

Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Trägerlebensdauer in elektronenbestrahlten Dioden mit der DLTS- und Speicherzeitmessung

W. Südkamp¹, R. Siemieniec², J. Lutz³ (¹TU Berlin, ²TU Ilmenau, ³SEMIKRON Nürnberg)

1. Einleitung

In elektronenbestrahltem Silizium wird die Lebensdauer durch die Divakanz E(230K) in Bandmittennähe und das A-Zentrum E(90K) mit einer energetischen Lage in Nähe der Leitungsbandkante bestimmt /1/. Bestrahlte Leistungsdioden für IGBT-Leistungsmodule werden gelötet und müssen oberhalb der Löttemperatur getempert werden, um die Stabilität der strahlungsinduzierten Zentren zu gewährleisten. Dies führt dazu, daß die Divakanzen ausheilen und die Lebensdauer allein durch das A-Zentrum bestimmt wird. Es ist jetzt möglich, anhand dieser Dioden die Auswirkung von E(90K) ohne den Einfluß durch Divakanzen auf das Bauelementverhalten zu untersuchen und mit Zentrenparametern von E(90K) zu vergleichen. Für realistische Simulation elektronen- und heliumbestrahlter Bauelemente ist die Kenntnis der Rekombinationseigenschaften der Zentren zu E(90K) von entscheidender Bedeutung.

2. Zentrenparameter

In dieser Arbeit werden elektronenbestrahlte Leistungsdioden mit DLTS- und Speicherzeitmessung untersucht. Die Bestrahlungsenergie beträgt 1MeV, die Dosis variiert über eine Größenordnung von 10^{14} bis 10^{15} cm⁻². Nach dem Temperprozeß oberhalb 300°C findet man in den DLTS-Spektren nur die DLTS-Signale zu E(90K) und H(195K) /2/. Für E(90K) wird eine Aktivierungsenergie $W_L - W_T = 0,17$ eV und für H(195K) eine Energie $W_T - W_V = 0,36$ eV gefunden, die Divakanz mit $W_L - W_T = 0,43$ eV ist ausgeheilt.

Zur Bestimmung der Einfangkoeffizienten c_n wird die Amplitude des Kapazitätstransienten in Abhängigkeit der Füllpulsdauer untersucht. Mit einem Füllpuls von 0V werden die Energieniveaus der Zentren mit Ladungsträgern besetzt. Trägt man die Amplitude des Kapazitätstransienten über der Füllpulsdauer auf, ergibt sich eine komplementäre Exponentialfunktion mit der Einfangzeitkonstanten $\tau_c = 1/(c_n n)$. Bild 1 zeigt Beispiele für Einfangkinetiken zu E(90K), wobei $1 - C_{DLTS}(t)/C_{DLTS,sätt}$ über der Füllpulsdauer aufgetragen ist. $C_{DLTS,sätt}$ ist der Sättigungswert des DLTS-Signals. Eingetragen ist auch die Einfangkinetik von E(90K) in einer mit 4,5 MeV elektronenbestrahlten Leistungsdiode. Hier wird eine Einfangzeitkonstante des A-Zentrums gefunden. Im Gegensatz dazu läßt sich die Einfangkinetik in der mit 1 MeV bestrahlten Diode nicht durch eine komplementäre Funktion beschreiben. Eine gute Anpassung kann nur mit komplementären Funktionen mit zwei unterschiedlichen Zeitkonstanten - einer schnellen Zeitkonstante in der Größenordnung von 100ns und einer um eine Größenordnung höheren Zeitkonstanten von 1µs - erzielt werden. Die einzelnen Anteile der Einfangkinetik sind ebenfalls in dieser Abbildung zur Veranschaulichung eingetragen. Aus den gemessenen Einfangzeitkonstanten kann der Einfangkoeffizient /3/ bzw. der Einfangquerschnitt /4/ berechnet werden.

Bild 2 zeigt die ermittelten Einfangquerschnitte in Abhängigkeit der Temperatur über einen relativ kleinen Temperaturbereich, in welchem die DLTS-Messungen durchgeführt werden können. Der Löchereinfangquerschnitt von E(90K) wurde in einer Diode mit p-Basis mit Hilfe eines Clearpulses nach einem Injektionspuls gemessen. Der Injektionspuls besetzt die Zentren zu E(90) vollständig mit Elektronen und es wird die Entladung der Zentren in Abhängigkeit der Dauer des Clearpulses gemessen. Der Clearpuls von 0V ist ein Majoritätsträgerpuls, der in diesem Fall Löcher zum Einfang zu Verfügung stellt. Aus Bild 2

wird deutlich, daß die Zentren H(195K) aufgrund der kleinen Einfangquerschnitte nicht als Rekombinationszentren wirken können. Die Rekombination muß hier allein durch die Zentren zu E(90K) erfolgen. Ebenfalls eingetragen ist der Einfangquerschnitt $\sigma_n(\text{slow})$ des langsamen Anteils der Einfangkinetik, welcher um eine Größenordnung kleiner ist als der Einfangquerschnitt des A-Zentrums.

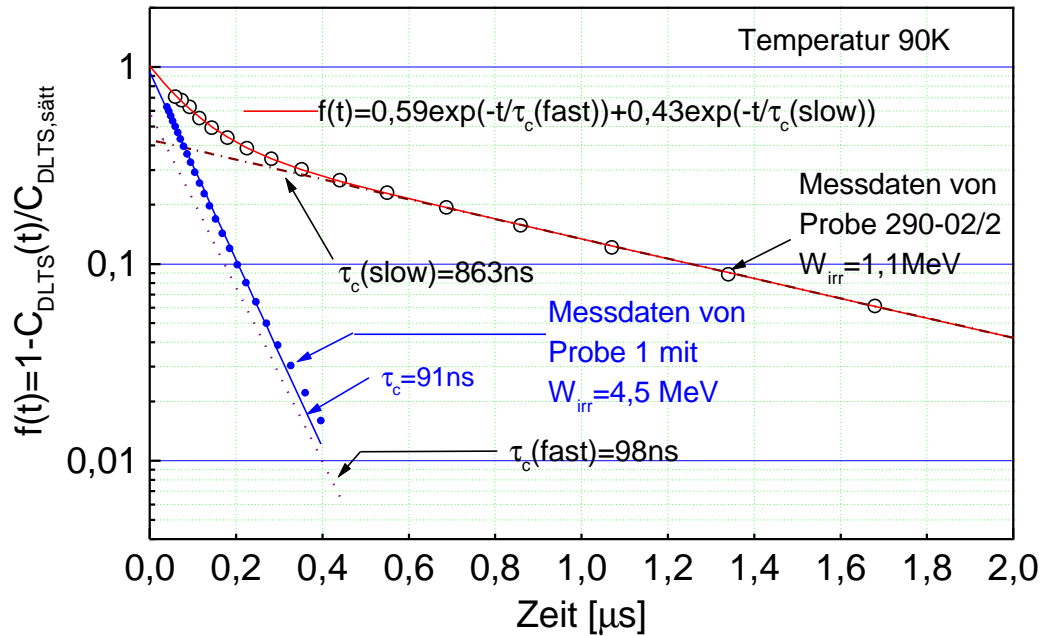


Bild 1: Einfangkinetiken zu E(90K) in verschiedenen Proben

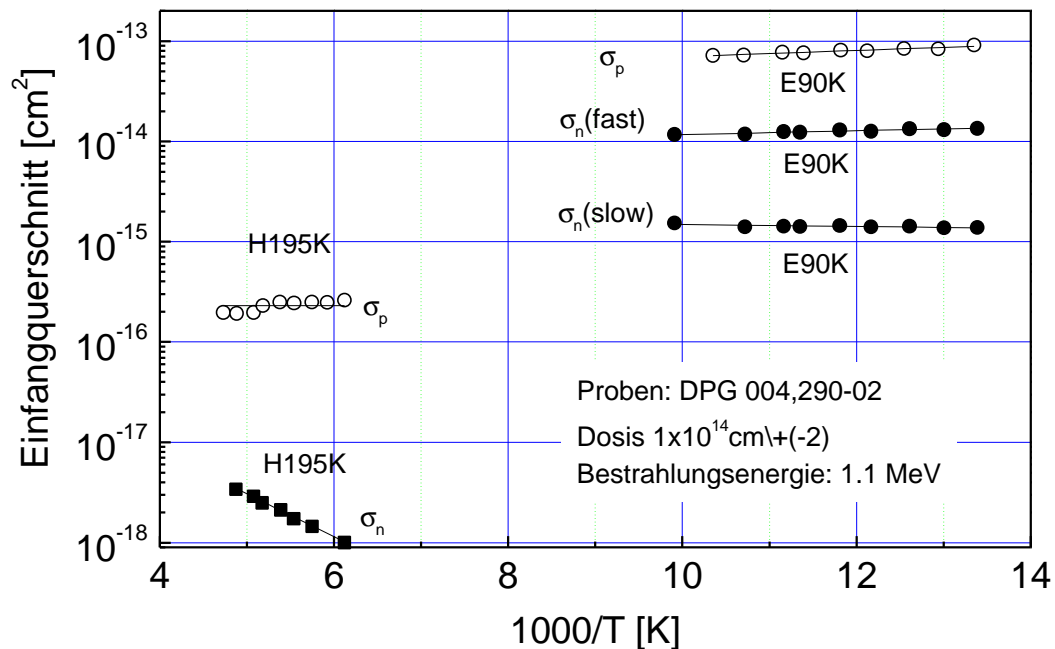


Bild 2: Einfangquerschnitte in mit 1 MeV Elektronen bestrahlten Dioden

3. Speicherzeitmessungen und Vergleich mit den Einfangkoeffizienten der DLTS-Messung

Zur Bestimmung der Lebensdauer in Abhängigkeit der Temperatur wird die Speicherzeitmethode herangezogen, da sie einfach im Kryostaten der DLTS-Apparatur durchgeführt werden kann. Dabei wird die Diode in Flußrichtung gepulst und über einen Widerstand von 25Ω mit einer Spannung von $10V$ kommutiert. Das Verhältnis von Fluß- zu maximalem Rückstrom wurde auf 3 gesetzt, um auch kleine Speicherzeiten messen zu können. Bild 3 zeigt Speicherzeitmessungen in Abhängigkeit der Temperatur und der Bestrahlungsdosis. Weiterhin ist auch der Verlauf der Speicherladung in der unbestrahlten Diode dargestellt. Unterhalb $100K$ nimmt in allen Dioden die Speicherzeit aufgrund des Ausfrierens der Ladungsträger ab. Im Bereich von $200K$ bis $100K$ ist die Speicherzeit in den bestrahlten Dioden im Gegensatz zur unbestrahlten Diode nahezu konstant. In diesem Bereich beobachtet man eine signifikante Abhängigkeit der Speicherzeit von der Bestrahlungsdosis. Oberhalb von $200K$ stellt man einen Anstieg der Lebensdauer aufgrund des Anstiegs der Emissionsraten der Zentren $E(90K)$ fest.

Die Ermittlung der Lebensdauer aus der Speicherzeit ist in den hier untersuchten Dioden mit diffundiertem n- bzw. p-Emitter unter den sehr verschiedenen Bedingungen nicht trivial. Deshalb wurde mit WIAS-TeSCA die Speicherzeitmessung in Abhängigkeit der Temperatur und der Lebensdauer simuliert und aus der Simulation die Speicherzeit wie im Experiment aus dem Spannungsverlauf über der Diode ermittelt. Um die Emissionsraten der Zentren auszuschalten, wurde mit normaler Shockley-Read-Hall Rekombination gerechnet, wobei das Energieniveau der Zentren in der Bandmitte lag. Man erhält so für verschiedene Temperaturen die Verläufe der Speicherzeit in Abhängigkeit von der Lebensdauer. Um für beliebige Werte der Temperatur und der Lebensdauer die Speicherzeiten bestimmen zu können, werden die simulierten Werte mit einer empirischen Funktion angepaßt:

$$\frac{1}{t_s} = a(T) + b(T) \frac{1}{t_s} + c(T) \frac{1}{t_s^2} \quad (1)$$

In Bild 4 ist das Ergebnis der Speicherzeitsimulation dargestellt. Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gleichung (1) mit den dazugehörigen Fitparametern $a(T)$, $b(T)$ und $c(T)$ berechnet, welche wiederum durch einfache analytische Funktionen in Abhängigkeit der Temperatur (Exponentialfunktion und Polynome) angepaßt wurden. Man erhält so eine Funktion $t_s = f(\tau, T)$, mit der es unterhalb einer Speicherzeit von $4\mu s$ möglich ist, die Lebensdauer mit einer Genauigkeit von 10% bezogen auf die Simulation zu bestimmen. Bei hoher Lebensdauer geht die Speicherzeit quasi in Sättigung, da die Trägerkonzentration aufgrund der Emitterrekombination nicht wesentlich ansteigen kann. Obwohl die Simulation das Ausfrieren der Ladungsträger am ohmschen Kontakt nicht berücksichtigt, ist der Sättigungseffekt in der Simulation deutlich stärker ausgeprägt als im Experiment. Dies führt bei niedrigen Temperaturen und hoher Speicherzeit zu negativen Werten für die Lebensdauer. Bei Raumtemperatur liegt unterhalb einer Lebensdauer von $4\mu s$ das Verhältnis von Speicherzeit zu Lebensdauer bei $0,7$, womit im Bereich der Raumtemperatur eine gute Abschätzung der Lebensdauer möglich ist. Um den Einfluß der Zentrenkonzentration von $E(90K)$ auf die Lebensdauer zu extrahieren, wurde ein effektiver Einfangkoeffizient $c_{eff} N_T = 1/\tau_{shr}$ aus der Ausgleichsgeraden durch die experimentell ermittelten Kehrwerte der Lebensdauer in Abhängigkeit von der mit DLTS ermittelten Zentrenkonzentration bestimmt. Die Steigung der Ausgleichsgeraden gibt den effektiven Einfangkoeffizienten an, der Achsenabschnitt ergibt die Lebensdauer der unbestrahlten Diode. Bei Raumtemperatur liegt diese Lebensdauer bei einem Wert von $20\mu s$, welcher gut mit der aus der

Leerlaufspannungsmethode (OCVD) ermittelten Lebensdauer der unbestrahlten Diode von $25\mu\text{s}$ übereinstimmt.

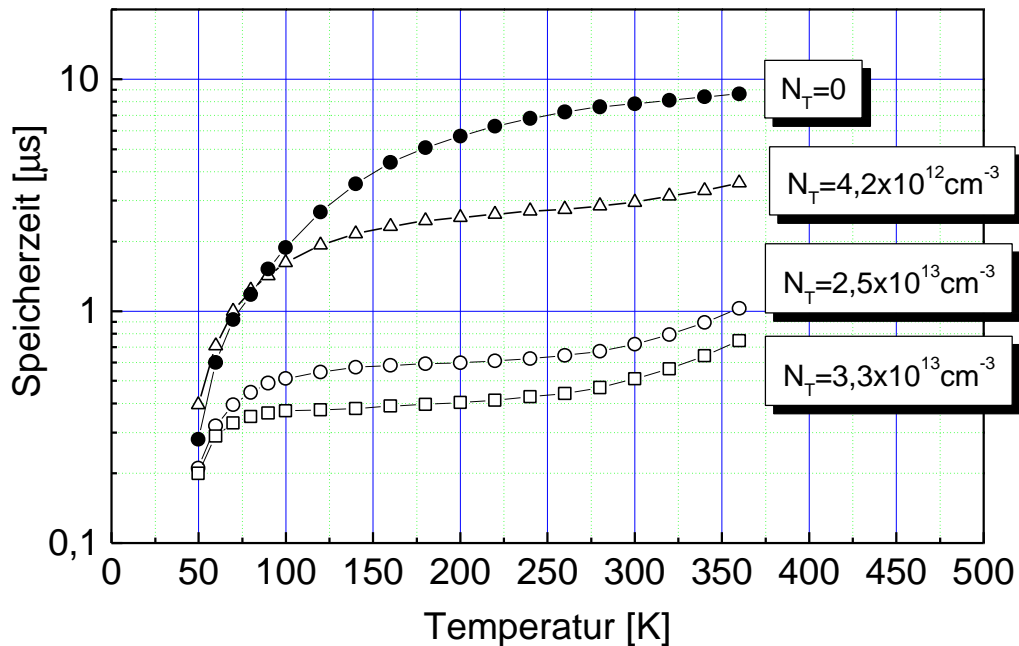


Bild 3: Speicherzeitmessung an unbestrahlten und elektronenbestrahlten Leistungsdioden in Abhängigkeit der Temperatur

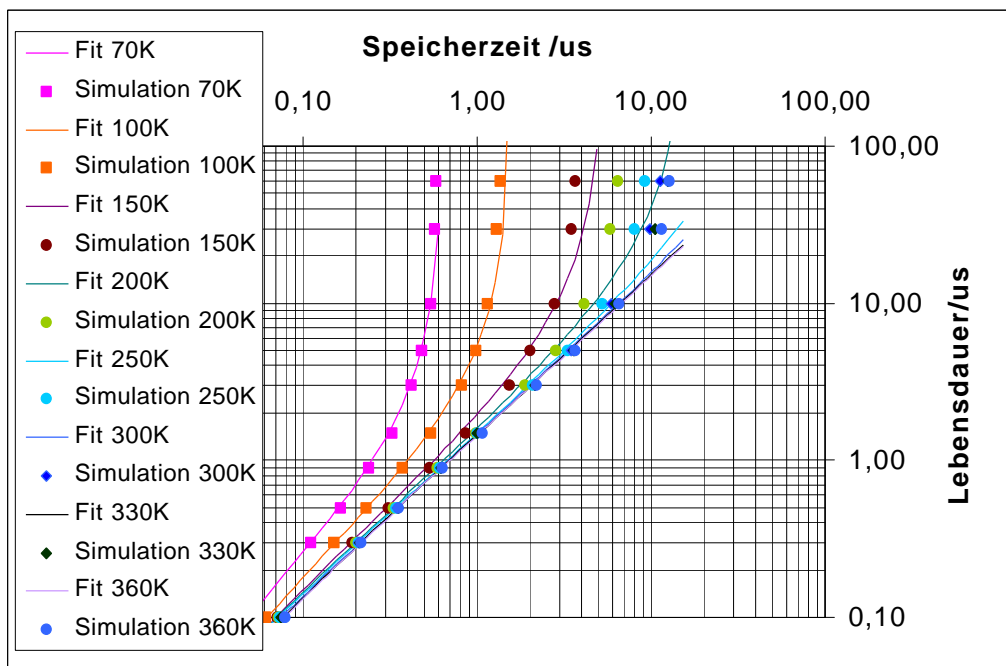


Bild 4: Ergebnis zur Simulation der Speicherzeitmessung

Bild 5 zeigt den so ermittelten Verlauf der effektiven Einfangkoeffizienten über der Temperatur. Dieser effektive Einfangkoeffizient beruht auf der Shockley-Read-Hall Lebensdauer, welcher bei starker Injektion für die Zentren E(90K) in guter Näherung folgendermaßen beschrieben werden kann:

$$\frac{1}{c_{\text{eff}} N_T} = t_{\text{srh}} = \frac{1}{c_p N_T} \left(1 + \frac{N_L c_n \exp\left(-\frac{W_L - W_T}{kT}\right)}{p} \right) + \frac{1}{c_n N_T} \quad (2)$$

Tabelle 1: Zentrenparameter von E(90K) in der mit 1MeV elektronenbestrahlten Diode

$c_{n,p} = v_{thn,p300K} \frac{\sigma}{q} \sqrt{\frac{T}{300K}} \frac{\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} S_{0n,p} \exp\left(-\frac{W_{sn,p}}{kT}\right)$				
$v_{thn300K}=2,29 \times 10^7 \text{ cm/s}$		$v_{thp300K}=1,87 \times 10^7 \text{ cm/s}$		
	$\sigma_{0n,p} [\text{cm}^2]$	$W_{sn,p} [\text{meV}]$	$\chi_{n,p}$	$W_L - W_T [\text{meV}]$
$c_n(\text{fast})$	$7,68 \cdot 10^{-15}$	-3,64	0,54	169
$c_n(\text{slow})$	$1,87 \cdot 10^{-15}$	1,98	1,40	166
c_p	$3,42 \cdot 10^{-14}$	-6,15	$1/\chi_n$	169

Mit Hilfe der Beziehung (2) lassen sich mit den in Tabelle 1 angegebenen Zentrenparametern die effektiven Einfangkoeffizienten aus den Einfangkoeffizienten sowohl der schnellen als auch der langsamen Einfangkinetik berechnen und wie in Bild 5 darstellen. Hier ist zu beachten, daß sich bei der gegebenen Flußstromdichte von 20 A/cm^2 die Trägerdichte in Abhängigkeit von der Lebensdauer einstellt. Für die Trägerkonzentration p wurde in (2) die mittlere Trägerdichte eingesetzt:

$$\bar{p} = \frac{I_F t_{srh}}{q w_{Basis}} \quad (3)$$

Der ermittelte Verlauf für c_{eff} liegt deutlich unterhalb der Kurve für den schnellen Anteil der Einfangkinetik. Überraschenderweise stellt man hier fest, daß der effektive Einfangkoeffizient aus dem langsamen Anteil der Einfangkinetik besser mit der Messung übereinstimmt als der Wert aus der schnellen Einfangkinetik. Für Simulationszwecke kann man ein gewichtetes Mittel für die Einfangkoeffizienten heranziehen, welches die Anteile der Zentrenkonzentrationen des schnellen und des langsamen Anteils der Einfangkinetik widerspiegelt und den Verlauf der Meßwerte gut wiedergibt. Jedoch ist dieses Konzentrationsverhältnis deutlich kleiner als das aus der DLTS-Messung in Bild 1 bestimmte Verhältnis.

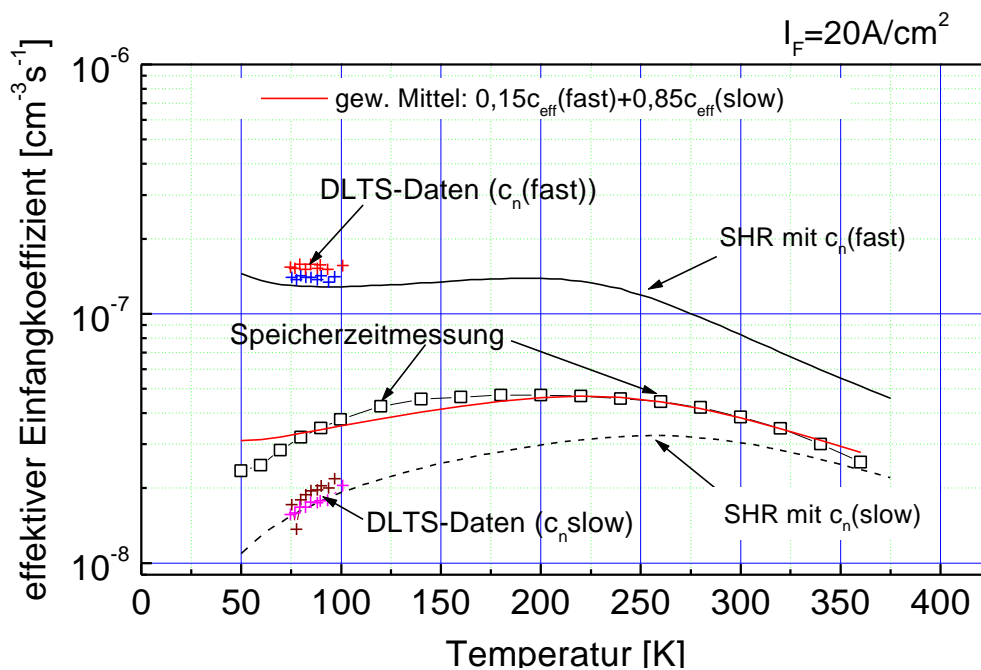


Bild 5: Vergleich der gemessenen mit der aus DLTS-Ergebnissen ermittelten Lebensdauer

Im Vergleich mit den aus der OCVD-Methode ermittelten Einfangkoeffizienten /5/ ergibt sich hingegen eine gute Übereinstimmung, darüber hinaus passen die Einfangquerschnitte bei Raumtemperatur auch zu den mit der Speicherladungsmeßmethode ermittelten Werten /2/.

4. Zusammenfassung und Schlußfolgerung

Es wurde in dieser Arbeit die Lebensdauer in Dioden mit DLTS-Messungen verglichen, in denen nur das Zentrum E(90K) als Rekombinationszentrum wirksam ist. In mit 1MeV elektronenbestrahlten Dioden werden in der Einfangkinetik zwei Einfangquerschnitte gefunden, wobei offenbar die Lebensdauer zum größten Teil durch den kleinen Einfangquerschnitt kontrolliert wird. Mit diesen zwei Einfangquerschnitten ist eine Verbesserung der Simulation bestrahlter Bauelemente im Vergleich zu /5/ zu erwarten. Warum der schnelle Anteil nur so schwach wirksam ist, wäre zu klären. Es sind DLTS-Untersuchungen durchzuführen, ob bistabile und metastabile Komponenten an E(90K) beteiligt sind /6/, /7/. Weiterhin wäre ein Vergleich der Lebensdauer in mit 4,5MeV elektronenbestrahlten Dioden notwendig, da in diesen Dioden bei den Einfangquerschnitten bisher nur der große Einfangkoeffizient beobachtet wird. Mit den vorliegenden Ergebnissen in der Literatur ist die hier dargestellte Beobachtung nicht zu erklären. Eine starke Abnahme des Einfangquerschnittes des schnellen Anteils mit der Temperatur scheint unwahrscheinlich, da die Simulation der Durchlaßkennlinien mit den gemessenen Werten nur dann übereinstimmt, wenn man eine schwache Temperaturabhängigkeit der Einfangquerschnitte voraussetzt /2/. Mit dem kleineren Einfangquerschnitt könnte der Temperaturverlauf der Durchlaßspannung in bestrahlten Leistungsdioden /8/ erklärt werden.

Literatur

1. S D Brotherton , P. Bradley, *J. Appl. Phys*, 1982, 53 (8), 5720
2. W. Südkamp, „Eigenschaften elektronen- und heliumbestrahlter Freilaufdioden“ im *gemeinsamen Abschlußbericht zum BMBF-Verbundprojekt „Integrierte Leistungselektronische Systeme“* (1999)
3. Hallen A. und Keskitalo, N, *J. Appl. Phys*, 1996, 79(8), 3906
4. J. Lutz, W. Südkamp, W. Gerlach, *Solid-State Electronics* 1998, 42(6), 931
5. R. Siemieniec, W. Südkamp, J. Lutz, D. Schipanski, „Simulation and Experimental Results of Irradiated Power Diodes“, *Proceedings of EPE 1999*, Lausanne (CD-Rom)
6. L. W. Song, B. W. Benson, G. D. Watkins, *Appl. Phys. Lett.* 1987, 51(15), 1155
7. P. V. Kuchinskii, V. M. Lomako, L. N. Shakhlevich, *Sov. Phys. Semicond.* 1988, 22 (7), 769
8. J. Lutz, „Freilaufdioden“ im *gemeinsamen Abschlußbericht zum BMBF-Verbundprojekt „Integrierte Leistungselektronische Systeme“* (1999)