch die Elektronen (Oberflächenzustände!) und andererseits eine Störung zufolge der gleichzeitigen Lichteinstrahlung (Heizung der Elektronenkanone) nie ganz vermieden werden können. Ausserdem kann ein über der Mittelzone vorhandener «Channel» die gemessene Diffusionslänge verfälschen.

7.7. Mögliche Fehlerquellen bei Lebensdauermessungen

Wie bereits aus den Messungen von Davis [39] hervorgeht, kann die gemessene Lebensdauer von der Dicke der Mittelzone abhängig sein. Davis schreibt dies mechanischen Spannungen zu, die während dem Legierungsvorgang entstehen können. In einer letztthin erschienenen Arbeit von Schlangenotto und Gerlach [17] wurde theoretisch belegt, dass die Rekombination in den hochdotierten Bahngebieten dieselbe Erscheinung zur Folge haben kann.

Unsere Messungen an Li-gedrifteten PIN-Dioden bestätigen diese Hypothese. Beispielsweise wurde an einer Si-PIN-Diode mit 2,2 cm² Fläche folgender Verlauf der Lebensdauer gemessen ($T = 20^\circ\text{C}$):

Breite der Intrinsiczone	Lebensdauer τ_h
0,03 mm	12 μs
0,11 mm	63 μs
0,15 mm	69 μs
0,17 mm	69 μs

Die Messung der Lebensdauer erfolgte mit der Ausschaltmethode an ein und derselben Diode, wobei die Breite der Intrinsiczone durch die Drift-Technik bei 120°C vergrössert wurde. Bei dieser Temperatur ist ein Ausheilen mechanischer Spannungen, die vom Diffusionsprozess herrühren könnten ($T = 420^\circ\text{C}$), kaum denkbar.

Die Breite der Mittelzone der in unseren Messungen verwendeten Ge-Li-PIN-Dioden wurde jeweils so gewählt, dass sich eine von dieser Breite unabhängige Lebensdauer τ_h ergab. Ausserdem erreichte die maximale Trägerkonzentration in der Mittelzone bestenfalls $10^{14}/\text{cm}^3$, so dass wir annehmen dürfen, dass die gemessene effektive Lebensdauer der wirklichen Lebensdauer in der Mittelzone entspricht.

Eine weitere Fehlerquelle bei der Anwendung der Ausschaltmethode kann in der Belastung der Diode durch den Messkreis liegen. Durch die Verwendung einer FET-Eingangsstufe wurde die Beeinflussung auch bei kleinen Trägerkonzentrationen minimal gehalten.

8. Zusammenfassung und Diskussion

Die Lebensdauer der Elektronen und Löcher in der Mittelzone von Ge-Li-PIN-Dioden wurde mit Hilfe der Methode von Gossick, Lederhandler und Giacoletto [7, 8] über den Temperaturbereich von $+20^\circ\text{C}$ bis -180°C gemessen. Der Berechnung der Ausschaltkurven $U(t)$ liegt das Rekombinationsmodell von Shockley-Read-Hall mit einem Niveau zugrunde [9]. Durch die Verwendung der Lösung der SRH-Differential-

gleichung konnten die Ausschaltkurven ohne Zugriff zu numerischen Integrationsmethoden zu nehmen, exakt berechnet werden [9, 40]. Die Anpassung der berechneten Kurven an die experimentell ermittelten ergab die Lebensdauer τ_0 und τ_∞ . Aus der Messung der Temperaturabhängigkeit dieser Parameter folgten weitere charakteristische Rekombinationsparameter. Die wichtigsten Resultate seien kurz zusammengefasst:

Die Lebensdauer bei hoher Injektion ($\Delta n = \Delta p$ ca. $5 \cdot 10^{13}/\text{cm}^3$) beträgt bei -180°C je nach Diode $30 \mu\text{s} \dots 120 \mu\text{s}$.

Wenn die Versetzungsichte des zur Herstellung von Detektoren verwendeten Germaniums grösser als $5000/\text{cm}^2$ (EPD) ist, muss damit gerechnet werden, dass die Versetzungen die ausschlaggebenden Traps bilden.

Das aus den Messungen ermittelte Trapniveau liegt $0,18 \text{ eV}$ vom Intrinsicniveau entfernt und zwar in der oberen Bandhälfte. Es versteht sich, dass dieses Niveau als Quasiniveau zu betrachten ist, das die Wirkungen bezüglich der Rekombination aller vorhandener Niveaus einschliesst. Eine eingehendere Analyse der ausgeführten Lebensdauermessungen weist darauf hin, dass es sich eher um ein Niveauband im Energiebereich von $0,14 \text{ eV}$ bis $0,22 \text{ eV}$ handelt. Messungen des Sperrstromes in Funktion der Temperatur deuten ausserdem auf tiefliegende Rekombinationsniveaus hin, die allerdings durch die Oberflächeneigenschaften bedingt sein können. Die spezielle Lage, sowie der stark unterschiedliche Einfangsquerschnitt für Elektronen und Löcher des bestimmten Niveaus zeigen deutlich, dass dasselbe bei -180°C als ausgesprochenes Trapniveau zu bezeichnen ist (vgl. Fig. 11, 15). Der Grund der in der Kernspektroskopie beobachteten Asymmetrie der Linien dürfte auf dieses Niveau zurückzuführen sein («Trapping»).

Der Sperrstrom der Ge-Li-PIN-Detektoren ist bei -180°C durch die thermische Strahlung der Umgebung bestimmt. Bei perfekter thermischer Abschirmung ist der restliche Sperrstrom grösstenteils durch die Oberfläche bedingt.

Das SRH-Modell mit einem Niveau wurde zur Erklärung der Rekombinationsvorgänge im Intrinsic-Germanium über den Temperaturbereich von $+20^\circ\text{C}$ bis -120°C benützt. Die Übereinstimmung mit der SRH-Theorie ist als befriedigend zu bezeichnen. Die Konzentrationsabhängigkeit der Lebensdauer kann in guter Näherung über mehr als 8 Dekaden der Überschussträgerkonzentration durch die Lebensdauer τ_∞ und τ_0 beschrieben werden.

Zur Ermittlung der Traplage musste das Verhältnis $\gamma = \tau_{n0}/\tau_{p0}$ als temperaturunabhängig angenommen werden. Die Lebensdauer $\tau_\infty = \tau_{p0} (1 + \gamma)$ ist temperaturabhängig und der Faktor γ beträgt ca. 10^2 bis 10^3 . Bei einer Konzentration der Rekombinationszentren von $10^{14}/\text{cm}^3$ ergeben sich die Einfangsquerschnitte: $\sigma_p \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $\sigma_n \approx 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ($T = -180^\circ\text{C}$, $\tau_\infty = 29 \mu\text{s}$).

Im Extrinsicbereich (-180°C bis -140°C) ergibt sich eine nahezu lineare Zunahme für σ_n mit sinkender Temperatur. Bei höheren Temperaturen wird eine stärkere Temperaturabhängigkeit beobachtet, die aber wahrscheinlich darauf zurückzuführen ist, dass die Quasiferminiveaus bei der maximal erreichbaren Trägerkonzentration nicht alle Rekombinationsniveaus umfassen.

Die Messung der Lebensdauer mit der Ausschaltmethode stellt bei hoher Injektion keine besonderen Anforderungen an die Diodenoberfläche; bei kleinen Trägerdichten sind jedoch die Oberflächeneigenschaften von entscheidender Bedeutung. Ausschalt-

kurven wie sie von Wilson [9] an Si-P π N-Dioden festgestellt wurden ($\tau_0 \ll \tau_\infty$), konnten weder an Ge-PIN- noch an Si-PIN-Dioden beobachtet werden.

Die erhebliche Infrarotempfindlichkeit der Ge-Li-PIN-Dioden ist wiederholt betont worden. Die Drifttechnik erlaubt die Herstellung von grossflächigen, fensterlosen PIN-Dioden, deren Anwendung als Infrarot-Detektoren von Interesse sein dürfte.

Die spezielle Struktur der Dioden eignet sich auch besonders zur Ermittlung der energetischen Lage der Traps durch optische Aktivierung derselben. Im Zusammenhang mit der Kompensation von Störstellen durch Gamma- oder Neutronen-Bestrahlung ist diese Frage von grösster Bedeutung [27].

Der Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung des Bundes danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] E. M. PELL, *Ion Drift in an n-p Junction*, J. appl. Phys. 31, 291 (1960).
- [2] F. A. LEHRER and H. REISS, *Details of Ion Drift in an n-p Junction*, J. appl. Phys. 33, 2353 (1962).
- [3] A. J. TAVENDALE and G. T. EWAN, *A High Resolution Lithium Drifted Germanium γ -ray Spectrometer*, Nucl. Instr. and Methods 25, 185 (1963).
- [4] E. BALDINGER und G. MATILE, *Über die Herstellung von Lithium-Drift Ge-Zähldioden*, Z. angew. Math. Phys. 16, 822 (1965).
- [5] E. BALDINGER und F. BUSCHOR, *Tagung der Schweiz. Physikal. Ges., Bern, 20. April 1968*, Z. angew. Math. Phys. 19, 534 (1968).
- [6] E. BALDINGER und F. BUSCHOR, *Die Bestimmung von Halbleiterparametern in Ge-PIN-Detektoren mit der Elektronensonde*, Z. angew. Math. Phys. 20, 403 (1969).
- [7] B. R. GOSSICK, *Post-Injection Barrier Electromotive Force of p-n Junction*, Phys. Rev. 91, 1012 (1953).
- [8] S. R. LEDERHANDLER and L. J. GIACOLETTO, *Measurement of Minority Carrier Lifetime and Surface Effects in Junction Devices*, Proc. Inst. Radio Engrs. 43, 477 (1955).
- [9] P. G. WILSON, *Recombination in Silicon p- π -n Diodes*, Solid-St. Electron. 10, 145 (1967).
- [10] F. J. MORIN and J. P. MAITA, *Conductivity and Hall Effect in the Intrinsic Range of Germanium*, Phys. Rev. 94, 1525 (1954).
- [11] W. VAN ROOSBROECK and W. SHOCKLEY, *Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium*, Phys. Rev. 94, 1558 (1954).
- [12] P. H. BRILL and R. F. SCHWARZ, *Radiative Recombination in Germanium*, Phys. Rev. 112, 330 (1958).
- [13] L. BESS, *Possible Mechanism for Radiationless Recombination in Semiconductors*, Phys. Rev. 105, 1469 (1957).
- [14] A. B. GREBENE, *Comments on Auger Recombination in Semiconductors*, J. appl. Phys. 39, 4866 (1968).
- [15] W. SHOCKLEY and W. T. READ, JR., *Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons*, Phys. Rev. 87, 835 (1952).
- [16] K. C. NOMURA and J. S. BLAKEMORE, *Decay of Excess Carriers in Semiconductors*, Phys. Rev. 112, 1607 (1958).
- [17] H. SCHLANGENOTTO and W. GERLACH, *On the Effective Carrier Lifetime in p-s-n Rectifiers at High Injection Levels*, Solid-St. Electron. 12, 267 (1969).
- [18] R. M. BAUM and J. F. BATTEY, *Electron Capture Probability of the Copper Acceptor Level in Germanium*, Phys. Rev. 98, 923 (1955).
- [19] H. Y. FAN, D. NAVON and H. GEBBIE, *Recombination and Trapping of Carriers in Germanium*, Physica 20, 855 (1954).

- [20] G. K. WERTHEIM and G. L. PEARSON, *Recombination in Plastically Deformed Germanium*, Phys. Rev. 107, 694 (1957).
- [21] W. T. READ, JR., *Theorie of Dislocations in Germanium*, Phil. Mag. (London) 45.2, 775 (1954); 46.1, 111 (1955); 45.2, 1119 (1954).
- [22] G. L. PEARSON, W. T. READ, JR. and F. J. MORIN, *Dislocations in Plastically Deformed Germanium*, Phys. Rev. 93, 666 (1954).
- [23] M. LAX, *Cascade Capture of Electrons in Solids*, Phys. Rev. 119, 1505 (1960).
- [24] S. M. SZE and J. C. IRVIN, *Resistivity, Mobility and Impurity Levels in GaAs, Ge and Si at 300°K*, Solid-St. Electron. 11, 599 (1968).
- [25] K. C. NOMURA and J. S. BLAKEMORE, *Decay of Excess Carriers in Semiconductors*, Phys. Rev. 121, 734 (1961).
- [26] G. BEMSKI, *Recombination in Semiconductors*, Proc. IRE 46, 990 (1958).
- [27] S. M. RYVKIN et al., *Preparation of Stable Counters by Means of Compensating Germanium with Radiation Produced Structural Defects*, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-15, Nb. 3, 226 (1968).
- [28] A. ROSE, *Progress in Semiconductors*, Vol. 2, John Wiley, New York.
- [29] W. SHOCKLEY, *Electrons, Holes and Traps*, Proc. IRE 46, 973 (1958).
- [30] D. J. SANDIFORD, *Carrier Lifetime in Semiconductors for Transient Conditions*, Phys. Rev. 105, 524 (1957).
- [31] C. T. SAH, R. N. NOYCE and W. SHOCKLEY, *Carrier Generation and Recombination in P-N Junction Characteristics*, Proc. IRE 45, 1228 (1957).
- [32] E. SPENKE, *Notes on the Theorie of the Forward Characteristic of Power Rectifiers*, Solid-St. Electron. 12, 1119 (1968). A. HERLET, *The Forward Characteristic of Silicon Power Rectifiers at High Current Densities*, Solid-St. Electron. 11, 717 (1968).
- [33] R. L. DAVIES and J. PETRUZZELLA, *p-n-p Charge Dynamics*, Proc. IEEE 55, 1318 (1967).
- [34] R. J. BASSETT, *Observations on a Method of Determining the Carrier Lifetime in p^+-n-n^+ Diodes*, Solid-St. Electron. 12, 385 (1969).
- [35] E. BALDINGER und F. BUSCHOR, *Bestimmung der Trägerlebensdauer in pin-Zähldioden*, Z. Angew. Math. Phys. 18, 925 (1967).
- [36] E. BALDINGER und F. BUSCHOR, *Ispra Meeting 1. Oct. 1968, Lifetime Measurements in Lithium Drifted Germanium PIN-Diodes*, to be published.
- [37] W. VAN ROOSBROECK, *Theory of Current-carrier Transport and Photoconductivity in Semiconductors with Trapping*, Bell System Tech. J. 39, 515 (1960).
- [38] A. K. JONSCHER, *Diffusion of Minority Carriers in the Presence of Trapping*, Proc. Phys. Soc. (London) B70, 231 (1957).
- [39] L. W. DAVIES, *The Use of P-L-N Structures in Investigations of Transient Recombination from High Injection Levels in Semiconductors*, Proc. IEEE 51, 1637 (1963).
- [40] E. BALDINGER und F. BUSCHOR, *Untersuchungen über die Trägerrekombination in Intrinsic-Germanium bei tiefen Temperaturen*, Z. angew. Math. Phys. 20, 585 (1969).