

Mikrowellendetektierte Photoleitung und PICTS - Methodik und Anwendungen auf GaAs

Von der Fakultät für Chemie und Physik
der Technischen Universität Bergakademie Freiberg
genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

von **Dipl. Nat. Bianca Gründig-Wendrock**

geboren am 14. Februar 1978 in Marienberg

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen R. Niklas, Freiberg
Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Rudolph, Berlin
Dr.-Ing. Manfred Jurisch, Freiberg

Tag der Verleihung: 09.12.2005

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	4
2. GaAs	6
2.1. Der Halbleiter – Eigenschaften, Züchtung, Wärmebehandlung, allgemeine Defekte	6
2.2. Wichtige Defekte.....	8
2.2.1. EL2	9
2.2.2. EL6	11
2.2.3. EL3	12
2.2.4. Kupfer	13
2.3. Kompensation	13
3. PICTS	18
3.1. Grundprinzip und Anwendungsbereich der Methode.....	18
3.2. Ablaufende Prozesse und ihre graphische Darstellung.....	18
3.3. Auswertung mit Zwei-Tor-Technik (Fensterauswertung) und Bestimmung von	24
Aktivierungsenergie und Einfangquerschnitt, Elektronen- und Löchertraps	
3.4. Konzentrationsabschätzung mit PICTS.....	28
3.5. PICTS an GaAs	30
3.5.1. Vergleich IR-BB-Anregung.....	30
3.5.2. Temperatur- und Wellenlängenabhängigkeit der Photoleitung.....	33
3.5.3. Füllbedingungen.....	33
3.5.4. Decay- und Rise PICTS.....	35
3.5.5. Negative Peaks	36
3.5.6. Defekt-Topographie.....	38
4. Mikrowellendetektierte PICTS (MD-PICTS)	40
4.1. Messprinzip, Physikalische Hintergründe	40
4.2. Versuchsanordnungen	43
4.3. Datenaufzeichnung und –auswertung.....	46
4.3.1. PICTS	46
4.3.2. Topogramme	46
5. Leistungstests von MD-PL und MD-PICTS	49
5.1. MD-PICTS (IR, BB) und Vergleich mit konventioneller PICTS.....	49
5.1.1. MD-PICTS -Spektrn nach IR-Anregung im Temperaturbereich 80 - 360 K	49

5.1.2.	MD-PICTS -Spektren nach BB-Anregung im Temperaturbereich 80 - 360 K, TT-Anlage	50
5.1.3.	MD-PICTS -Spektren nach BB-Anregung im Temperaturbereich 300-480 K (HT-Anlage).....	51
5.2.	Eigene Decay- und Rise – PICTS – Vergleiche.....	52
5.3.	MD-PL-Topogramme.....	53
5.3.1.	MD-PL -Topogramme nach IR-Anregung bei 300 K (HT-Anlage).....	53
5.3.2.	MD-PL -Topogramme nach BB-Anregung bei 300 K (HT-Anlage).....	54
5.3.3.	Waferscanning – Wafertopogramme mit BB-Anregung bei 300 K (Topographie-Messplatz).....	56
5.4.	MD-PICTS-Topogramme.....	58
5.4.1.	Probleme der MD-PICTS-Topographie mit hoher Ortsauflösung.....	58
5.4.2.	MD-PICTS-Topographie mit hoher Defokussierung.....	61
5.5.	SC-GaAs.....	63
5.6.	Epitaxiematerial.....	65
6.	MD-PICTS-Ergebnisse am SI GaAs und ihre Interpretation	69
6.1.	EL2.....	69
6.1.1.	Detektion des EL2 und Abhängigkeit von [Akzeptor] und ρ	69
6.1.2.	Ratengleichungen in Zusammenhang mit Modellvorstellungen zu PICTS – Prozessen.....	75
6.2.	EL3.....	79
6.2.1.	Untersuchung des EL3 mit MD-PICTS.....	79
6.2.2.	Detektion eines negativen EL2 und EL3 an einer Probe	81
6.3.	EL6.....	83
6.3.1.	Der EL5 als DX-Zentrum bzw. Abhängigkeit seiner Sättigung von der Beleuchtungsdauer.....	83
6.4.	Kupfer.....	87
6.4.1.	Nachweis von Kupfer im Volumen	87
7.	Wafertempere.....	89
7.1.	MD-PL und MD-PICTS des EL2	89
7.2.	Der spezifische Widerstand in der oberflächennahen Zone.....	93
7.3.	TT-MD-PICTS des EL6 und des EL3 in der oberflächennahen Zone.....	95
7.4.	Interpretation und Diskussion.....	97
8.	Zusammenfassung und Perspektive	100

Abkürzungsverzeichnis	101
Tabellenverzeichnis	108
Abbildungsverzeichnis	109
Literaturverzeichnis	116
Versicherung	125
Veröffentlichungen	126
Danksagung	130
Lebenslauf	132

1 Einführung

GaAs ist ein Halbleiter, der in der Opto- und Mikroelektronik verwendet wird. Man unterscheidet halbisolierendes (semi insulating – SI) und halbleitendes GaAs (semi conducting –SC). SI-GaAs hat einen spezifischen Widerstand im Bereich zwischen 1×10^6 und $1 \times 10^9 \Omega \text{cm}$. Es bildet damit ein isolierendes Substrat für elektronische Bauelemente wie MESFETs nach Ionenimplantation und HBTs mittels Epitaxie (MOCVD, MBE). SC-GaAs dient zur Herstellung von optoelektronischen Bauelementen wie LEDs und Laser.

GaAs enthält wie jeder Halbleiter Gitterdefekte. Dazu gehören Punktdefekte wie Vakanz, substitutionelle und interstitielle Eigen- oder Fremdatome, Komplexe aus Punktdefekten und Versetzungen. Diese Defekte haben unterschiedliche Auswirkungen auf die Eigenschaften der Bauelemente, die aus GaAs entstehen. So stellten ODA u.a. [1] fest, dass As-Ausscheidungen, die bei der Züchtung aus einer leicht überstöchiometrischen Schmelze entstehen, zum einen die Bauelementeigenschaften von MESFETs beeinflussen. Darüber hinaus können sie auf MBE-Schichten die Ursache für kleine ovale Oberflächendefekte bilden, indem sie den Wachstumsmechanismus lokal stören. Die Schwellspannung von FETs wird von der Akzeptorverteilung auf der Waferoberfläche beeinflusst, wie HASEGAWA u.a. [2] berichten. Die Konzentration des Defekts EL2 und des Bors, welches als Verunreinigungselement über das Boroxid beim LEC-Verfahren (*liquid encapsulated Czochralski*) in den Kristall eintritt, beeinflussen nach RUDOLPH u.a. [3] die Effizienz einer nachfolgenden Implantation.

Es gibt zahlreiche weitere Auffälligkeiten im Zusammenhang mit der Bauelementherstellung, denen noch nicht eindeutig ein sie verursachender Defekt zugeordnet werden konnte. Dies ist die Aufgabe von Forschung und Entwicklung. Zu diesem Zweck werden Messverfahren benötigt, welche in der Lage sind, kontakt- und zerstörungsfrei zu messen und so zur Prozesskontrolle eingesetzt zu werden. MINER u.a. [4] verwenden dafür die Methode *time dependent charge measurement* (TDCM), welches eine Ortsauflösung von 1 mm besitzt.

In der vorliegenden Arbeit stehen die Verfahren mikrowellendetektierte Photoleitung (MD-PL) und mikrowellendetektierte *photo induced current transient spectroscopy* (MD-PICTS) im Mittelpunkt. Sie wurden vor allem hinsichtlich ihrer Anwendung zur Defektanalyse von SI GaAs seit 1997 an der TU Bergakademie Freiberg entwickelt und angewendet [5, 6, 7, 8, 9].

Diese Arbeit behandelt nun zwei Schwerpunkte: zum einen die Weiterentwicklung der Hard- und Software der beiden Messverfahren und zum anderen ihre Anwendung auf spezielle Probleme der Defektspektroskopie von SI-GaAs.

Die neuen Methoden sollen mit Vorgängerverfahren (PICTS mit Kontakten) verglichen und ihre Fähigkeiten abgegrenzt werden. Es wird überprüft, inwieweit PICTS-Messungen mit verschiedenen Anregungswellenlängen gleiche Ergebnisse bringen, welchen Einfluss die Länge der Anregung auf

die zu detektierenden Defekte hat, in welchem Temperaturbereich MD-PL und MD-PICTS anwendbar sind, ob PICTS-Spektren aus dem Anregungspuls und aus der Ladungsträgertransiente den gleichen Aussagegehalt besitzen sowie welche Größe und Ortsauflösung in der PL- und PICTS-Topographie sinnvoll ist. Die Anwendbarkeit der Methoden auf SC-GaAs wie auch epitaxiertes Material wird überprüft werden.

Im Punkt der Defektspektroskopie steht zum einen die Aufgabe, ob und unter welchen Umständen die Defekte EL2 und EL3 mit MD-PICTS detektiert werden können und gegebenenfalls, welche Verteilung sie über den Wafer und die Zellstruktur zeigen. Im Weiteren soll die Hypothese, dass es sich beim Defekt EL6 um ein DX-Zentrum mit Negativ -U-Eigenschaften handelt, bestätigt oder widerlegt werden. Die Strukturhypothese, die die Beteiligung eines As-Antisites und bzw. oder eines As-Interstitials vorsieht, soll anhand von Wafertemper-Prozessen überprüft werden. Hinsichtlich des Verunreinigungselements Kupfer ist zu untersuchen, ob MD-PICTS in kupferdotiertem Material Peaks ähnlicher Aktivierungsenergien wie die konventionelle Kontakt-PICTS findet, um damit einen Zugang zur ortsaufgelösten Analyse des Kupfers und seines Diffusions- und Anlagerungsverhaltens zu schaffen. Aus Messungen mit konventionellen PICTS-Verfahren ist das Phänomen eines negativen Peaks bekannt. MD-PL und MD-PICTS sollen einen wesentlichen Beitrag zu seiner Aufklärung leisten und damit auch die bei PICTS ablaufenden physikalischen Prozesse besser verstehen helfen.

Die gewonnenen Erkenntnisse werden schließlich in einer problemorientierten Anwendung der beiden Verfahren – der Untersuchung des Einflusses des Wafertempers auf das Defektinventar vor allem in der Waferoberfläche - eingesetzt.

In Kapitel 2 geht es um den Halbleiter GaAs, Möglichkeiten der Züchtung, elektrische Eigenschaften, die wichtigsten auftretenden Defekte und Erfahrungen ihres Nachweises mit PICTS und die Defektkompensation. Im Kapitel 3 wird das Messverfahren PICTS hinsichtlich der ablaufenden Prozesse und der Auswertung beschrieben. Kapitel 4 fasst die Vorgehensweise einer Mikrowellendetektion zusammen, stellt die verwendeten Versuchsanordnungen und die Vorgehensweise bei der Datenaufzeichnung- und auswertung vor und vergleicht die Neuentwicklungen der TU Bergakademie Freiberg mit patentierten bzw. in der Fachliteratur publizierten Vorgängermethoden. Das folgende Kapitel enthält die bereits erwähnte Leistungsabschätzung von MD-PL und MD-PICTS. Das Kapitel 6 stellt allgemeine und spezielle Ergebnisse von Untersuchungen an den Defekten EL2, EL3, EL6 und Kupfer vor. Eine spezielle Anwendung von MD-PL- und PICTS wird in Kapitel 7 beschrieben. Beide Methoden lieferten einen wesentlichen Beitrag zur Untersuchung der Auswirkungen des Wafertempers auf die Wafereigenschaften. Kapitel 8 fasst die Ergebnisse schließlich zusammen und gibt einen Ausblick.

2 GaAs

2.1 Der Halbleiter – Eigenschaften, Züchtung, Wärmebehandlung, allgemeine Defekte

GaAs ist ein direkter Halbleiter. Er besitzt vier Valenzbänder und ein Leitungsband [10]. Der direkte Übergang findet genau im Zentrum der Brillouin-Zone – am Γ -Punkt statt [11] (**Abb. 2.1**). Bei 300 K beträgt der Bandabstand 1.42 eV, er verändert sich analog Gl. 2.1 mit der Temperatur [10].

$$E_{gi}(T) = 1.519 \text{ eV} - 5.405 \times 10^{-4} (\text{eV/K}) T^2 / (T + 204 \text{ (K)}) \quad (2.1)$$

Das Leitungsband enthält neben dem Zentraltal ein Satellitental, was eine um 0.29 eV erhöhte Energie besitzt. Die Beweglichkeit der Elektronen im Zentraltal liegt bei 300 K theoretisch bei 8500 cm^2/Vs [60]. Experimentell ermittelte Werte liegen zwischen 6000 und 7350 cm^2/Vs [70]. Die Beweglichkeit der Löcher ist um etwa einen Faktor 20 geringer.

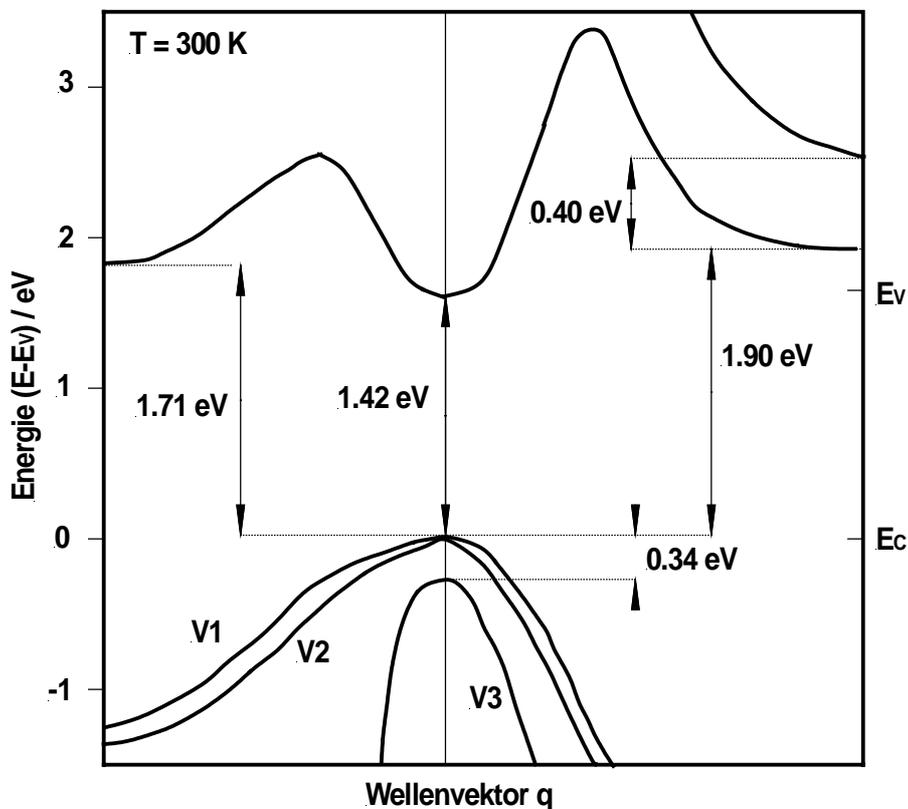


Abb. 2.1 Bandstruktur des GaAs bei 300 K [nach 10]

Die heute üblichen Methoden der GaAs-Kristallzüchtung sind das VGF (*vertical gradient freeze*), das HB bzw. VB (*horizontal bzw. vertical Bridgeman*), das LEC (*liquid encapsulated Czochralski*) und das VCz (*vapour pressure controlled Czochralski*) – Verfahren. LEC und VCz verwenden einen Impfkristall, um einen Einkristall aus der Schmelze zu ziehen. Um das Abdampfen des As aufgrund seines hohen Dampfdrucks zu verhindern, was eine Verarmung der GaAs-Schmelze an diesem Element bedeuten würde, wird die Schmelze beim LEC- und VCz- Verfahren mit einer B₂O₃-Schicht abgedeckt. Bei VCz wird dies mit einem gewissen As-Partialdruck in der Inertgasatmosphäre verhindert. HB, VB und VGF bedeuten eine gerichtete Erstarrung der Schmelze aufgrund einer Tiegelverjüngung bzw. im Fall des VGF aufgrund der äußeren Temperaturführung.

Halbisolierendes GaAs wird aus einer Schmelze mit einer As-Überschuss-Konzentration von etwa 10^{18} cm^{-3} gezogen. Der As-Überschuss ist für die Bildung von Punktdefekten wie As_i und V_{Ga} sowie Ausscheidungen (Präzipitate) verantwortlich.

Diese Defekte werden durch einen weiteren Defektyp ergänzt – die Versetzungen. Sie entstehen durch thermomechanische Spannungen während der Erstarrung des Kristalls. Diese Versetzungen wirken als Getter-Zentren für interstitielles As und bilden somit Keime für die Ausscheidungsbildung. Entlang der Versetzungen heißen diese Ausscheidungen Dekorationspräzipitate. Die Ausscheidungsgröße ist von der Versetzungsdichte abhängig, in LEC-Material liegt sie um 100 nm, in VGF-Material um 500 nm. Die Versetzungen mit verschiedenen Richtungen und Burgers-Vektoren ordnen sich in Form einer Zellstruktur an. Die Zellgröße ist von der Versetzungsdichte und damit indirekt vom Züchtungsverfahren abhängig, die Form von der radialen Lage. Zellen in 4-6" - LEC-GaAs mit einer Versetzungsdichte von 70000– 200000 cm⁻² haben einen Durchmesser von 100 - 200 μm, in 4" - VGF-GaAs liegt er bei 2 mm für Versetzungsdichten unter 5000 cm⁻² [12]. Im Zentrum eines Wafers und am Rand sind die Zellen polygonal, im Bereich des halben Radius länglich geformt. In VGF-GaAs werden häufig unterbrochene Zellwände beobachtet, wenn die Versetzungsdichte unter 5000 cm⁻² absinkt [12].

Die bereits erwähnten Antisite-Defekte – vorwiegend As_{Ga} in As-reichem GaAs – werden heute als EL2-Defekt bezeichnet. Weitere Defektkomplexe, die dem EL2 strukturell verwandt sind, bilden sich an den Versetzungen.

Versetzungen und die sich an ihnen anlagernden Präzipitate und Defekte erzeugen eine mesoskopische Materialinhomogenität [13], die sich nachteilig auf die Eigenschaften von Bauelementen auswirkt, für die GaAs als Substratmaterial verwendet wird. Zur Verringerung dieser Inhomogenitäten und zur Spannungsrelaxation vor allem in LEC-Material führt man nach der Züchtung eine kontrollierte Wärmebehandlung an den Kristallen oder auch an einzelnen Wafern durch. Dabei haben sich letztendlich Temperregimes bewährt, die zweistufig verlaufen. Kristalle werden direkt nach der Zucht noch im Ofen kontrolliert abgekühlt. Darauf folgt die Wärmebehandlung in einer hochreinen Quarzglasampulle mit einem As-Überdruck von 1 bar, um das selektive Abdampfen von As von der Kristalloberfläche zu verhindern. In der Hochtemperaturperiode bei ca. 1100°C werden an den Versetzungen angelagerte Präzipitate

(Dekorationspräzipitate) aufgelöst und damit die Verteilung des Arsens homogenisiert. Je länger die Haltezeit bei dieser Temperatur ist, desto höher ist die Homogenisierung des As-Überschusses. Während des anschließenden Abkühlens bilden sich aus der übersättigten Schmelze neue As-Präzipitate, nun aber auch im Zellinneren – sogenannte Matrixpräzipitate. Die Dauer der Temperung bei dieser Temperatur bestimmt die finale Konzentration des EL2 sowie seine Verteilung. Die Abkühlung auf Raumtemperatur erfolgt sehr schnell, um den erreichten Homogenitätszustand einzufrieren.[14, 57]

2.2 Wichtige Defekte

In GaAs gilt der bereits erwähnte EL2 als ein sehr wichtiger Defekt für die Einstellung halbisolierenden Verhaltens.

Defekt	E_A / eV	σ_n / cm^2	Messmethode	Referenz
EL7	$E_C - 0.27$	6.8×10^{-15}	PICTS, DLTS	[16, 17]
EL8	$E_C - 0.23$	$0.2 - 3.5 \times 10^{-14}$	PICTS, TSC, DLTS	[18, 19, 20, 21]
EL9	$E_C - 0.19$	$5.8 \times 10^{-16} - 2.8 \times 10^{-13}$	PICTS, DLTS	[22, 16, 19, 23, 24, 21]
EL6	$E_C - 0.34$	$5.6 \times 10^{-17} - 1.5 \times 10^{-12}$	PICTS, DLTS, TSC, OTSC	[22, 16, 25, 17, 18, 26, 19, 23, 24, 27, 21]
EL5	$E_C - 0.42$	$1 \times 10^{-15} - 1.3 \times 10^{-13}$	PICTS, DLTS, TSC	[25, 17, 18, 19, 23, 24, 20, 27, 21]
EL3	$E_C - 0.57$	$4 \times 10^{-14} - 3.5 \times 10^{-12}$	PICTS, DLTS, TSC, OTSC	[22, 16, 25, 17, 28, 18, 26, 19, 23, 24, 20, 27, 21]
EL2	$E_C - 0.79$	$1 \times 10^{-14} - 1 \times 10^{-13}$	PICTS, DLTS, OTSC	[22, 16, 25, 17, 28, 18, 26, 24, 27, 21]
Cu	$E_V + 0.43$	$2 \times 10^{-14} - 5 \times 10^{-12}$	PICTS, DLTS	[25, 18]
Fe	$E_V + 0.58$	$2 \times 10^{-15} - 8 \times 10^{-13}$	PICTS, DLTS	[25, 18]
HL9	$E_V + 0.66$		PICTS	[28]
EL4	$E_C - 0.51$	1.2×10^{-12}	PICTS	[19]

Tab. 2.1 Aktivierungsenergien und Einfangquerschnitte einiger Defekte in GaAs aus Untersuchungen einer Vielzahl von Arbeitsgruppen

„EL“ ist die Abkürzung für „electron level“. Diese Bezeichnungen verwendeten MARTIN u.a. [29] bei DLTS (*deep level transient spectroscopy*) -Messungen an SC-GaAs. Sie fanden eine Vielzahl von Peaks, die sie Elektronen- und Löchertraps zuordneten und numerierten sie der Reihe nach. In

Tab. 2.1 sind Aktivierungsenergien und Einfangquerschnitte einiger Defekte zusammengestellt. Für die Aktivierungsenergien wurde der Mittelwert aller gefundenen Angaben bestimmt.

Neben dem EL2 sind der EL6, der EL3 und eventuell Kupfer als ungewollte Verunreinigung von größerer Bedeutung.

Dieses Kapitel fasst die bisherigen Kenntnisse zu den erwähnten Defekten kurz zusammen.

2.2.1 EL2

Der EL2 ist ein intrinsischer Defekt. Er ist für die optischen und elektrischen Eigenschaften des Materials verantwortlich: Seine Lage in Bandlückenmitte und seine hohe Konzentration von $1\text{-}2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ermöglichen die Bildung von thermisch stabilem, halbisolierendem GaAs [30, 31]. Nach ESR -Untersuchungen besitzt der EL2 die Struktur des As-Antisites As_{Ga} . Der einfach positiv geladene Defekt verursacht ein ESR -Signal aus vier Linien, welches auf die Wechselwirkung des ungepaarten Elektrons mit dem Kernspin $3/2$ zurückzuführen ist. Es wurde oft diskutiert, ob weitere Punktdefekte wie As_{Si} , V_{Ga} zur Struktur des EL2 gehören, was aber experimentell nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte. Bei dem As_{Ga} handelt es sich um einen Doppeldonor. In ESR -Untersuchungen wurden die beiden Energieniveaus $E_{\text{C}}-0.75 \text{ eV}$ ($\text{EL2}^0 / \text{EL2}^+$) und $E_{\text{V}}+0.52 \text{ eV}$ ($\text{EL2}^+ / \text{EL2}^{++}$) gefunden. In Hall-Effekt-Messungen erhielt man eine Aktivierungsenergie des EL2 von $E_{\text{C}}-0.75 \text{ eV}$, in DLTS -Messungen von $E_{\text{C}}-0.82 \text{ eV}$. Bei letzterer Messmethode geht zusätzlich die Aktivierungsenergie des Einfangquerschnitts in die Niveaulage ein. Der Elektronen-einfangquerschnitt selbst hat nach [21] einen Wert von $4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Auch die Wechselwirkung des EL2 mit Löchern ist mit einem Einfangquerschnitt von $\sigma_{\text{p}} = 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ effektiv [21].

Der EL2 kann unter Beleuchtung mit Licht der Wellenlänge 1100 nm bei Temperaturen ab 100 K und tiefer in einen metastabilen Zustand übergehen. Dieser Effekt wurde mit verschiedensten Methoden wie Positronenannihilation [33], Photokapazität, Absorption, Lumineszenz, Photostrom und ESR nachgewiesen. Der metastabile Zustand ist wie der EL2^0 neutral. Bei Erwärmen geht er bei etwa 120 K wieder in seinen Normalzustand zurück. Dieser Prozess ist mit einer Gitterrelaxation verbunden. [30]

Der EL2 ist auch in Photolumineszenz -Messungen nachweisbar. Ihm wird eine Bande bei 0.67 eV zugeschrieben, welche auf Intracenter-Übergänge zurück geht. [30]

Die Konzentration des EL2 überwiegt in SI-GaAs die Konzentration aller weiteren Donatoren und Akzeptoren. Er liegt daher meist nur zu einem geringen Teil ionisiert vor. Unter Vernachlässigung weiterer Donatoren entspricht die Konzentration des EL2^+ derjenigen des Hauptakzeptors Kohlenstoff [34].

Aufgrund der teilweisen Ionisierung ist eine genaue Messung der Gesamtkonzentration des EL2 wie auch der ionisierten bzw. neutralen Komponente schwierig. Es ist üblich, zumindest die

Konzentration des EL2⁰ mittels Absorptionsmessung zu bestimmen. Dabei macht man sich zunutze, dass die Photoionisationsquerschnitte des EL2⁰ bzw. EL2⁺ bei verschiedenen Wellenlängen maximal werden. Der EL2⁰ wird bei einer Wellenlänge von 1040 nm gemessen. Der Absorptionsquerschnitt des EL2⁺ ist bei 1300 nm maximal. Allerdings ist die Absorption des EL2⁺ bei dieser Wellenlänge aufgrund seiner geringeren Konzentration gegenüber dem EL2⁰ trotzdem ähnlich groß wie die Absorption des EL2⁰, so dass die Bestimmung der Konzentration des EL2⁺ schwierig ist. Während die Konzentration des EL2⁰ mit 2% Genauigkeit angegeben werden kann, schwanken die gemessenen EL2⁺ - Konzentrationen um bis zu 50 %. Bei 1190 nm ist die Absorption beider Ladungszustände gleich groß, die Messung gibt einen Hinweis auf die gesamte Konzentration des EL2. In topographischen Untersuchungen ganzer Wafer wurde eine W-förmige Verteilung sowohl des EL2-Gesamt als auch des EL2⁰ gefunden, d.h. die EL2-Konzentration ist im Zentrum eines Wafers und in den Randbereichen am höchsten. Daraus wird auf eine homogene Akzeptorverteilung geschlossen [35], auch von WICKERT u.a. [36].

Nach WINNACKER u.a. [37] reichert sich der EL2 in den Zellwänden, d.h. an den Versetzungen, an. Diese hat ihre Ursache in der As-Segregation und ist ein stöchiometrischer Effekt. Durch Tempern des Materials kann man die Verteilung des EL2 beeinflussen. Tempern mit mehreren Temperstufen führt nach WICKERT u.a. [36] zu einer Kontrastumkehr, d.h. die Konzentration des EL2 nimmt in den Wänden gegenüber dem Zellinneren ab. Dafür bilden sich As-Präzipitate an den Versetzungen. Auch durch Wafertempern wird die Stöchiometrie beeinflusst. Entlang der Versetzungen kann überschüssiges As besonders schnell diffundieren. Nach REICHEL [38] verringert sich auch hier die Konzentration des EL2 in den Zellwänden. ALT u.a. [39] berichten dagegen lediglich von einer Homogenisierung des Kontrastes zwischen Zellwand und Zellzentrum, nicht von einer Kontrastumkehr.

Verschiedentlich wird diskutiert, ob der EL2 in GaAs die Funktion des lebensdauerbestimmenden Rekombinationszentrums einnimmt [40]. Nach PAVLOVIC u.a. [41], LOOK u.a. [42] und BOURGOIN u.a. [21] besitzen die Einfangquerschnitte des EL2 für Elektronen und Löcher ähnliche Größenordnung. Aus diesem Grund ist die Wechselwirkung mit beiden Ladungsträgersorten effektiv, so dass dem EL2 eine gewisse Rekombinationstätigkeit zuzuordnen ist. Es ist aber die Frage, ob es noch ein weiteres, effektiveres Rekombinationszentrum gibt. MITONNEAU u.a. [43] nannten ein Löchertrap 0.83 eV über dem Valenzband als wichtigstes Rekombinationslevel, MÜLLENBORN u.a. [44] den EL6. Weiterhin ist im Detail umstritten, ob der Rekombinationsvorgang über den EL2 tatsächlich strahlend oder nichtstrahlend verläuft. Nach TUZEMEN u.a. [45] verläuft die Rekombination über den EL2 strahlend, nach BOURGOIN u.a. [46] nichtstrahlend. BOURGOIN u.a. [46] gehen aufgrund der Lage des EL2 in Bandlückenmitte davon aus, dass dieser Defekt die Lebensdauer bestimmt, nach MÜLLENBORN u.a. [43] ist der EL2 zumindest in as grown Material und nach Wafertemperung nicht lebensdauerbestimmend.

Die Detektion des EL2 mit PICTS wird selten beschrieben. Oftmals traten Probleme auf. YOUNG u.a. beobachteten [26], dass der EL2 oftmals in n-leitendem GaAs gefunden wurde, kurioserweise selten in SI-Material. Auch YASUTAKE u.a. [19] bemerkten das Fehlen eines EL2-Peaks in seinen Spektren. KAMINSKI u.a. [18] sind in ihrer Arbeit von 2002 aufgrund apparativer Beschränkungen nicht in der Lage, diesen Defekt zu detektieren. Noch 1996 berichten sie, den EL2 in SI-GaAs gefunden zu haben, zeigen aber kein Spektrum. Ein solches ist in einer Zusammenarbeit von KAMINSKI mit LONGEAUD u.a. [17] zu sehen. Ein dort beobachteter Peak bei 320 K wird dem EL2 zugeordnet.

2.2.2 EL6

Der Defekt EL6 ist nach dem EL2 der wichtigste Defekt in GaAs, da er in einer nur unwesentlich geringeren Konzentration auftritt. Seine Aktivierungsenergie liegt bei einer Bestimmung aus Nichtgleichgewichtsverfahren etwa bei 0.31-0.33 eV [47, 48, 49]. In TDH (*temperature dependent Hall*)-Messungen erhält man eine Aktivierungsenergie von 0.13 eV. Die Diskrepanz erklärt sich aus der hohen Aktivierungsenergie des Einfangquerschnitts von 0.20 eV [48, 50, 44]. Der Einfangquerschnitt selbst wird in DLTS -Messungen mit $4-8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ bestimmt [47, 49]. Kontrovers diskutiert sind die Rekombinationseigenschaften dieses Defekts. In manchen Arbeiten wird er eindeutig als das lebensdauerbestimmende Rekombinationszentrum ausgewiesen [40], der Rekombinationsvorgang sei dabei nichtsstrahlend [51].

Auffällig sind Analogien des EL6 zum EL2. Nach YASUTAKE a.u. [19] ist die Konzentration in Kristallen mit erhöhter EL2-Konzentration ebenfalls höher. Darüber hinaus sollen beide Defekte ähnliche Photoionisationsquerschnitte besitzen. In einigen Arbeiten wird von einer Antikorrelation der örtlichen Verteilung beider Defekte gesprochen oder auch von der Zunahme des einen und Abnahme des anderen bei verschiedenen Temperprozessen [52, 53]. Es scheint gesichert, dass es sich beim EL6 um einen Komplex handelt, der As_{Ga} als Bestandteil enthält. Die Vorschläge reichen von $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-V}_{\text{As}}$ [49], $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-As}_i$ [52] bis zu $\text{As}_{\text{Ga}}\text{-V}_{\text{As}}(\text{V}_{\text{Ga}})\text{-As}_i$ [54]. Deshalb ist die Hypothese, dass der EL6 durch einfache Platzwechselmechanismen hauptsächlich von interstitiellen As-Atomen in den EL2 übergeht, sozusagen ein Evolutionsprodukt auf dem Weg zum EL2 darstellt [55].

Der Defekt EL6 wird in DLTS-, TSC (*thermally stimulated current*)- oder PICTS -Messungen häufig mit einem Vorpeak und bzw. oder einem Nachpeak beobachtet – dem EL7 und dem EL5. Es wurde beobachtet, dass das Auftreten dieser Peaks von der Dauer des Füllpulses abhängig ist. Der EL7 soll sein Maximum nach 30 ns Pulsdauer erreichen, der EL6 nach 1 ms und der EL5 schließlich nach 1 ms bis 1 s (**Abb. 2.2**) [56, 54]. Eine solcher Zusammenhang zwischen drei Defekten spricht dafür, dass es sich beim EL6 um ein DX-Zentrum mit Negativ -U-Eigenschaften handelt. Ein DX-Zentrum kann ein Elektron abgeben und erzeugt dadurch einen ionisierten Zustand, zusätzlich kann es zwei Elektronen in Negativ-U-Ordnung aufnehmen um den

Grundzustand des Systems zu erreichen. Die Defekte EL7, EL6 und EL5 bilden drei Zustände einer Multilevel-Struktur, sie werden mit $EL6_0$, $EL6_{1+2}$ und $EL6_3$ bezeichnet.

Auf makroskopischer Ebene wird von einer M-förmigen Verteilung des EL6 über den Wafer gesprochen [58, 59]. Photolumineszenz-Messungen fanden in EL6-reichen Proben eine Erhöhung der dem EL6 zuzuordnenden Photolumineszenz-Intensität innerhalb der Zellen [60].

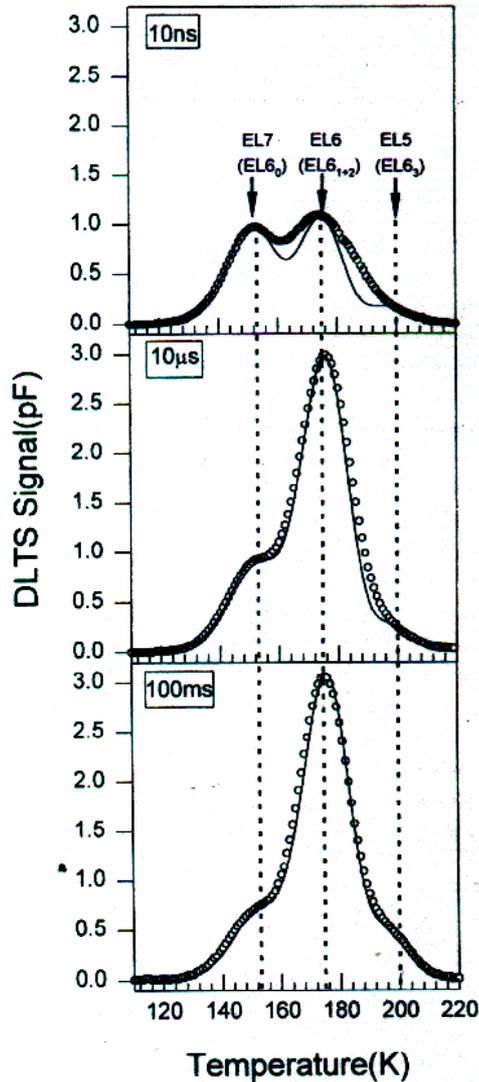


Abb. 2.2 Das Auftreten des EL6 und seiner Vor- und Nachpeaks EL7 und EL5 ist nach DLTS-Messungen von REDDY u.a. von der Dauer des Füllpulses abhängig [54]

2.2.3 EL3

Als EL3 wird ein Defekt in GaAs bezeichnet, der mit DLTS gefunden wurde [61] und eine Aktivierungsenergie zwischen 0.57 und 0.60 eV [62] zeigt. Nach übereinstimmenden Arrheniusgeraden des EL3-Defekts in einer DLTS-Untersuchung und eines Sauerstoff-verwandten Defekts ähnlicher Aktivierungsenergie in LVM (*local vibration mode*)-Untersuchungen am selben Material wurde der EL3 fortan mit Sauerstoff identifiziert. Sauerstoff ist eine Restverunreinigung in

GaAs, verursacht durch beispielsweise Quarztiegel oder nasses Boroxid in LEC -Züchtungen [63]. Sauerstoff wurde und wird aber auch als Dotierelement absichtlich zugegeben, anfangs zur Kompensation von Akzeptoren wie Si zur Einstellung halbisolierenden Verhaltens, heute zur Herstellung mittelohmigen Materials. Aus der LVM -Messung kann man auch auf die Struktur des Defekts schließen – Ga-O-Ga, d.h. ein Sauerstoffatom auf einem As-Platz. Genau genommen befindet sich das Sauerstoffatom leicht verrückt neben dem As-Platz, weshalb der Defekt auch den Namen $oc-O_{As}$ (off center O_{As}) trägt.

In PICTS wird in hochohmigem Material ebenfalls ein Defekt mit ähnlicher Aktivierungsenergie (0.57 – 0.60 eV) wie derjenigen des EL3 gefunden.

2.2.4 Kupfer

Kupfer ist eine häufig anzutreffende Verunreinigung in GaAs. Es diffundiert bereits bei niedrigen Temperaturen und kommt in geringen Mengen in nahezu jeder Prozessumgebung vor [64]. Dabei tritt Kupfer zunächst interstitiell ein. Bei schnellem Abkühlen werden aber nur 16 % als Akzeptor gefunden. Das übrige Kupfer bildet elektrisch nicht aktive Präzipitate. Der Anteil des interstitiell eingebauten akzeptorischen Kupfers nimmt zu, umso langsamer das Material abgekühlt wird. Die Präzipitate haben eine Größe von 0.1 – 0.2 μm [65].

Elektrisch aktives Kupfer wirkt sich nachteilig auf Tunnelioden und LEDs aus GaAs aus [66]. Es bildet zum einen nichtstrahlende Rekombinationszentren und kompensiert zum anderen den Hauptdonator EL2, so dass aus n-leitendem oder halbisolierendem GaAs p-leitendes Material entsteht [67]. Neben der Konzentration des EL2⁰ soll Kupfer auch die Konzentration des EL6 verringern [68].

Mit PICTS wurden in kupfer-kontaminiertem GaAs zwei Peaks gefunden, die auf das Kupfer zurückzuführen sind. Es handelt sich dabei um Akzeptorniveaus der Aktivierungsenergien 0.14 und 0.40 eV [69]. Es wurde diskutiert, dass das Kupfer einen Doppelakzeptor bildet. Nach neueren TSC-Messungen gehören diese beiden schon erwähnten Niveaus nicht beide zu diesem Doppelakzeptor [64]. Die Aktivierungsenergie des sich näher in Bandlückenmitte befindlichen Niveaus wird manchmal auch mit 0.44 oder 0.50 eV angegeben. Die vermutete Struktur dieses Defekts ist $\text{Cu}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{As}}$ oder $\text{V}_{\text{As}}\text{Cu}_{\text{Ga}}\text{V}_{\text{As}}$ [68, 66].

2.3 Kompensation

Neben dem Hauptdonator EL2 gibt es in GaAs eine Reihe flacherer Donatoren und Akzeptoren. Meist ist die Konzentration der flachen Akzeptoren N_A höher als die der flachen Donatoren N_D . Diese Defekte kompensieren sich, d.h. die Donatoren geben ihr überschüssiges Elektron an die Akzeptoren ab, womit nun die Donatoren positiv und die Akzeptoren negativ geladen sind. Die

Differenz $N_A - N_D$ entspricht der noch unkompenzierten Konzentration der Akzeptoren. Sie steht für den Ladungsausgleich mit dem EL2 zur Verfügung. Da aber meist die Konzentration des EL2 die Restakzeptorkonzentration überwiegt, ist es nun der EL2, der zum Teil unkompenziert bleibt, d.h. er liegt z.T. einfach positiv geladen als $EL2^+$ und zum Teil neutral als $EL2^0$ vor.

Der Hauptakzeptor in GaAs ist Kohlenstoff. Seine Konzentration kann zwischen 10^{13} und einigen 10^{16} cm^{-3} variieren. Er liegt 0.027 eV über der Valenzbandkante. Als weiterer Akzeptor wird häufig Zink dotiert. Flache Donatoren sind Silizium, Schwefel und Selen. Ihre Energieniveaus liegen etwa 0.005 eV unter dem Leitungsband.

Auch die bereits erwähnten mitteltiefen Störstellen EL3 (Sauerstoff), Kupfer und Eisen spielen bei genügend hoher Konzentration in der Kompensation eine Rolle.

Die Ladungsbilanzgleichung lautet nach LOOK [129]:

$$n = p + \sum_{k,l=0,m}^{l=l_{Dk} + l_{Ak}} (l_{Dk} - l) n_{klm}$$

$$\text{mit } n_{klm} = \frac{N_k}{1 + \sum_{l',m' \neq l,m} \frac{g_{kl'm'}}{g_{klm}} \exp([\epsilon_{klm} - \epsilon_{kl'm'} - (l-l')\epsilon_F] / kT)} \quad (2.2)$$

n_{klm} bezeichnet den Besetzungsgrad des lm -ten Zustands und N_k die Konzentration des Zentrums k . l_{Dk} gibt die maximale Anzahl von Donatorübergängen eines Zentrums, l_{Ak} die maximale Anzahl von Akzeptorübergängen eines Zentrums an. ϵ_{klm} sind totale Energien, d.h. die Summe von Übergangsenergien, bezogen auf die Valenzbandkante. g bezeichnen Entartungsfaktoren.

Die Konzentration der freien Elektronen und Löcher, n und p , ergibt sich aus den Gleichungen 2.3 und 2.4.

$$n = N_C e^{(\epsilon_F - \epsilon_G) / kT} \quad (2.3)$$

$$p = N_V e^{-\epsilon_F / kT} \quad (2.4)$$

Die Größen N_C und N_V sind die effektiven Zustandsdichten der Bänder (Gl. 2.5 und 2.6). ist der Bandabstand, ϵ_F das Fermi-niveau.

$$N_C = 8.63 \times 10^{13} T^{3/2} [1 - 1.93 \times 10^{-4} T - 4.19 \times 10^{-8} T^2] \quad (2.5)$$

$$N_V = 1.83 \times 10^{15} T^{3/2} \quad (2.6)$$

Im Folgenden soll die Ladungsbilanzgleichung nach Gl. 2.2 ausführlich für den Fall des Vorhandenseins und der Berücksichtigung der Donatoren EL2, EL3 (Sauerstoff) und Silizium und der Akzeptoren Kohlenstoff und Zink dargestellt werden. **Tab. 2.2** fasst die totalen Energien und Entartungsfaktoren der einzelnen Defekte zusammen.

$$n = p + \sum_{l=0}^2 (2-l)n_{EL2,l} + \sum_{l=0}^2 (1-l)n_{O,l} + \sum_{l=0}^1 (1-l)n_{Si,l} + \sum_{l=0}^1 (0-l)n_{C,l} + \sum_{l=0}^1 (0-l)n_{Zn,l} \quad (2.7)$$

$$n = p + 2n_{EL2,0} + n_{EL2,1} + n_{O,0} - n_{O,2} + n_{Si,0} - n_{C,1} - n_{Zn,1} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} n = p &+ \frac{2N_{EL2}}{1 + \sum_{l' \neq 0}^2 \frac{g_{l'}}{g_0} \exp[\epsilon_0 - \epsilon_{l'} + l' \epsilon_F] / kT} \\ &+ \frac{N_{EL2}}{1 + \sum_{l' \neq 1}^2 \frac{g_{l'}}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_{l'} - (1-l') \epsilon_F] / kT} \\ &+ \frac{N_O}{1 + \sum_{l' \neq 0}^2 \frac{g_{l'}}{g_0} \exp[\epsilon_0 - \epsilon_{l'} + l' \epsilon_F] / kT} \\ &- \frac{N_O}{1 + \sum_{l' \neq 2}^2 \frac{g_{l'}}{g_2} \exp[\epsilon_2 - \epsilon_{l'} - (2-l') \epsilon_F] / kT} \\ &+ \frac{N_{Si}}{1 + \sum_{l' \neq 0}^1 \frac{g_{l'}}{g_0} \exp[\epsilon_0 - \epsilon_{l'} + l' \epsilon_F] / kT} \\ &- \frac{N_C}{1 + \sum_{l' \neq 1}^1 \frac{g_{l'}}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_{l'} - (1-l') \epsilon_F] / kT} \\ &- \frac{N_{Zn}}{1 + \sum_{l' \neq 1}^1 \frac{g_{l'}}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_{l'} - (1-l') \epsilon_F] / kT} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Mit $\epsilon_0 = 0$ ergibt sich aus Gl. 2.9:

$$\begin{aligned}
 n = p + & \frac{2N_{EL2}}{1 + \frac{g_1}{g_0} \exp[-\epsilon_1 + \epsilon_F]/kT + \frac{g_2}{g_0} \exp[-\epsilon_2 + 2\epsilon_F]/kT} \\
 & + \frac{N_{EL2}}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_F]/kT + \frac{g_2}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_F]/kT} \\
 & + \frac{N_O}{1 + \frac{g_1}{g_0} \exp[-\epsilon_1 + \epsilon_F]/kT + \frac{g_2}{g_0} \exp[-\epsilon_2 + 2\epsilon_F]/kT} \\
 & - \frac{N_O}{1 + \frac{g_0}{g_2} \exp[\epsilon_2 - 2\epsilon_F]/kT + \frac{g_1}{g_2} \exp[\epsilon_2 - \epsilon_1 - \epsilon_F]/kT} \\
 & + \frac{N_{Si}}{1 + \frac{g_1}{g_0} \exp[-\epsilon_1 + \epsilon_F]/kT} - \frac{N_C}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_F]/kT} \\
 & - \frac{N_{Zn}}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp[\epsilon_1 - \epsilon_F]/kT} \tag{2.10}
 \end{aligned}$$

Aus Gl. 2.10 und den in **Tab. 2.2** zusammengefassten Werten kann man nun für gegebene Defektkonzentrationen die Lage des Fermi-Niveaus berechnen. Im Folgenden sind zwei Beispiele für zum einen halbisolierendes (Beispiel A) und mittelohmiges Material (Beispiel B) dargestellt. **Tab. 2.3** enthält die angenommenen Konzentrationen der Defekte. Aus den Shockley-Diagrammen in **Abb. 2.3** und **2.4** kann am Schnittpunkt der Kurvenäste für die positiven und negativen Ladungen die Lage des Fermi-Niveaus bezogen auf die Valenzbandkante abgelesen werden. Für das halbisolierende Material ergibt sich ein Wert von $E_V + 0.78$ eV und für das mittelohmige von $E_V + 1.1$ eV.

Defekt	Energieniveaus	Totale Energien	Entartungsfaktoren
EL2	EL2 ^{0/+} : $E_C - 0.75$ eV EL2 ^{+/+} : $E_V + 0.52$ eV	$\epsilon_1 = 0.52$ $\epsilon_2 = 1.29$	$g_0 = 1, g_1 = 2, g_2 = 1$
EL3 (Sauerstoff)	EL3 ^{-/0} : $E_C - 0.7$ eV EL3 ^{0/+} : $E_C - 0.14$ eV	$\epsilon_1 = 1.38$ $\epsilon_2 = 2.2$	$g_0 = 1, g_1 = 2, g_2 = 1$
Silizium	Si ^{0/+} : $E_C - 0.006$ eV	$\epsilon_1 = 1.514$	$g_0 = 2, g_1 = 1$
Kohlenstoff	C ^{+/0} : $E_V + 0.027$ eV	$\epsilon_1 = 0.027$	$g_0 = 4, g_1 = 1$
Zink	Zn ^{+/0} : $E_V + 0.03$ eV	$\epsilon_1 = 0.03$	$g_0 = 4, g_1 = 1$

Tab. 2.2 Lage, totale Energien und Entartungsfaktoren der Defekte EL2, EL3 (Sauerstoff), Silizium, Kohlenstoff und Zink in GaAs [129, 130]

[Defekt] / cm ⁻³	Beispiel A (halbisolierend)	Beispiel B (mittelohmig)
EL2	1 x 10 ¹⁶	1 x 10 ¹⁶
O _{As}	5 x 10 ¹³	1 x 10 ¹⁵
Si	1 x 10 ¹⁴	1 x 10 ¹⁴
Zn	1 x 10 ¹⁴	1 x 10 ¹⁴
C	5 x 10 ¹⁵	1 x 10 ¹⁴

Tab. 2.3 Konzentrationen der Defekte EL2, EL3 (Sauerstoff), Silizium, Kohlenstoff und Zink in einer halbisolierenden und einer fiktiven mittelohmigen GaAs-Probe

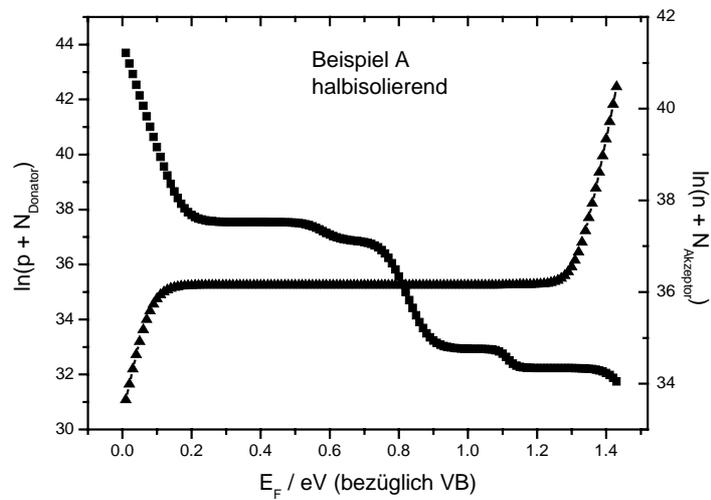


Abb. 2.3 Shockley-Diagramm für das Verhalten der negativen (▲) und positiven (■) Ladungen in Abhängigkeit von der Lage des Fermi-Niveaus, der Schnittpunkt der beiden Äste gibt das Fermi-Niveau der halbisolierenden Probe an

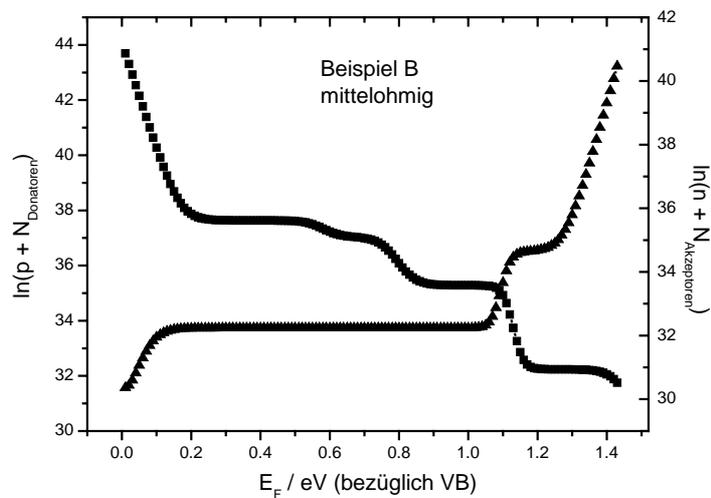


Abb. 2.4 Shockley-Diagramm für das Verhalten der negativen (▲) und positiven (■) Ladungen in Abhängigkeit von der Lage des Fermi-Niveaus, der Schnittpunkt der beiden Äste gibt das Fermi-Niveau der mittelohmigen Probe an

3 PICTS

3.1 Grundprinzip und Anwendungsbereich der Methode

PICTS - ist eine physikalische Methode zur Untersuchung tiefer Störstellen in Halbleitern. Sie ist der länger bekannten und gebräuchlicheren DLTS ähnlich. Bei DLTS werden die zu untersuchenden Störstellen durch Spannungspulse mit Ladungsträgern gefüllt. DLTS ist nur auf halbleitende Materialien anwendbar. Bei halbisolierenden Stoffen ist die Debye-Hückel-Länge groß genug um die Probendimensionen zu überwinden [71]. PICTS ist die Alternative zu DLTS für diese halbisolierenden Materialien. Optische Anregung erzeugt hier die zur Füllung tiefer Traps benötigten Ladungsträger. PICTS ist auch ähnlich zur Methode TSC. Der Unterschied zwischen diesen beiden Verfahren besteht darin, dass die optische Anregung bei PICTS in Form von sich wiederholenden kurzen Pulsen über den gesamten zu untersuchenden Temperaturbereich, bei TSC dagegen als einmalige Beleuchtung während des Abkühlens oder bei tiefen Temperaturen geschieht. Mit PICTS können die Niveaulage tiefer Traps und ihr Einfangquerschnitt bestimmt werden. Beide Größen sind jedoch vorsichtig zu behandeln, worauf weiter unten eingegangen wird. Darüber hinaus ist es nicht möglich, mit PICTS eindeutige quantitative Aussagen über die Defekte zu treffen, auch nicht, ob es sich bei den gefundenen Traps sicher um Elektronen- oder Löchertraps handelt.

3.2 Ablaufende Prozesse und ihre graphische Darstellung

Im stationären Zustand liegt das Fermi-Niveau der betrachteten hochohmigen Halbleiter in Bandlückenmitte. Damit sind alle Donatoren, die sich oberhalb des Fermi-Niveaus befinden wie auch alle Akzeptoren unterhalb des Fermi-Niveaus kompensiert, d.h. die Donatoren sind positiv geladen und die Akzeptoren negativ. Eine Ausnahme kann ein tiefer Donator oder Akzeptor darstellen, der sich genau beim Fermi-Niveau befindet bzw. das Fermi-Niveau an sich pinnt (Kap. 2.3). Dieser Defekt kann eine nur unvollständige Kompensation, d.h. Ionisierung aufweisen, er liegt teilweise im neutralen und teilweise im ionisierten Zustand vor.

Unter den Defekten unterscheidet man in Elektronen- bzw. Löchertraps und Rekombinationszentren. Bei Elektronen- und Löchertraps ist der Einfang einer Ladungsträgersorte – Elektronen bzw. Löcher – bevorzugt. Rekombinationszentren können effektiv mit beiden Ladungsträgern wechselwirken. Sie liegen häufiger in Bandlückenmitte.

Die im Folgenden beschriebenen Prozesse sind schematisch in **Abb. 3.1** dargestellt. Beim Einstrahlen von Licht ausreichender Energie werden Überschussladungsträger erzeugt. Ist die

Energie größer als die Bandlücke, so werden gleich viele Elektronen wie Löcher ins Leitungs- bzw. Valenzband angeregt (BB- bzw. intrinsische Anregung). Bei geringerer Energie als der Bandabstand entstehen freie Elektronen und Löcher aus Traps in der Bandlücke (extrinsische Anregung)[71]. Dabei leisten nur diejenigen Traps mit höherer Konzentration wie der EL2 einen signifikanten Beitrag. Die Elektronen werden durch Übergang aus dem neutralen EL2 in das Leitungsband, die Löcher durch Übergang aus dem ionisierten EL2⁺ in das Valenzband frei (LOOK u.a. [42]). Nach [41] erzeugt dabei Licht der Wellenlänge um 1550 nm vorzugsweise Löcher, um 880 bis 1030 nm dagegen hauptsächlich Elektronen, was auf die Wellenlängenabhängigkeit des optischen Einfangquerschnitts zurückzuführen ist. Die Ausgangsbesetzung des EL2 bestimmt die Konzentration und Art der generierten Ladungsträger.

Die Anregung aus Traps tritt auch bei BB-Anregung auf, die BB-Anregung selbst ist aber meist effizienter [2].

Ein großer Teil der erzeugten Ladungsträger geht sofort durch direkte BB-Rekombination wieder verloren. Die Schnelligkeit dieses Prozesses wird mit der Lebensdauer τ der Überschussladungsträger charakterisiert. Die verbleibenden Elektronen und Löcher werden von Traps und Rekombinationszentren eingefangen.

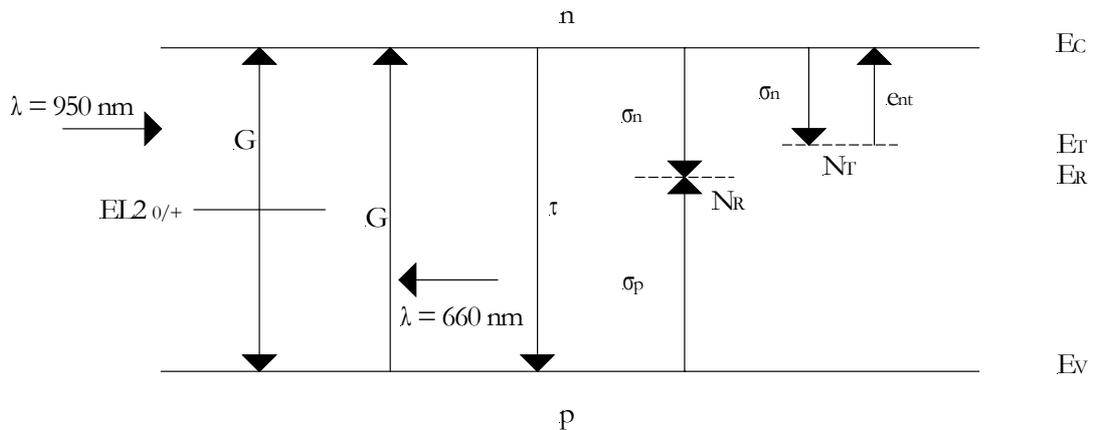


Abb. 3.1 Vereinfachtes Schema der Vorgänge bei PICTS. Ladungsträger werden durch extrinsische oder intrinsische optische Anregung erzeugt und rekombinieren nach einer gewissen Lebensdauer über Rekombinationszentren oder über Band-Band-Übergang oder werden in Traps eingefangen, von wo aus sie durch thermische Anregung wieder emittiert werden können (nach YOSHIE u.a. [72])

Gleichung (3.1) beschreibt die eben aufgeführten Prozesse für die Konzentration der freien Elektronen n im Leitungsband unter der Näherung der Anwesenheit nur eines Elektronentraps. G bezeichnet die Generationsrate der Ladungsträger. In diese Größe gehen der Photonenfluss Φ der anregenden Strahlung, der Absorptionskoeffizient α des Materials für diese Strahlung und das Reflexionsverhalten R der Probe ein (Gl. 3.1a). Der zweite Term beinhaltet die Emission von Elektronen, die in dem Elektronentrap eingefangen wurden bzw. im nicht vollständig kompensierten Trap bereits im Gleichgewicht vorhanden sind. Die Emissionsrate wurde in Gl. 3.1b noch einmal zusammengefasst. γ_n ist eine Materialkonstante. σ_n bezeichnet den Einfangquerschnitt

des Traps für Elektronen. Diese Größe ist temperaturabhängig und besitzt eine eigene Aktivierungsenergie E_σ (Gl. 3.1c). n_T steht für die Konzentration der sich im Trap befindlichen, im Vergleich zum Gleichgewicht zusätzlichen vorhandenen Elektronen. E_{nt} ist der energetische Abstand des Traps zum Leitungsband. Auch dieser ist temperaturabhängig (Gl. 3.1d). Im Term 3 wird der Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband in das Trap betrachtet. N_T ist die Gesamtkonzentration des relevanten Traps. Die Differenz ($N_T - n_T$) beschreibt demnach die Konzentration der unbesetzten Traps. v steht für die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger. Im letzten Term ist der Verlust von Elektronen durch direkte Rekombination beschrieben. In den Gleichungen (3.2) und (3.3) ist das zeitliche Verhalten der freien Löcher im Valenzband und der im betrachteten Elektronentrap gefangenen Elektronen dargestellt. E_{pt} ist die Aktivierungsenergie des Traps ins Valenzband, σ_p sein Einfangquerschnitt für Löcher. Für ein Elektronentrap sollte dieser Einfangquerschnitt klein sein. Der Verlust von Überschussladungsträgern über Rekombinationszentren ist vereinfachend im Term der allgemeinen BB-Rekombination enthalten. Die Gleichungen (3.1) bis (3.3) von BRASIL u.a. [73] werden auch als Raten- bzw. Bilanzgleichungen bezeichnet.

$$\frac{dn}{dt} = G + \sigma_n \cdot \gamma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{nt}}{kT}\right) \cdot n_T(t) - n(t) \cdot \sigma_n \cdot v \cdot (N_T - n_T(t)) - \frac{n(t)}{\tau} \quad (3.1)$$

$$G = \alpha \Phi (1 - R) \quad (3.1a)$$

$$e_{nt} = \sigma_n \cdot \gamma_n \cdot T^2 \exp\left(\frac{-E_{nt}}{kT}\right) \quad (3.1b)$$

$$\sigma_n = \sigma_{n0} \exp\left(\frac{-E_\sigma}{kT}\right) \quad (3.1c)$$

$$E_{nt} = E_{nt0} + \beta_T T \quad (3.1d)$$

$$\frac{dp}{dt} = G + \sigma_p \cdot \gamma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{pt}}{kT}\right) \cdot (N_T - n_T(t)) - p(t) \cdot \sigma_p \cdot v \cdot n_T(t) - \frac{p(t)}{\tau} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_T}{dt} = & -\sigma_n \cdot \gamma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{nt}}{kT}\right) \cdot n_T(t) + n(t) \cdot \sigma_n \cdot v \cdot (N_T - n_T(t)) + \sigma_p \cdot \gamma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{pt}}{kT}\right) \cdot (N_T - n_T(t)) \\ & - p(t) \cdot \sigma_p \cdot v \cdot n_T(t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Nach Abschalten des Lichts entfällt in den aufgeführten Gleichungen der Term der optischen Anregung. Ebenso wird nun der Wiedereinfang von Ladungsträgern in das Trap vernachlässigt, d.h.

es wird davon ausgegangen, dass einmal emittierte Ladungsträger nicht erneut eingefangen werden, sondern rekombinieren. (Die hohe Überschusskonzentration an Elektronen und Löchern, die zum Zeitpunkt des Abschaltens des Lichts noch in den Bändern vorliegt, wird allein über BB-Rekombination bzw. über Rekombinationszentren abgebaut. Sie trägt nicht weiter zum Füllen der Traps bei, dieser Prozess ist mit dem Erreichen eines Gleichgewichts (s.u.) zum Ende des Anregungspulses abgeschlossen.) Die Gleichungen (3.4) bis (3.6) beschreiben die Zeitabhängigkeit von n , p und n_T nach Abschalten des Lichts.

$$\frac{dn}{dt} = \sigma_n \cdot \gamma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{nt}}{kT}\right) \cdot n_T(t) - \frac{n(t)}{\tau} \quad (3.4)$$

$$\frac{dp}{dt} = \sigma_p \cdot \gamma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{pt}}{kT}\right) \cdot (N_T - n_T(t)) - \frac{p(t)}{\tau} \quad (3.5)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -\sigma_n \cdot \gamma_n \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{nt}}{kT}\right) \cdot n_T(t) + \sigma_p \cdot \gamma_p \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_{pt}}{kT}\right) \cdot (N_T - n_T(t)) \quad (3.6)$$

Für Traps, die nur mit Elektronen oder nur mit Löchern wechselwirken, vereinfachen sich die Ratengleichungen. Die Gleichungen 3.7 und 3.8, vereinfacht mit Gl. 3.1b, zeigen dies für ein Elektronentrap.

$$\frac{dn}{dt} = e_{nt} n_T(t) - \frac{n(t)}{\tau} \quad (3.7)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -e_{nt} n_T(t) \quad (3.8)$$

Nach Integration von Gl. 3.8 folgt aus Gl.3.7 Gl. 3.9:

$$\frac{n}{\tau} + \frac{dn}{dt} = n_{T0} e_{nt} e^{(-e_{nt}t)} \quad (3.9)$$

n_{T0} ist die Konzentration der im Zeitpunkt des Lichtabschaltens im Trap gefangenen Elektronen. Da bei für GaAs typischen Lebensdauern von 5 ns und weniger der Term dn/dt gegenüber n/τ zu vernachlässigen ist, ergibt sich aus Gl. 3.9 für die Konzentration der freien Elektronen nach Abschalten des Lichts eine exponentiell abfallende Transiente (Gl. 3.10).

$$n(t) = n_{T0} \cdot \tau \cdot e_{nt} \cdot \exp(-e_{nt} \cdot t) \quad (3.10)$$

Müssen i Elektronentraps berücksichtigt werden, so überlagern sich ihre Transienten nach Abschalten des Lichtpulses (Gl. 3.11):

$$n(t) = \sum_i n_{T0i} \cdot \tau_i \cdot e_{mi} \cdot \exp(-e_{mi} \cdot t) \quad (3.11)$$

Eine exakte Lösung ist für das System gekoppelter Differentialgleichungen nur auf numerischem Weg möglich. BRASIL u.a. [73] löste es analytisch, musste dafür aber annehmen, dass die Konzentration der freien Ladungsträger in den Bändern, die für den Einfang ins Trap zu Verfügung stehen, der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration entspricht und keine Zeitabhängigkeit zeigt.

Die numerische Lösung des Gleichungssystems kann aufgrund ihrer Länge nicht angegeben werden. Sie ist in Kap. 6 in Simulationen angewendet worden.

Die Erzeugung von Überschussladungsträgern durch optische und nach Abschalten der Licht-Anregung thermische Emission führt zu einer Veränderung der Leitfähigkeit des Materials. Es wird Photoleitung beobachtet, die i.d.R. eine Erhöhung der Grundleitfähigkeit bedeutet.

Den prinzipiellen Verlauf der Photoleitung zeigen die **Abb. 3.2 und 3.3** nach LE CLEAC'H [74] und BALLAND u.a. [75]. Die Photoleitungsänderung $\Delta\sigma_r$ (A \rightarrow B) beruht ausschließlich auf dem direkten Übergang von Ladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren. Die weitere Photoleitungsänderung $\Delta\sigma_t$ (B \rightarrow C) wird durch die Emission und den Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps verursacht. Bei genügend langen Anregungspulsen wird die Sättigungsamplitude $\Delta\sigma_\infty$ (C \rightarrow D) erreicht. Die Prozesse Erzeugung, Rekombination, Emission und Einfang haben in einen Gleichgewichtszustand gefunden. Nach Abschalten des Lichts geht die Photoleitung durch Rekombination (D \rightarrow E) rasch auf einen Wert $\Delta\sigma_R$ zurück, der lediglich noch auf thermischer Emission von eingefangenen Ladungsträgern beruht (E \rightarrow F).

Mit dem Erreichen des Gleichgewichtszustands $\Delta\sigma_\infty$ geht LE CLEAC'H u.a. auch von einer Sättigung des / der betreffenden Traps aus. Man untersuchte das Erreichen dieser Sättigung in Abhängigkeit von der Intensität der Anregung. Dabei wurde festgestellt, dass nach Erreichen der Sättigung die Höhe der Restphotoleitung nach Lichtabschaltung konstant ist, die Sättigungsamplitude am Ende des Lichtpulses aber weiter ansteigt (**Abb. 3.4**).

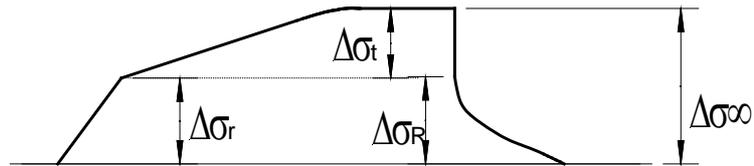


Abb. 3.2 Verlauf der Photoleitung während und nach Abschalten der optischen Anregung (nach LE CLEAC'H u.a. [74]); $\Delta\sigma_r$... Photoleitungsänderung durch direkten Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren, $\Delta\sigma_t$... Photoleitungsänderung durch Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps, $\Delta\sigma_\infty$... Sättigung der Photoleitungsänderung bei einem Gleichgewicht zwischen Erzeugung, Rekombination, Einfang und Emission von Ladungsträgern, $\Delta\sigma_R$... Rest-Photoleitungsänderung nach Rekombination beruhend auf thermischer Emission von Ladungsträgern

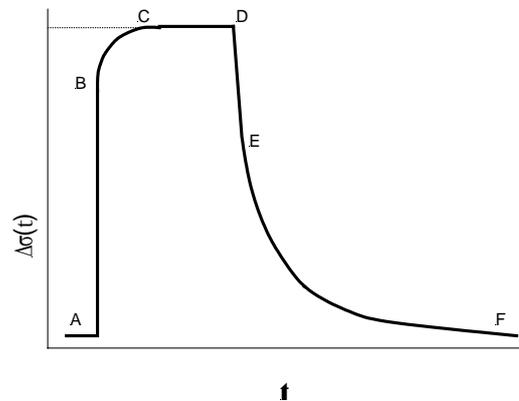


Abb. 3.3 Verlauf der Photoleitung während und nach Abschalten der optischen Anregung (nach BALLAND u.a. [75]; A \rightarrow B ... direkter Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren, B \rightarrow C ... Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps, C \rightarrow D ... Sättigung der Photoleitungsänderung bei einem Gleichgewicht zwischen Erzeugung, Rekombination, Einfang und Emission von Ladungsträgern, (D \rightarrow E) ... Rekombination, (E \rightarrow F) ... thermische Emission von Ladungsträgern

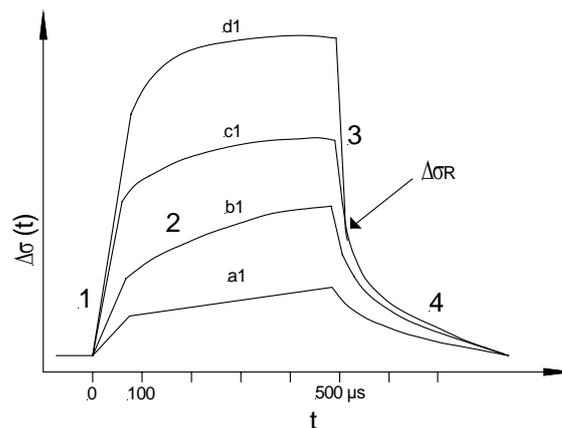


Abb. 3.4 Untersuchung des Erreichens des Gleichgewichtszustands und damit der Trapsättigung in Abhängigkeit von der Anregungsintensität, die zwischen $1 \mu\text{W}$ und 1mW variiert (a1 bis d1) (nach LE CLEAC'H u.a. [74]); 1 ... Photoleitungsänderung durch direkten Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren; 2 ... Photoleitungsänderung durch Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps und eventuelles Erreichen einer Sättigung; 3 ... Rekombination; 4 ... thermische Emission von Ladungsträgern

3.3 Auswertung mit Zwei-Tor-Technik (Fensterauswertung) und Bestimmung von Aktivierungsenergie und Einfangquerschnitt, Elektronen- und Löchertraps

Das für die Auswertung von PICTS-Transienten üblichste Verfahren ist die Zwei-Tor-Auswertung in Analogie zu DLTS. Darüber hinaus gibt es die Fourieranalyse und die Exponentialanpassung neben einigen weiteren, weniger bedeutsamen Modifikationen. Die Zwei-Tor-Auswertung soll im Folgenden im Wesentlichen vorgestellt (ausführlicher in [6, 44]), mit den wichtigsten anderen Verfahren verglichen und bewertet werden.

Die in der PICTS-Messung erhaltenen Ladungsträgertransienten werden mit der Zwei-Tor- oder auch Fenstertechnik „vermessen“. Dazu wird die Differenz des Flächenintegrals zweier Zeitbereiche der Transiente gebildet (**Abb. 3.5**). Die gewählten Zeitbereiche sind die Tore bzw. Fenster. In der vorliegenden Arbeit werden die Fenster über sogenannte initial delays (IDs) definiert: Fenster 1: (1.0 ID – 4.6 ID) und Fenster 2: (5.2 ID - 8.8 ID). ID wird variiert. Die Auftragung der gebildeten Differenz über den gesamten untersuchten Temperaturbereich liefert ein Spektrum mit mehreren Peaks entsprechend der Anzahl der vorhandenen Traps (**Abb. 3.6**). Die Peakmaxima entsprechen einer maximalen thermisch angeregten Emission von Ladungsträgern aus den Traps. Durch Untersuchung der Transiente mit mehreren Tor- bzw. Fensterpaaren (**Abb. 3.7**) erhält man mehrere Spektren, in denen im Wesentlichen die gleichen Peaks lediglich mit einer geringen Temperaturverschiebung auftreten sollten (**Abb. 3.8**). Diese Temperaturverschiebung ist die Basis für die weiter unten beschriebene Parameterberechnung.

In der Literatur werden die Tore bzw. Fenster meist über ihre Zeitmittelpunkte t_1 und t_2 charakterisiert. Nach YOSHIE u.a. [76] sollte das Verhältnis t_2/t_1 für alle verwendeten Fensterpaare konstant bleiben. Dies ist besonders für nicht rein exponentielle Transienten wichtig, in denen sich die Emission aus mehreren Defekten überlagert. Die Auflösung dieser Peaks wird mit einem kleinen t_2/t_1 -Verhältnis als erfolgreicher beschrieben.

In dieser Arbeit werden die Fenster mit Hilfe sogenannte initial delays (IDs).definiert.

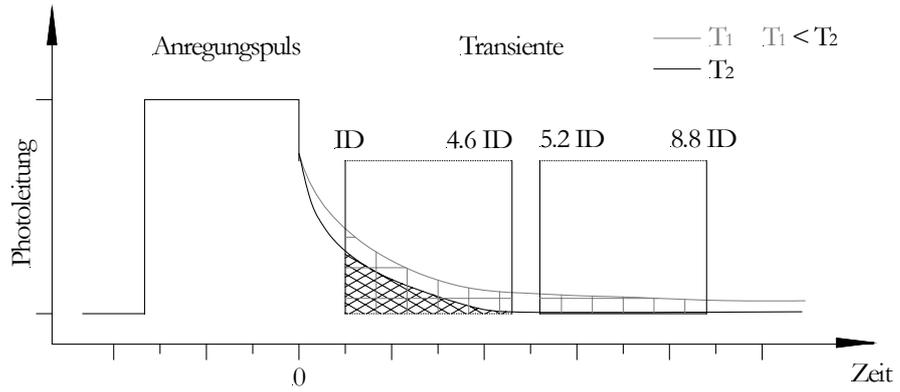


Abb. 3.5 Bildung des PICTS-Signals aus der Differenz zweier Zeitbereiche der Transiente; die Höhe des Signals variiert mit der Temperatur

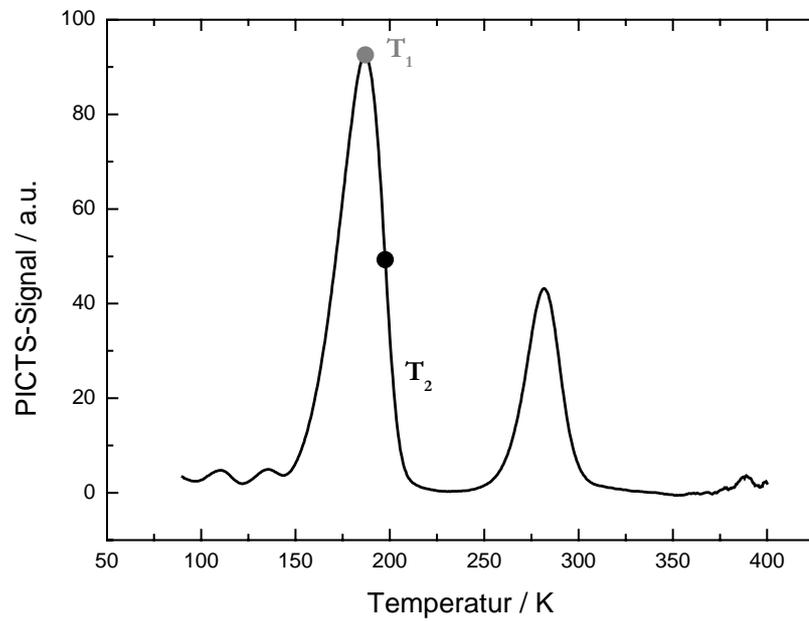


Abb. 3.6 PICTS-Spektrum – Auftragung der Differenz zweier Zeitbereiche der Transiente für alle Temperaturen der Messung

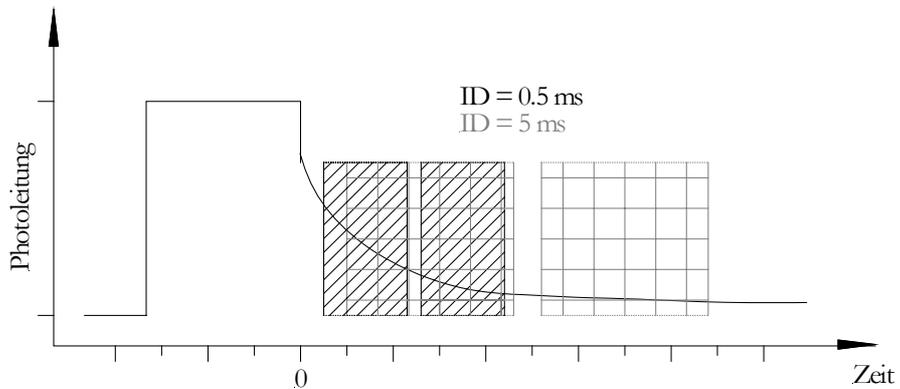


Abb. 3.7 Die Fensterbereiche ergeben sich durch Multiplikation der festen Grenzen (1; 4.6; 5.2 und 8.8) mit initial delays (IDs); das PICTS-Spektrum wird für mehrere IDs berechnet

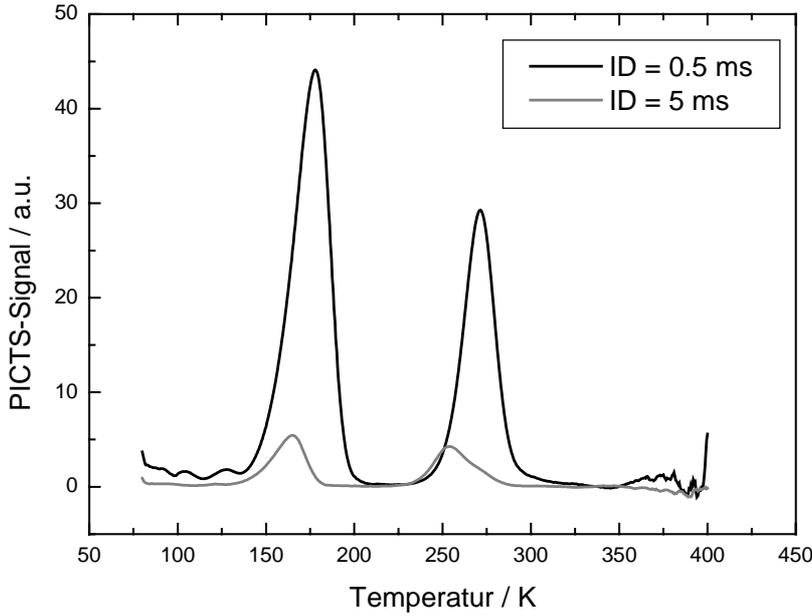


Abb. 3.8 PICTS-Spektrum für die IDs 0.5 ms und 5 ms; die Peakmaxima verschieben sich zu tieferen Temperaturen bei höheren ID

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Normierung der berechneten Photoleitungsänderung der beiden Transientenbereiche auf die Differenz aus dem Sättigungswert des Photopulses und der Dunkelleitfähigkeit [77, 72, 78]. Damit soll die unbekannte Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerlebensdauer und der –beweglichkeit, welche auch im Photopuls vorkommen, eliminiert werden. Andernfalls verursacht der unbekannte präexponentielle Faktor in der Transiente eine Verschiebung des Peaks auf der Temperaturskala. Die Sättigungsphotoleitung berechnet sich nach Gleichung 3.12.

$$\sigma_{Puls} = e \mu(T) n_{Puls}(T) = e \mu(T) \tau(T) G = e \mu(T) \tau(T) \alpha \Phi (1 - R) \quad (3.12)$$

Diese Normierung basiert auf der Annahme, dass Beweglichkeit und die Lebensdauer der Ladungsträger während der Photoanregung und nach Abschalten des Lichts gleich sind.

Das normierte Signal enthält schließlich als wesentlichen amplitudenbestimmenden Faktor die Konzentration des besetzten Traps n_T .

Wie bereits erwähnt resultiert die Anwendung verschiedener Fensterpaare mit konstantem Verhältnis in mehreren Spektren mit auf der Temperaturachse leicht verschobenen Peakmaxima, welche jeweils einer maximalen thermisch angeregten Emission mit verschiedenen Emissionsraten

entsprechen. Nach Gleichung 3.1b- 3.1d können daraus der Einfangquerschnitt und die Aktivierungsenergie des Traps berechnet werden (Gl. 3.13):

$$\ln\left(\frac{T_{\max}^2}{e_{nt,\max}}\right) = \ln\left(\frac{1}{\sigma_{n0} \gamma_n}\right) + \frac{E_A}{kT_{\max}} - \frac{\beta_T}{k} \quad (3.13)$$

Die maximalen Emissionsraten selbst werden durch Differenzieren der Signaldifferenz der beiden Fenster nach der Emissionsrate und Berechnen des Extremwertes am Peakmaximum ermittelt [6].

Die Auftragung von $\ln\left(\frac{T_{\max}^2}{e_{nt,\max}}\right)$ gegen $1/T_{\max}$ liefert eine Gerade (Arrheniusgerade), aus deren

Steigung die Aktivierungsenergie bestimmt wird. Die Aktivierungsenergie des Einfangquerschnitts ist in dieser Größe enthalten. Aus dem Absolutglied kann der Einfangquerschnitt selbst (bei 0 K) berechnet werden. Allerdings ist häufig die Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie β_T des Traps nicht bekannt, so dass dies bereits zu einem Fehler in der Bestimmung des Einfangquerschnitts führt.

Gewöhnlich haben die Peaks in einem PICTS-Spektrum alle das gleiche Vorzeichen [79, 71]. Deshalb herrscht die Meinung vor, dass Elektronen- und Löchertraps mit PICTS nicht unterschieden werden können. Es wurden Ausnahmen detektiert, die ein Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit sind und auf die später näher eingegangen wird.

Die Auswertung von PICTS-Transienten mit Hilfe der Fouriertransformation wird von WEISS und KASSING [21] beschrieben. Gegenüber der Fenstermethode sind damit Aktivierungsenergien eng benachbarter Niveaus weniger exakt bestimmbar. Vorteilhaft ist dagegen die bessere Rauschunterdrückung.

Eine weitere Möglichkeit der Auswertung bei PICTS gemessener Transienten ist, diesselben mit Hilfe von Exponentialfunktionen anzupassen und zu beschreiben. Nach HLINOMAZ u.a. [80] und PANIGRAHI u.a. [23] sind über diese Methode bestimmte Aktivierungsenergien genauer und die Peakauflösung höher im Vergleich zur konventionellen Fenstermethode. Die ungenügende Auflösung der konventionellen Methode kann u.U. zur Falschaussage führen, dass im Probenvergleich verschiedene Defekte gefunden werden. Tatsächlich jedoch sind die gefundenen Traps dieselben, unterscheiden sich jedoch stark in ihrer Konzentration, so dass offensichtlich andere Überlagerungen entstehen [81].

Der Nachteil der Exponentialanpassung ist nach ABELE u.a. [82], dass viele Transienten drei bis vier Exponentialfunktionen benötigen würden, um adäquat beschrieben werden zu können. Je mehr Parameter aber angepasst werden müssen, umso ungenauer wird der Fit. Außerdem wäre die

Theorie, dass bei jeder Temperatur drei bis vier Traps zur Transiente beitragen, unsinnig. Die Angabe der Startwerte für viele Traps über einen großen Temperaturbereich wird als schwierig angesehen, die Gefahr ist groß, dass der Fit divergiert. Das Hauptproblem besteht in der unabdingbaren Kenntnis der Basislinie der Transiente, d.h. des Dunkelstroms bei jeder Temperatur. Es ist bekannt, dass bereits kleine Abweichungen in der Basislinie zu dramatischen Änderungen der Parameter der Exponentialfunktionen führen.

3.4 Konzentrationsabschätzung mit PICTS

Eine exakte Bestimmung der Konzentration der gefundenen Traps wie im DLTS-Verfahren wird einheitlich als schwierig bis unmöglich beschrieben [83, 84, 71]. AYOUB u.a. [83] sehen das Hindernis in der ungenauen Angabe der Zahl der Photonen, die die Probe tatsächlich treffen, da gerade bei Verwendung von Kontakten einiges Licht auch an diesen Metallstreifen reflektiert werden kann. Damit kann die Sättigungsphotoleitung am Pulsende für die Normierung des PICTS-Signals nicht genau bestimmt werden.

Im Rahmen der weiteren Arbeit wird noch gezeigt werden, dass es für Defekte, die sich in der Nähe der Bandlückenmitte befinden, unmöglich ist, sie voll zu sättigen, da sie mit beiden Bändern effektiv wechselwirken. Damit können für diese Defekte keine Aussagen zur absoluten Konzentration getroffen werden.

Relative Konzentrationsvergleiche sind eher möglich. Aber auch hier ist eine ungefähre Trapsättigung oder zumindest ein gleicher Besetzungsgrad Voraussetzung. Der Besetzungsgrad lässt sich nach YASUTAKE u.a. [19] aus dem Verhältnis der Peakmaxima zweier ID-Zeiten bestimmen. Bei gleichen Verhältnissen liegen gleiche Besetzungsgrade vor.

Der Sättigungsgrad eines Traps lässt sich aus der Multiplikation des Spektrums mit der jeweiligen ID-Konstante erkennen. Diese sogenannte „ID-Normierung“ [85] wird für alle Fenster einer Auswertung durchgeführt. Wenn die nun normierten Spektren eine konstante Peakhöhe eines Defekts zeigen, so gilt er als gesättigt. Wenn aber die Peakhöhe mit höheren ID-Zeiten ansteigt, so liegt keine Sättigung vor.

Die Herleitung dieser Theorie ist im Folgenden kurz dargestellt.

Wie bereits erwähnt, werden die maximalen Emissionsraten bei der Fensterauswertung durch Differenzieren des PICTS-Signals nach der Emissionsrate und Bestimmen des Extremwertes ermittelt (Gl. 3.14).

$$(1 - e_{nt}(T_{\max})t_1) \exp(-e_{nt}(T_{\max})t_1) - (1 - e_{nt}(T_{\max})t_2) \exp(-e_{nt}(T_{\max})t_2) = 0 \quad (3.14)$$

Durch Umformen dieser Gleichung nach t_1 und Gleichsetzen mit der Bestimmung von t_1 nach dem 1. Mittelwertsatz der Integralrechnung (Gl. 3.15) erhält man für die in dieser Arbeit verwendeten Fenster (Gl. 3.16):

$$t_1 = -\frac{1}{e_{nt}(T_{\max})} \ln \left\{ \frac{\exp(-e_{nt}(T_{\max}) ID) - \exp(-e_{nt}(T_{\max}) 4.6ID)}{3.6 ID e_{nt}(T_{\max})} \right\} \quad (3.15)$$

$$e_{nt}(T_{\max}) \approx \frac{0.56}{ID} \quad (3.16)$$

Dieses Ergebnis eingesetzt in die Berechnung des PICTS-Signals $S(T)$ [6], ergibt den folgenden Zusammenhang (Gl. 3.17):

$$S(T) = \frac{n_{T0} 0.56}{\alpha \Phi (1-R) ID} \left[\exp\left(-\frac{0.56}{ID} t_1\right) - \exp\left(-\frac{0.56}{ID} t_2\right) \right] \quad (3.17)$$

Für die in dieser Arbeit gewählten ID-Zeiten gilt für t_1 und t_2 (Gl. 3.18):

$$t_2 = t_1 + 4.2 ID \quad (3.18)$$

Gl. 3.18 wird nun in Gl. 3.17 eingesetzt:

$$S(T) = \frac{n_{T0} 0.56}{\alpha \Phi (1-R) ID} \left[\exp\left(-\frac{0.56}{ID} t_1\right) - \exp\left(-\frac{0.56}{ID} (t_1 + 4.2 ID)\right) \right] \quad (3.19)$$

Nach Umformen von Gl. 3.19 und Multiplikation mit ID erhält man:

$$S(T) \cdot ID = \frac{n_{T0} 0.56}{\alpha \Phi (1-R)} \exp\left(-\frac{0.56}{ID} t_1\right) [1 - \exp(-0.56 \cdot 4.2)] \quad (3.20)$$

Wird nun t_1 in Gl. 3.20 wieder durch Gl. 3.15 ersetzt, so ergibt sich aus dem Produkt $S(T) \times ID$ eine Konstante.

Die Messung der Photoleitung ist über verschiedene Verfahren möglich. Konventionell wird der durch die Probe fließende Strom nach Anlegen eines elektrischen Feldes gemessen. Dies setzt eine Kontaktierung der Probe voraus, was zerstörungsfreie und ortsaufgelöste Messungen erschwert bis unmöglich macht. Außerdem beeinflusst das elektrische Feld die zu bestimmenden Parameter

nachhaltig. BOURGOIN u.a. [180] stellten fest, dass sowohl der Einfangquerschnitt als auch die Emissionsrate von der Größe des elektrischen Feldes abhängig sind. Bei einem Feld von 10^5 V/cm wird der Einfangquerschnitt um den Faktor 200 verringert.

Eine alternative Methode der Messung der Photoleitung ist die Mikrowellendetektion. Dabei wird ein reflektiertes oder transmittiertes Mikrowellensignal gemessen, was proportional zur beobachteten Photoleitung ist. Erste Entwicklungen dieses Verfahrens finden sich bereits in den 50er Jahren [28]. Es kann heute auf eine große Bandbreite von Materialien (z.B. Si [29], GaAs [30, 5], InP, ZnS, CdS [31]) angewendet werden und erlaubt zerstörungsfreie, orts aufgelöste Messungen. Die mikrowellendetektierte Photoleitungs- und PICTS-Messung ist die dieser Arbeit zugrunde liegende Methode der Wahl.

3.5 PICTS an GaAs

Die folgenden Unterkapitel stellen einige in der Literatur publizierte Ergebnisse von konventionellen PICTS-Messungen an GaAs vor, die zum Teil als Verständnisgrundlage und zum Teil auch zum Vergleich mit den eigenen, im Erkenntnisprozess fortgeschritteneren Arbeiten dienen sollen.

3.5.1 Vergleich IR-BB-Anregung

Bei PICTS an GaAs unterscheidet man zwei Möglichkeiten der optischen Anregung: intrinsisch durch BB-Übergang und extrinsisch aus dem EL2. Im ersten Fall wird Licht der Energie größer als das Bandgap verwendet, was Wellenlängen unter etwa 820 nm entspricht. Für extrinsische Anregung ist IR-Strahlung geeignet, d.h. Wellenlängen zwischen 900 und 1300 nm. Der Absorptionskoeffizient für kurzwelliges Licht ist in GaAs sehr hoch. Licht der Wellenlänge 660 nm hat daher nur eine Eindringtiefe von ca. $0.3 \mu\text{m}$, d.h. es regt die unmittelbare Probenoberfläche an. IR-Strahlung dringt weiter in das Material ein. Dabei ist 950 nm günstiger als noch höhere Wellenlängen, bei denen ein Großteil die Probe bereits wieder durchdringt und zur Anregung nicht beiträgt. Bei intrinsischer Anregung werden Überschussladungsträger durch Übergang von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband erzeugt. Es werden ebenso viele Elektronen wie Löcher generiert. Bei extrinsischer Anregung entstehen ebenfalls Elektronen und Löcher, aber nun durch Übergang von Elektronen aus dem unkompenzierten EL2 ins Leitungsband und von Löchern aus dem kompenzierten EL2 ins Valenzband [71, 41, 42]. Das Verhältnis freier Elektronen und Löcher hängt nun vom Kompensationsgrad des EL2 im Gleichgewicht ab. Gerade in sehr hochohmigem Material, wo der EL2 zu einem hohen Anteil kompensiert vorliegt, können nur wenige freie Elektronen erzeugt werden. Damit kann die Sättigung flacherer Elektronentraps durch Einfang nicht mehr garantiert werden.

Nach YOSHIE u.a. [72] sind die Form der PICTS-Spektren und die Anzahl der detektierten Peaks stark von der Wellenlänge des anregenden Lichts abhängig. PICTS-Spektren mit extrinsischer Anregung werden am häufigsten gezeigt. Die darin detektierten Peaks sind häufig gut aufgelöst und von Probe zu Probe problemlos vergleichbar. In ihrer Interpretation oftmals schwieriger sind Spektren basierend auf intrinsischer Anregung. Die Erfahrung verschiedener Arbeitsgruppen hinsichtlich Messung mit intrinsischer Anregung oder dem Vergleich intrinsischer mit extrinsischer Anregung bei PICTS soll im Folgenden kurz zusammengefasst werden:

YOUNG u.a. [26] verwendeten eine LED der Wellenlänge 670 nm zur intrinsischen Anregung. Über die Eigenschaften der Probe sowie Anregungsdauer und -intensität ist nichts bekannt. Sie erhielten das in **Abb. 3.9** dargestellte PICTS -Spektrum. Für die bezeichneten Peaks P1, P2, P4 und P6 wurden die Aktivierungsenergien 0.75 – 0.80 eV, 0.65 eV, 0.71-0.72 eV und 0.59 eV ermittelt. Den Defekten wurden die Bezeichnungen EL2 (P1), EL12 (P4) und EL4 (P6) zugeordnet. Der negative P2 konnte nicht interpretiert werden.

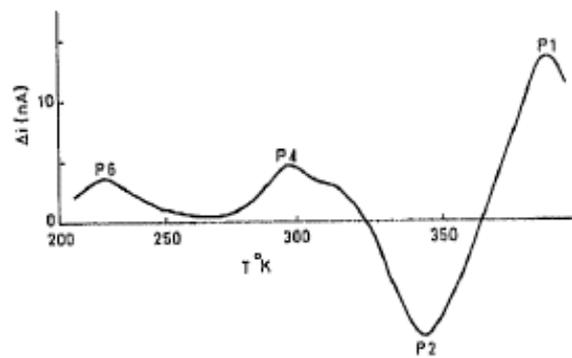


Abb. 3.9 PICTS-Spektrum nach intrinsischer Anregung mit 670 nm [26]

LONGEAUD u.a. [17] und KAMINSKI u.a. [18] arbeiten mit LED-Licht der Wellenlänge 650 nm. Der Photonenfluss liegt im Bereich 10^{15} Photonen/cm²s. KAMINSKI u.a. verwenden Pulsdauern zwischen 20 und 150 ms, die Transienten haben eine Länge von 50 bis 1000 ms. Bei einer Abtastrate von 10 μ s konnten so Auswertefenster mit ID-Zeiten zwischen 10 μ s und 50 ms genutzt werden. Bei LONGEAUD u.a. [17] gelten ähnliche Bedingungen. Ein beispielhaftes PICTS – Spektrum der Arbeitsgruppe um KAMINSKI ist in **Abb. 3.10** dargestellt. Es zeigt eine offensichtliche Überlagerung vieler Einzelpeaks. KAMINSKI u.a. versuchten, diese Einzelpeaks durch das Anfitzen von Gaußkurven zu ermitteln.

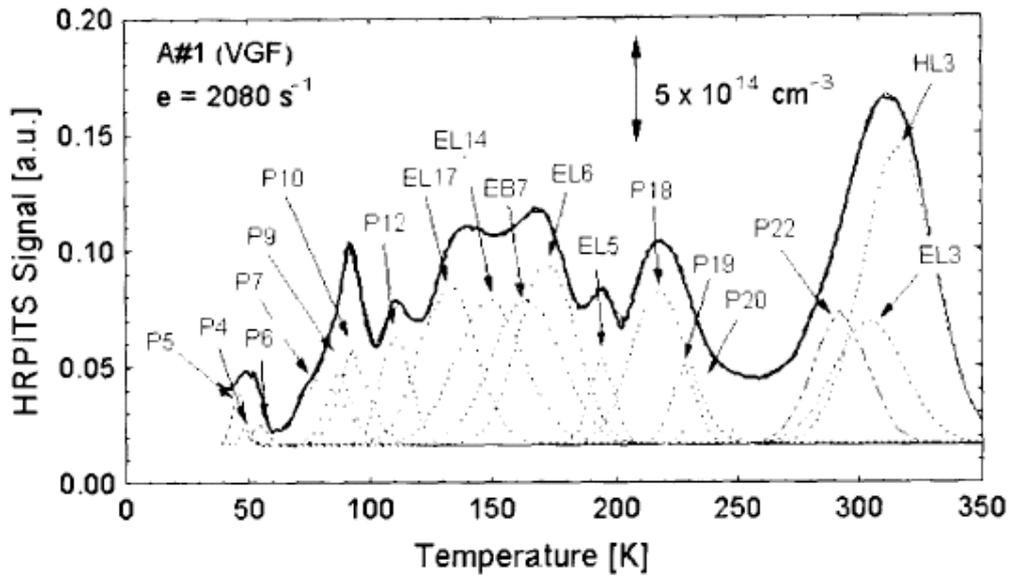


Abb. 3.10 PICTS -Spektrum nach intrinsischer Anregung mit 650 nm nach KAMINSKI u.a. [18]

Die Arbeiten von SEGHIER u.a. [79] und ZHANGOO u.a. [86] vergleichen PICTS -Messungen intrinsischer mit extrinsischer Anregung, jeweils an den gleichen Proben durchgeführt. ZHANGOO u.a. misst mit drei Wellenlängen: 780, 1033 und 1330 nm. Es werden vier Peaks im Temperaturbereich 50 bis 400 K gefunden. Drei dieser Peaks zeigen kaum Beeinflussung durch die Art der optischen Anregung. Lediglich der bei höchster Temperatur beobachtete Peak variiert je nach anregender Wellenlänge im Vorzeichen (Abb. 3.11). SEGHIER u.a. verwendeten 630 und 940 nm. Das PICTS -Spektrum nach Anregung mit 940 nm zeigt 5 Peaks, nach Anregung mit 630 nm fehlt Peak T3. Man vermutete deshalb, dass es sich bei T3 um einen Defekt handelt, der auf der Probenoberfläche nicht vorkommt. SEGHIER u.a. erhielten allerdings im Vergleich zu LONGEAUD u.a. und KAMINSKI u.a. ein hinsichtlich der Peaks gut aufgelöstes Spektrum nach intrinsischer Anregung.

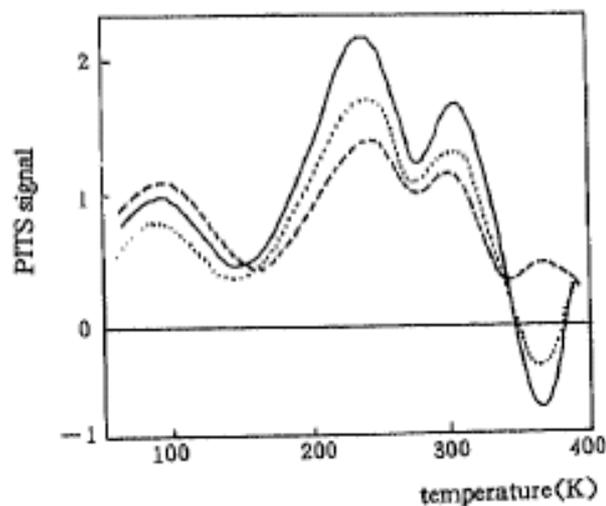


Abb. 3.11 Vergleich von PICTS-Spektren nach intrinsischer sowie extrinsischer Anregung: durchgezogene Linie 780 nm; gestrichelte Linie 1033 nm; gepunktete Linie 1330 nm [86]

3.5.2 Temperatur- und Wellenlängenabhängigkeit der Photoleitung

Die Photoleitung in GaAs zeigt nach MOHAPATRA u.a. [87] ein Ansteigen beim Abkühlen bis auf 50 K. Dieser Anstieg ist dabei unabhängig von der Anregung mit intrinsischem Licht der Wellenlängen 700 und 800 nm oder extrinsischem Licht der Wellenlänge 900 nm. Auch DESNICA u.a. [88] fanden, dass die Photoleitung von der Anregungsenergie unabhängig ist. Nach [88] setzt sich die Photoleitung aus dem Beitrag der photogenerierten freien Ladungsträger und aus den Traps befreiten Ladungsträgern zusammen. Dabei beeinflusst die Höhe des Photonenflusses den Füllgrad der Traps. HASEGAWA u.a. [89] fanden eine Korrelation zwischen der Photoleitung und der Wurzel der Photonenflussdichte. Den Anstieg der Photoleitung mit abnehmender Temperatur erklären DESNICA u.a. mit der höheren Konzentration an Elektronentraps. Bei tieferen Temperaturen werden diese Traps zunehmend gefüllt, was zu einem Anstieg der Konzentration freier Löcher führt, da diese nicht mehr rekombinieren können. Außerdem würde sich mit dem Füllen der Traps die Zahl ionisierter Störstellen mit dem Resultat einer höheren Beweglichkeit reduzieren.

Nach PAVLOVIC u.a. [41] reflektiert die Photoleitung die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer. Auch hier gilt, dass bei tiefen Temperaturen gefüllte Traps die Lebensdauer weiterer vorhandener freier Elektronen durch Einfang oder Streuung nicht mehr verringern können.

3.5.3 Füllbedingungen

Der Füllgrad von Defekten ist zum einen von Bedeutung für die eventuelle Konzentrationsbestimmung mit PICTS. Nur wenn ein Defekt zu 100% gefüllt ist, wird die absolute Konzentrationsangabe möglich und sinnvoll. Darüber hinaus wirkt sich der Füllgrad wie in Kap. 3.5.2 auch auf die Höhe der Photoleitung aus. Erst bei vollständiger Füllung kann die Photoleitung einen von den Traps unabhängigen stationären Zustand erreichen.

Die folgenden Ausführungen beschäftigen sich näher mit Bedingungen und Phänomenen der Füllung von Traps.

Allgemein hängt der Füllgrad von der Höhe des Photonenflusses der anregenden Lichtquelle und der Dauer der Beleuchtung ab, nach YOSHIE u.a. [72] auch von der Wellenlänge des anregenden Lichts.

SHIRAKI u.a. [50] stellten fest, dass besonders der EL6 und der EL5 in ihrem Füllgrad von der Pulslänge abhängig sind. Der EL6 erreichte vollständige Füllung nach bereits 10 μ s, der EL5 erst nach 1 ms. Für die weiteren beobachteten Defekte genügten offensichtlich wesentlich kürzere Pulse. Nach BLIGHT u.a. [90] sind u.U. Pulsängen von bis zu 30 ms nötig, um die Defekte zu sättigen. Der Füllgrad wäre keine Frage der Intensität. DESNICA u.a. [20] dagegen fanden in TSC - Untersuchungen des Füllgrades bei Photonenflüssen zwischen 3×10^{13} (**e in Abb. 3.12**) und 8.5×10^{15} (**a in Abb. 3.12**) Photonen/cm²s, dass besonders der T3 und der T6, die dem EL6 und

dem EL3 in PICTS entsprechen, umso mehr gefüllt werden je höher der Photonenfluss ist. Gerade der Vorpeak des EL3 ist deutlich früher gefüllt als der EL3 selbst, was auch FANG und LOOK [49] in ähnlichen Experimenten bereits feststellten. Der EL6 benötigt sowohl in [20] als auch in [49] die höchste Anregungsintensität.

WANG u.a. [91] und SCHÖFTHALER u.a. [92] meinen einstimmig, dass ein low injection level der Anregung gegeben sein muss, da Lebensdauer und Oberflächenrekombinationsrate ladungsträgerdichteabhängig sind. Nur die tatsächlich absorbierten Photonen würden dann Überschussladungsträger erzeugen, dies aber mit 100 % Effizienz [93]. Darüber hinaus kann high injection ein Aufheizen verursachen. Demzufolge empfehlen besonders WANG u.a. [91] das Anregen und Messen mit defokussiertem Laser.

Nach YASUTAKE u.a. [19] kann die Sättigung eines Traps festgestellt werden durch das Verhalten des PICTS-Signals bei weiterer Erhöhung der Lichtintensität. Bei der Normierung auf den Photopuls wird das PICTS-Signal $S(I)$ auf die Generationsrate g normiert ($S(I) \propto \gamma N_T/g$). Wenn die Konzentration der gefüllten Traps die Konzentration der vorhandenen Traps N_T erreicht, der Besetzungsgrad γ also 1 wird, und die Generationsrate aber weiter erhöht wird, so verringert sich die Höhe des PICTS-Peaks. YASUTAKE u.a. [19] zeigten (**Abb. 3.13**), dass für den EL5 bereits bei geringer Intensität der volle Besetzungsgrad erreicht wird, für den EL6 reicht auch die höchste Intensität zur vollständigen Füllung nicht aus.

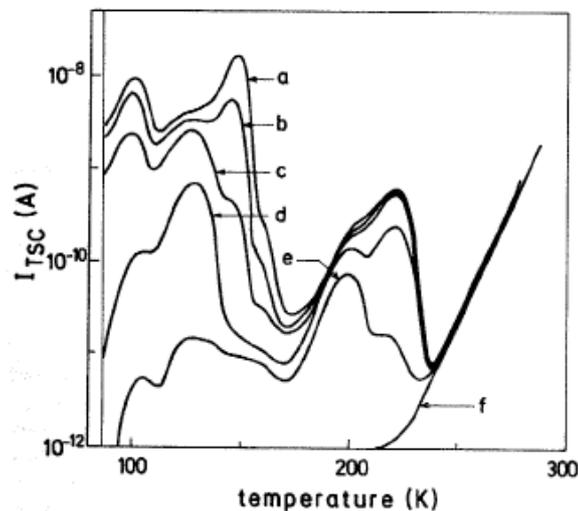


Abb. 3.12 Untersuchung der Abhängigkeit des Füllgrades von Traps bei TSC von der Höhe des Photopulses (e ... 3×10^{13} Photonen/cm²s, a ... 8.5×10^{15} Photonen/cm²s) [20]

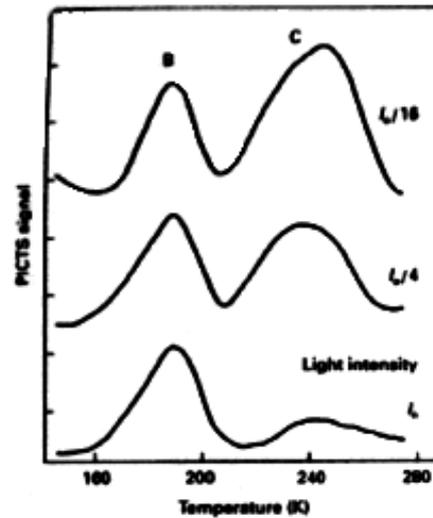


Abb. 3.13 Abhängigkeit der Peakhöhe des EL6 (B) und des EL5 (C) von der Anregungsintensität zur Feststellung des Füllgrades nach YASUTAKE u.a. [19]

3.5.4 Decay- und Rise PICTS

Die Auswertung von PICTS -Messungen erfolgt in der Mehrzahl aller Anwendungen wie in Kap. 3.3 beschrieben aus der Ladungsträgertransiente nach Abschalten des Lichtpulses. YOSHIE u.a. [72, 77] bezeichnen dieses Verfahren als „Decay-PICTS“. Sie wie auch LOOK u.a. [94] erwähnen aber, dass auch aus dem Anstieg des Photostroms während der optischen Anregung entsprechende Daten zu gewinnen sind. In diesem Fall wird die Auswertung mit „Rise-PICTS“ bezeichnet. YOSHIE u.a. [77] stellten im Vergleich zwischen Decay- und Rise-PICTS fest, dass beide Spektren zwar die gleichen Peaks enthalten, darüber hinaus aber doch große Unterschiede aufweisen, wofür sie keine Erklärung angeben. **Abb. 3.14** zeigt ein Ergebnis dieser Arbeitsgruppe. (a) ist das Decay-, (b) das Rise-PICTS-Spektrum. Beide Abbildungen zeigen die Auswertung mit zwei verschiedenen Fenstern. Die im Decay-Spektrum deutlich zu erkennenden drei Peaks sind auch im Rise-Spektrum zu sehen, nehmen aber völlig andere Höhenverhältnisse an.

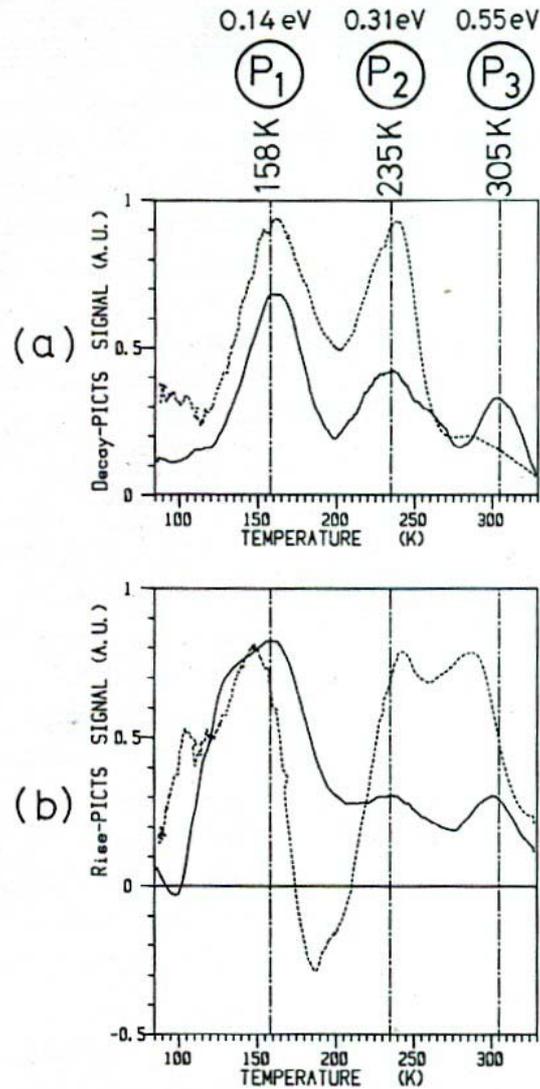


Abb. 3.14 Decay- (a) und Rise- (b) - PICTS-Spektren von Yoshie u.a. [77]

3.5.5 Negative Peaks

In PICTS und TSC geht man davon aus, dass sowohl Elektronen- als auch Löchertraps positive Peaks erzeugen, man also aus dem Spektrum nicht erkennen kann, um welchen Übergang es sich handelt. Trotzdem sind mit beiden Messmethoden vielfach negative Peaks beobachtet und breit diskutiert worden [73, 79, 71, 26, 84, 80, 95, 28, 86, 90, 96, 97, 98, 69]. Der negative Peak zählt zu den am wenigsten verstandenen Phänomenen.

Negative Peaks treten in zwei Temperaturbereichen auf, zwischen 250 und 300 K [84] und zwischen 330 und 400 K [79, 71, 26, 95, 86, 96, 98, 99]. Niemals wurden beide negative Peaks gleichzeitig gefunden. Die Aktivierungsenergie für den negativen Peak bei niedrigerer Temperatur wird mit 0.79 eV angegeben [84], für den anderen Peak schwanken die Werte zwischen 0.65 eV [98]

und 0.87 eV [99]. DEVEAUD u.a. [99] geben die Übergangsenergie in beide Bänder an: 0.87 eV ins Leitungsband und 0.81 eV ins Valenzband.

Das Auftreten der negativen Peaks ist sowohl mit BB-Anregung (633 nm) [97, 96] als auch mit IR-Anregung (940 nm) [79, 71] beobachtet worden. ZHANGOO u.a. [86] berichten, dass die Amplitude des bei höherer Temperatur gefundenen negativen Peaks mit zunehmender Wellenlänge des anregenden Lichts abnimmt. Bei 1330 nm geht der negative Peak schließlich in einen positiven Peak über (**Abb. 3.11**).

Im Temperaturbereich 330 bis 400 K wird eigentlich das Auftreten des EL2 als positiver Peak erwartet [99, 86, 90]. Die Messung dieses positiven Peaks wäre aber eher Ausnahme als Regel gewesen [90].

Zur Erklärung des Phänomens „negativer Peak“ wurden sehr verschiedene Modelle entwickelt: Die erste Hypothese lieferten HURTES u.a. 1978 [97]. Ein negativer Peak kann nur von Traps verursacht werden, die sich ungefähr in Bandlückenmitte befinden. Die Emissionsraten für Elektronen und Löcher soll ungefähr gleich groß sein. HURTES u.a. formulierten als Bedingung: $\sigma_n/\sigma_p < e_p/e_n$. Auch bei DEVEAUD u.a. [99] liegt der erwartete verantwortliche Defekt in Bandlückenmitte, denn wie bereits oben erwähnt werden in dieser Arbeit die Aktivierungsenergien für Elektronen und Löcher in die jeweiligen Bänder mit 0.87 und 0.81 eV bestimmt. Der Defekt hat außerdem für beide Ladungsträgersorten mit $\sigma_n = 1.3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ und $\sigma_p = 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ähnliche Einfangquerschnitte. Der Einfang von Löchern ist sogar um etwa einen Faktor 100 effektiver. Dies ist auch für BRASIL u.a. [73] eine notwendige Voraussetzung. OGAWA u.a. [98] berechnen für die Einfangquerschnitte $\sigma_n = 4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ und $\sigma_p = 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Sie gehen wie auch KREMER u.a. [71] ebenfalls davon aus, dass der Defekt mit beiden Bändern wechselwirkt, d.h. er sowohl Elektronen als auch Löcher vergleichbar effektiv einfängt.

YOUNG u.a. [98] führen das Auftreten des negativen Peaks nach umfangreichen Untersuchungen auf Kristallschäden durch z.B. Lappen und bestimmte Bedingungen während des Kristallwachstums zurück. BLIGHT u.a. [90] vermuten als Ursache einen Ladungsaustausch mit der Probenoberfläche. Dies konnte durch getrennte PICTS -Messungen im Volumen und auf der Oberfläche durch HLINOMAZ u.a. [80] widerlegt werden. HLINOMAZ u.a. [95] fanden außerdem, dass der Einfangquerschnitt des verantwortlichen Defekts für Elektronen weniger als 100 mal kleiner als für Löcher sein darf. Zusätzlich müssen Beweglichkeiten und Besetzungsgrade in einem bestimmten Verhältnis stehen. ZHANGOO u.a. [86] sehen das Auftreten negativer Peaks verursacht durch Bedingungen beim Füllen der Traps. Sie gehen davon aus, dass der verantwortliche Defekt – hier der EL2 - umso weniger gefüllt wird, je kleiner die anregende Wellenlänge ist: 7% bei 1033 nm und 60 % bei 1330 nm. Ein nach Abschalten des Lichts weniger gefüllter EL2 fängt Elektronen ein, was zur negativen Transiente und damit zum negativen Peak führt. Ein besser gefüllter EL2 kann Ladungsträger ins Leitungsband emittieren, was in einem positiven Peak resultiert. LO u.a. [96] führten Experimente mit Ar-Ionenimplantation durch. Diese führten zum Verschwinden des EL2-Peaks und zum Erscheinen eines negativen Peaks. Das Material wurde durch die Implantation

deutlich niederohmiger. LO u.a. vermuten als Ursache für ihren negativen Peak Schäden oder Defekte durch die Ar-Implantation. GIRI u.a. [84] stellten die Hypothese über einen neuen Prozess während der optischen Anregung auf. Ein Elektronentrap fängt ein Elektron ein und geht dann aber zunächst in einen metastabilen Zustand über, aus dem es langsam relaxieren muss. Die Emission des eingefangenen Elektrons geschieht also verzögert. KAMINSKI u.a. [28] schließlich meinen, dass nur die thermische Emission von Elektronen aus Akzeptorzuständen und von Löchern aus Donatorzuständen zu negativen Peaks führt. Nach SEGHER u.a. [79] sind Ladungsaustauschmechanismen zwischen Oberfläche und Volumen verantwortlich.

3.5.6 Defekt-Topographie

Vorliegende Arbeiten berichten im Wesentlichen über Defektopographie am EL2 und EL6 in GaAs. Dies geschieht meist am gesamten Wafer, in Einzelfällen auch mit höherer Ortsauflösung. Diese Erfahrungen sollen im Folgenden kurz dargestellt werden:

Der EL2 zeigt eine W-Verteilung über den Durchmesser eines Wafers [100, 19], d.h. seine Konzentration ist im Zentrum und am Rand eines Kristalls höher. Der Defekt orientiert sich damit an den Versetzungen. Dies wurde mit EL2-NIR (*near infrared*)-Absorptionsmessungen festgestellt. Oftmals findet sich zusätzlich eine vierfache Symmetrie der Verteilung des EL2 auf dem Wafer [100], was aber vom Kristalldurchmesser und dem Züchtungsverfahren abhängen kann.

Für den EL6 haben YASUTAKE u.a. [19] mit PICTS eine M-Verteilung über den Waferdurchmesser gefunden und damit eine Antikorrelation zum EL2. Dafür wurden konventionelle PICTS-Messungen an mehreren Proben entlang des Durchmessers durchgeführt.

Ein auf Wafergröße topographisch arbeitendes PICTS -Verfahren (Fokusgröße 1.2 mm) mit Kontakten beschreiben YOSHIE u.a. [77]. Der verwendete Kryostat kann Wafer bis zu 50 mm im Durchmesser aufnehmen. Die Temperatur ist auf jeden Wert zwischen 80 und 350 K einstellbar. Nach Aufzeichnen eines PICTS-Spektrums werden bei denjenigen Temperaturen Topogramme gemessen, bei denen beobachtete PICTS-Peaks ihr Maximum haben. Wie auch im PICTS -Spektrum wird das Topographie-Signal auf das Ende des Photopulses normiert. Man fand die Verteilung von drei Peaks antikorreliert zur Versetzungsdichte und auch zum EL2. Der Photostrom dagegen korrelierte mit EL2 und Versetzungsnetzwerk. Dies ist ein Phänomen, was auch in der vorliegenden Arbeit beobachtet und untersucht wurde. YOSHIE u.a. [77] erklären die Erhöhung des Photostroms an den Versetzungen mit dem Cottrell Effekt: In Bereichen größerer Versetzungsdichte lagern sich Punktdefekte an, was eine Abnahme der Elektronenstreuung verursacht. Dadurch wird dort der Widerstand verringert und der Photostrom wächst. YOSHIE u.a. verweisen dabei auf eine Arbeit von MATSUMURA u.a. [101].

Im Gegensatz zu YOSHIE u.a. fanden HASEGAWA u.a. [2] sowohl W-, als auch M- und U-Verteilungen der Photoleitung. Aber auch bei ihnen korreliert die erhöhte Photoleitung mit einem geringeren Widerstand. Für HASEGAWA u.a. ist die Photoleitung in der Hauptsache durch die

Lebensdauer bestimmt. Sie nehmen an, dass die Rekombination und damit auch die Lebensdauer in SI-GaAs durch den EL2 determiniert wird. Mit steigender Konzentration des EL2⁺, d.h. mit steigender Akzeptorkonzentration, nimmt die Lebensdauer ab. Deshalb ist nach HASEGAWA u.a. in erster Hinsicht die Akzeptor-, meist Kohlenstoffverteilung Photoleitungs-kontrast bestimmend. WANG u.a. [102] arbeiten mit der gleichen Hypothese, wobei sie keinen Unterschied zwischen Photoleitung nach extrinsischer oder intrinsischer Anregung feststellten. Eine vorliegende inhomogene Verteilung von Restakzeptoren wurde durch WICKERT u.a. [36] bestätigt.

FUJISAKI u.a. [103, 104] dagegen arbeiten mit ausschließlich extrinsischer Anregung (902 nm). Da Licht dieser Wellenlänge Überschussladungsträger aus einem tiefen Trap erzeugt, hängt ihre über Mikrowellen detektierte Photoleitung von der Zahl der Ladungsträger in diesem Trap und der Rekombinations-Lebensdauer ab. Da der EL2 das dominierende tiefe Trap ist, ist die Photoleitungshöhe direkt mit der EL2-Konzentration korreliert. **Abb. 3.15** zeigt ein von FUJISAKI u.a. gemessenes Topogramm eines 2"-Wafers. Die dunklen Bereiche entsprechen demnach einer höheren EL2-Konzentration.

Hinsichtlich einer höheren Ortsauflösung in der Untersuchung der Verteilung der Defekte finden sich kaum Arbeiten. Nur vom EL2 ist sicher bekannt, dass seine Konzentration in den Zellwänden erhöht ist (HOFMANN u.a. [105]).

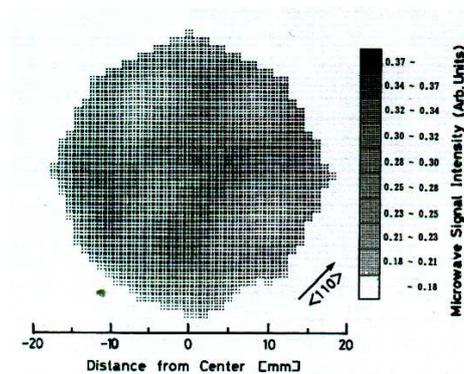


Abb. 3.15 Mikrowellendetektiertes Photoleitungstopogramm nach Anregung mit 902 nm, die Bereiche höherer Photoleitung entsprechen einer höheren EL2-Konzentration (FUJISAKI u.a. [103, 104])

4 Mikrowellendetektierte PICTS (MD-PICTS)

In konventionellen PICTS-Messungen werden ohmsche Kontakte auf die zu untersuchende Probe aufgebracht und der nach der optischen Anregung durch die Probe fließende Photostrom gemessen. In dieser Arbeit erfolgt die Detektion der Photoladungsträger kontaktfrei über die Reflexion einer Mikrowelle. Daraus resultieren zwei neue Methoden – die mikrowellendetektierte Photoleitung (MD-PL) und die mikrowellendetektierte PICTS (MD-PICTS). In diesem Kapitel wird auf die Grundlagen der Mikrowellendetektion und auf die für die Messungen verwendeten Anlagen eingegangen. Dabei wird der Stand der Weiterentwicklung gegenüber bereits existierenden MD-Verfahren aufgezeigt. Die Hauptzielstellung bestand darin, MD-PL und MD-PICTS so weiterzuentwickeln, dass leistungsfähige Verfahren für die Defektspektroskopie entstehen.

4.1 Messprinzip, Physikalische Hintergründe

Das einer mikrowellendetektierten Messung der Photoleitung einer optisch angeregten Halbleiterprobe zugrunde liegende Prinzip ist in **Abb. 4.1** vereinfacht dargestellt.

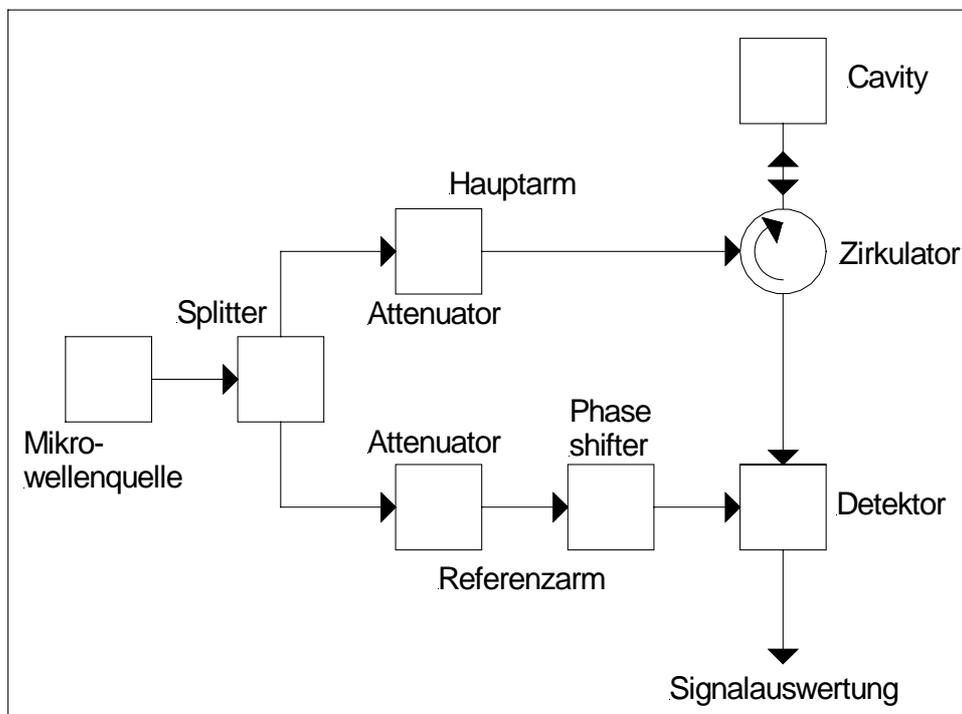


Abb. 4.1 Prinzipskizze des Weges der Mikrowelle von der Erzeugung über die Cavity zum Detektor und der Signalauswertung

Die Mikrowelle wird in einer Mikrowellenquelle erzeugt. Dies kann z.B. eine Gunn-Diode sein. Am häufigsten kommen Mikrowellen des X- (6.2 – 10.9 GHz) [106, 93, 107, 108, 109, 104] und des K α - (26-40 GHz) [103, 102] Bandes zum Einsatz. Über einen Splitter wird die Mikrowelle auf den Haupt- und den Referenzarm verteilt. Beide enthalten einen Attenuator, der Amplitude und Phase des Mikrowellensignals einstellen kann. Im Hauptarm passiert die Mikrowelle anschließend den Zirkulator. Ein Signal, was in diesem Bauteil in den i -ten Arm eintritt, verlässt es durch den $i+1$ ten, d.h. die Mikrowelle geht durch den Zirkulator zur Cavity und ein eventuell auftretendes Reflexionssignal aus der Cavity geht durch den Zirkulator zum Detektor. Auch das Referenzsignal des Referenzarms passiert den Detektor. So kann festgestellt werden, inwieweit sich die reflektierte Mikrowelle in Amplitude und Phase von der einfallenden unterscheidet.

Die Cavity ist ein Hohlraumresonator. Ihre Abmessungen sind auf die Wellenlänge der Mikrowelle so abgestimmt, dass sich im Resonanzfall, d.h. wenn die Mikrowelle mit Resonanzfrequenz ω_0 schwingt, stehende elektrische und magnetische Felder innerhalb der Cavity ausbilden. Für Photoleitungsmessungen sollte die Probe in ein Maximum des elektrischen Feldes positioniert werden [110]. Die Cavity mitsamt Probe besitzt einen komplexen Widerstand Z_C , der von dem Widerstand der Hohlraumwände und des Dielektrikums innerhalb der Cavity abhängt. Die Regelung der Mikrowelleneinspeisung in den Hohlraum wird von einer mit einem metallischen Blättchen versehenen Schraube innerhalb einer kreisrunden Öffnung der Cavity (Iris), die das Hohlrauminnere mit dem die Mikrowelle herantransportierenden Wellenleiter oder Koaxialkabel verbindet, realisiert. Die Irisschraube wirkt als variabler Kondensator, der den Widerstand der Cavity um den Faktor κ ändern kann. So wird es möglich, den Widerstand der Cavity auf die Impedanz Z_H des Wellenleiters abzustimmen (Gl. 4.1).

$$\kappa Z_C = Z_H \quad (4.1)$$

Wenn Gl. 4.1 erfüllt ist, findet keine Mikrowellenreflexion zum Detektor statt.

Dies ändert sich durch Änderung des Dielektrikums innerhalb der Cavity, z.B. durch die Photoleitung nach Beleuchtung, wenn die Position der Irisschraube nicht nachgeregelt wird. Die nun zusätzlich vorhandenen Ladungsträger erhöhen den Widerstand der Cavity. Es ändern sich auch ihre Resonanzfrequenz und Güte.

FUJISAKI u.a. [109] erläutern die in der beleuchteten Probe ablaufenden Vorgänge näher: Die durch optische Anregung erzeugten Überschussladungsträger absorbieren Mikrowellenleistung. Der Absorptionskoeffizient der Probe ergibt sich aus Gl. 4.2. ω ist die Resonanzfrequenz der Cavity, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ω_p die Plasmafrequenz der Probe. ω_p ist von der

Konzentration freier Ladungsträger, ihrer effektiven Masse und der Dielektrizitätskonstante des Probenmaterials abhängig (Gl. 4.3).

$$\alpha = \frac{(\omega_p^2 - \omega^2)^{1/2}}{c} \quad (4.2)$$

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{m^* \epsilon}\right)^{1/2} \quad (4.3)$$

Die Mikrowellenleistung nach Durchgang durch die Probe wird in Gl. 4.4 beschrieben. I_0 ist die eingestrahlte Mikrowellenleistung.

$$P = |I_0|^2 \exp[-2\alpha d] \quad (4.4)$$

Der Leistungsverlust ergibt sich aus Gl. 4.5. Er wird schließlich als Reflexions-, manchmal auch als Transmissionssignal gemessen.

$$\Delta P = |I_0|^2 - P \quad (4.5)$$

Der quantitative Zusammenhang zwischen der Photoleitung und der reflektierten Mikrowellenleistung ist nicht eindeutig geklärt. Nach KUNST u.a. [111] gibt es eine quantitative Beziehung, sie gehen bei kleinen Störungen, d.h. kleiner Photoleitung, von Linearität aus. Auch HASHIZUME u.a. [93] sprechen lediglich von einer vorhandenen Korrelation. CITARELLA u.a. [112] gibt die Photoleitung als gemessenes Mikrowellensignal in arbitrary units (a.u.) an, kennt also ebenfalls keinen eindeutigen Zusammenhang. Nach [113, 106, 114, 108, 102] ist der Anteil zurückreflektierter Mikrowellenleistung in erster Näherung proportional zur Photoleitung der Probe. Für SCHÖFTHALER u.a. [92] existiert die Proportionalität nur für kleine Leitfähigkeitsänderungen. Auch in der vorliegenden Arbeit wird der lineare Zusammenhang zwischen Photoleitung und reflektierter Mikrowellenleistung angenommen.

Statt einer Cavity werden in vielen Arbeiten lediglich Wellenleiter verwendet [106, 93, 107, 89, 116, 102, 110]. Die Probe befindet sich dabei häufig am Ende oder außerhalb des Wellenleiters. Nach CITARELLA u.a. [112] sollten Cavities für die Untersuchung von Proben mit geringer Dunkelleitfähigkeit, also hochohmige Materialien, verwendet werden, da sie das Signal verstärken können. Für leitfähige Materialien mit Widerständen von 0.1 – 100 Ωcm bieten Cavities nur geringe Vorteile.

Weiterführende Details über Bauteile des Mikrowellenspektrometers und ablaufende Vorgänge sind von SPAETH u.a. [117], POOLE u.a. [118] und WEIL u.a. [119] zusammengestellt.

Mehrere Arbeitsgruppen beschäftigten sich schließlich mit der Frage, ob die mittels Mikrowellendetektion gemessenen Photoleitungstransienten mit über konventionelle Methoden erhaltenen Ergebnissen übereinstimmen. Diese Übereinstimmung wurde gefunden [120, 84, 19]. Darüber hinaus wurde von RAMSA u.a. [121] sogar festgestellt, dass bei herkömmlichen Photoleitungsmessungen der Spannungsabfall nicht mit dem Photoleitungsabfall identisch ist, da die Kontakte das eigentliche Messsignal verfälschen.

4.2 Versuchsanordnungen

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden Versuchsanordnungen verwendet, die in Eigenentwicklung der Arbeitsgruppe entstanden. Zentraler Bestandteil war jedoch das Mikrowellenspektrometer ESP 300 der Firma Bruker.

Es wurden im Wesentlichen drei Aufbauten verwendet. Für topographische Photoleitungsmessungen stand ein Messplatz zur Verfügung, der bereits in [6] beschrieben wurde und der im Folgenden als Topographiemessplatz bezeichnet wird (**Abb. 4.2**). PICTS -Messungen im Temperaturbereich zwischen 300 und 480 K wurden mit einer speziell hierfür entwickelten Anlage durchgeführt – die HT-Anlage (**Abb. 4.3**). Für die tiefen Temperaturen stand ein Messplatz mit Kryostat, wahlweise mit Helium oder flüssigem Stickstoff nutzbar, zur Verfügung – die TT-Anlage (**Abb. 4.4**). Eine Messung mit Helium wurde jedoch im Rahmen der Arbeit nicht durchgeführt.

Allen Anlagen gemeinsam ist die Verwendung einer Zylindercavity mit dem Mode TE_{011} und einer Resonanzfrequenz von etwa 9.7 GHz. Der Wert schwankt etwas zwischen den einzelnen Anlagen. Der in **Abb. 4.2** dargestellte Aufbau des Topographiemessplatzes erlaubt ein Abscannen von Wafern bis zu einer Größe von 8" (200 mm Durchmesser). Die minimale Schrittweite beträgt 12.5 μm , der Laserspot aber etwa 50 μm , so dass eher eine minimale Schrittweite von 50 μm sinnvoll ist. Der Wafer befindet sich auf dem xyz-Verschiebetisch von ISEL unterhalb der Cavity. Der Abstand zwischen der Cavityöffnung, aus der das E-Feld der Mikrowelle austritt, und der Probe sollte so gering wie möglich gehalten werden. Die Mikrowelle wird über einen Hohlleiter in die Cavity eingekoppelt. Ein Laser geeigneter Wellenlänge ist fest mit der Cavity verbunden.

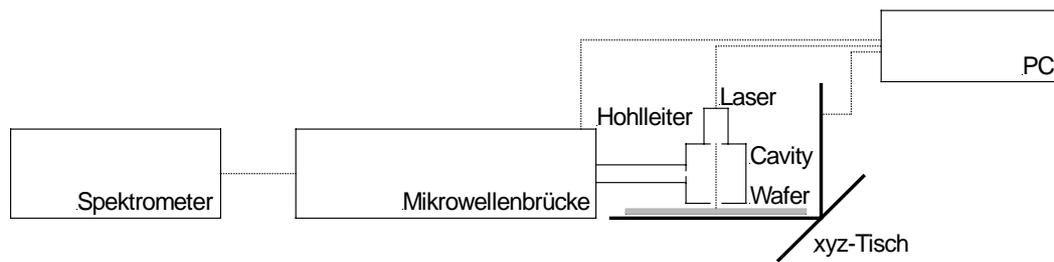


Abb. 4.2 Schema des Topographiemessplatzes bei Raumtemperatur

Für die Messungen zwischen 300 und 480 K kommt die in **Abb. 4.3** gezeigte HT-Anlage zum Einsatz. Die Cavity ist mit Heiz- und Kühlelementen ausgestattet. Die Probe liegt auf einer im Durchmesser 8 mm großen Öffnung in der Cavityoberseite auf. Der Laser ist mit dem auch schon in **Abb. 4.2** verwendeten ISEL-Schrittmotor verbunden. Zwischen Laser und Cavity befindet sich ein Wärmeschutzschild, um den Laser vor Beschädigung durch die hohen Temperaturen zu bewahren. Die Mikrowelle wird in diesem Aufbau über ein Koaxialkabel in die Cavity eingekoppelt. Mit der Anlage sind sowohl die Messung von PICTS-Spektren, wahlweise orts aufgelöst, möglich als auch die Aufzeichnung von PICTS- und Photoleitungs-Topogrammen bis zu einer Größe von $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Die Einstellung von Temperaturen zwischen 300 und 480 K zur Messung von Topogrammen ist möglich, jedoch ohne präzise Regelung.

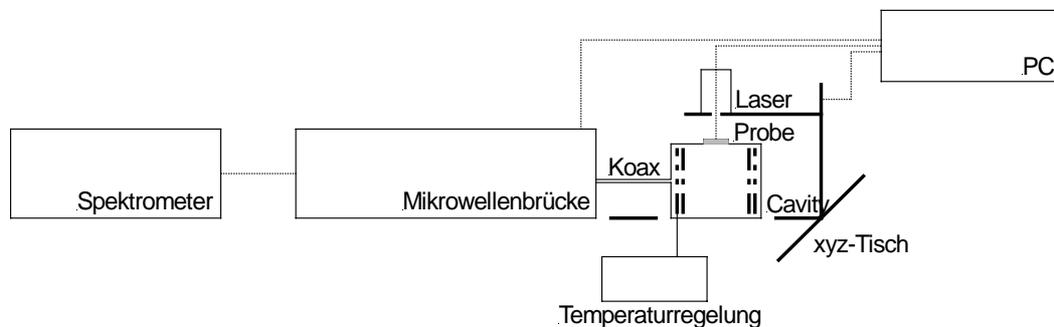


Abb. 4.3 Schema des Messplatzes für Photoleitungs- und PICTS-Messungen im Temperaturbereich 300 – 480 K (HT-Anlage)

Abb. 4.4 zeigt die für Messungen bei tiefen Temperaturen verwendete TT-Anlage. Sie besteht aus einem Tieftemperaturkryostaten, bei dem die Cavity mitsamt Probe durch den Durchfluss flüssigen Stickstoffs oder Heliums gekühlt wird. Die Probe befindet sich auf der Cavity über einer kreisrunden Öffnung von 8 mm Durchmesser im Vakuum. Zum Laser hin ist der Kryostatraum mit einem Quarzfenster abgedichtet. Der Laser ist an einem xyz-Verschiebemotorsystem von PI befestigt, so dass auch mit dieser Anlage sowohl die Aufzeichnung von PICTS-Spektren als auch PICTS- und Photoleitungstopogrammen bis zu einer Größe von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ möglich ist. Die minimale Schrittweite dieses Systems liegt bei $1 \mu\text{m}$, was bei Lasern mit sehr geringer Fokusgröße durchaus Anwendung finden kann. Auch hier wird die Mikrowelle über ein Koaxialkabel in die

Cavity eingekoppelt. Eine bewegliches Irisblättchen ermöglicht die Abstimmung der Cavity im Fall ohne optische Anregung. Bei dieser Anlage ist eine Einstellung von Zwischentemperaturen noch nicht möglich.

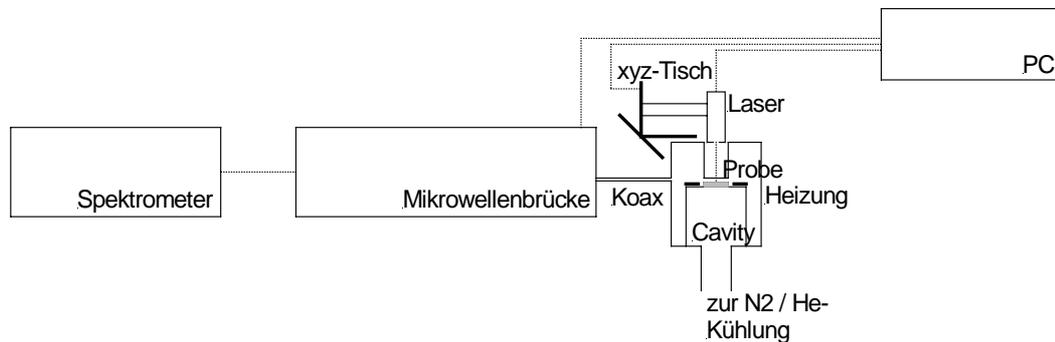


Abb. 4.4 Schema des Messplatzes für Photoleitungs- und PICTS-Messungen im Temperaturbereich 77 – 360 K (TT-Anlage)

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden vier verschiedene Laser verwendet: ein fokussierbarer roter Laser der Wellenlänge 660 nm, ein fokussierbarer IR-Strahler der Wellenlänge 1317 nm, ein fokussierbarer IR-Laser der Wellenlänge 950, der allerdings aufgrund seiner Maße nicht in der TT-Anlage eingesetzt werden konnte, und ein nicht fokussierbarer IR-Laser der Wellenlänge 975 nm.

Die vorgestellten Methoden und Anlagen sind hinsichtlich ihres Entwicklungsgrads im Vergleich mit älteren Verfahren anderer Arbeitsgruppen (RAMSA u.a. [121], BECK u.a. [89], COLLIER u.a. [108], HAHN [15], CUMMING et al [122], HASEGAWA u.a. [2], TAMURA u.a. [103], FUJISAKI u.a. [109, 104], WANG und BORREGO [102]) sehr fortgeschritten. Die MD – PL / PICTS ist multifunktionell einsetzbar:

Wafer bis 200 mm Durchmesser können derzeit topographiert werden. Nur die Methode μ -PCD der ungarischen Firma Semilab [123] kann Wafer bis zu 300 mm Durchmesser untersuchen. Sie sind aber nicht in der Lage, Trägeremissionen aus Defekten zu detektieren, da die gewählte Mikrowellen-Nachweismethode (Mikrowellenantenne) zu unempfindlich ist. So topographieren sie die Ladungsträgerlebensdauer und die Eisenkontamination in Silizium. Die Ortsauflösung der μ -PCD liegt bei 1 mm² (im Patent von 1995) im Vergleich zu bis zu 1 μ m bei MD-PL / PICTS. Andere Arbeitsgruppen erreichten mit ähnlichen Verfahren eine Auflösung zwischen 20 μ m und 3 mm.

MD-PL / PICTS erlaubt eine Defektanalyse zwischen 80 und 480 K (theoretisch 4 – 600 K in der Anlagenweiterentwicklung bzw. Vollausschöpfung der Möglichkeiten). Untersuchungen bei verschiedenen Temperaturen sind sonst nur bei TAMURA a.u. [103] und WANG und BORREGO [102] explizit möglich.

MD-PL / PICTS verwenden als einzige Methoden eine Cavity, andere Arbeiten berichten meist, dass sich die Probe am Ende eines wesentlich unempfindlicheren Hohlleiters befindet.

Außer SI- und mittelohmigem GaAs können auch viele andere Stoffe wie SiC, InP, CuInSe, einkristallines und polykristallines Silizium untersucht werden.

4.3 Datenaufzeichnung – und auswertung

4.3.1 PICTS

Bei einer PICTS-Messung werden im gewählten Temperaturbereich im Abstand von 1 K Anregungspuls und Transiente mit einer Abtastrate von 10 MHz aufgezeichnet, d.h. der zeitliche Abstand zwischen zwei Messpunkten beträgt 100 ns. Puls und Transiente haben i.d.R. eine Länge von jeweils 1000 μ s. Bei längeren Anregungs- und Transientenzeiten treten besonders bei kleineren Signalen zu deutliche Überlagerungen mit niederfrequenten Schwingungen etwa durch den Pumpenbetrieb auf.

Die Zahl der Messwiederholungen von Puls- und Transiente bei einer Temperatur zur Verringerung des Rauschens ist frei wählbar, in der vorliegenden Arbeit wurden 750 Wiederholungen verwendet. Aus den Einzelmessungen wird der Mittelwert bestimmt. Diese resultierenden Puls- und Transientendaten werden vollständig gespeichert, d.h. eine Transiente der Länge 1000 μ s umfasst 10000 Datenpunkte.

3.3.2 Topogramme

An jedem Messpunkt wird ein Anregungspuls auf die Probe gegeben und die Photoleitung während dieser Zeit sowie die nachfolgende Ladungsträgertransiente aufgezeichnet. Um Speicherplatz zu sparen, werden die Daten reduziert abgelegt. Das diesem Vorgang zu Grunde liegende Prinzip geht davon aus, dass den Daten unmittelbar nach Einschalten bzw. Abschalten des Lichts die größte Bedeutung beizumessen ist. Dort sind die größten Veränderungen zu beobachten. In diesem Zeitbereich werden alle Daten gespeichert. Im nächsten Bereich von prinzipiell gleicher Zeitdauer wird nur noch jeder 2. Wert in den Speicher geschrieben, im nächsten jeder 4. usw.. Die Bereiche haben eine variable Länge von 64, 32 oder 16 Datenpunkten je nach Gesamtlänge von Puls- oder Transiente. Bei der Auswertung werden die fehlenden Daten durch Interpolation schließlich wieder eingefügt und dabei gleichzeitig etwas geglättet.

In der vorliegenden Arbeit wurden Längen des Anregungspulses und der Transiente von meist je 500 μ s verwendet.

Es sind sowohl kleine Topogramme von beispielsweise 2 x 2 mm² wie auch Ganzwafer-topogramme von 8"-Wafers messbar.

Bei einer PICTS-Messung werden die aufgenommenen Puls- und Transientendaten nach der konventionellen Zwei-Tor-Technik ausgewertet (Kap. 3). Das Spektrum wird auf die Differenz aus dem Sättigungswert des Photopulses und der Dunkelleitfähigkeit normiert.

Die Auswertung von Topogrammen lässt viele Möglichkeiten zu. In dieser Arbeit werden im Ergebnisteil jedoch nur die Optionen „lock-in“, „PICTS normiert“ und eventuell „PICTS unnormiert“ dargestellt. .

Das lock-in-Signal (**Abb. 4.5**), basierend auf der Modulation des Anregungspulses, ist die Differenz der Flächenintegrale Anregungspuls und Transiente. Die Aussagekraft eines solchen Topogramms ist bereits in der Literatur kontrovers diskutiert. Nach CUMMING u.a. [122] und COLLIER u.a. [108] wird die Photoleitung in hochohmigem GaAs hauptsächlich durch die Lebensdauer der Elektronen und Löcher (nach BB-Anregung) bestimmt. In halbleitendem Material dagegen wäre das Signal eine Kombination aus Lebensdauer, Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration. Auch für HASEGAWA u.a. [2] ist die Lebensdauer maßgeblich photoleitungsbestimmend, wobei diese selbst durch einen bestimmten Rekombinationsmechanismus, welcher auch die Rekombination über ein Rekombinationszentrum sein kann, determiniert wird. Wie bereits in Kap. 3.5.6 erläutert, ist für HASEGAWA u.a. und auch für WANG u.a. [102] schließlich die Nettoakzeptorkonzentration das Hauptkriterium für die Höhe der Photoleitung.

Das PICTS-Signal aus der Transiente (**Abb. 4.6**), unnormiert, entspricht dem Wert des zu diesem Messpunkt gehörenden unnormierten PICTS-Spektrums bei der Temperatur, bei der das Topogramm aufgezeichnet wurde. Nach der Zwei-Tor-Technik wird über zwei Zeitbereiche der Transiente integriert und diese Flächen anschließend voneinander subtrahiert. Unnormiert bedeutet, dass das Signal, was sich aus der Subtraktion der Fenster ergibt, bereits das Endsignal bildet. Das normierte PICTS –Signal wird durch Division des PICTS-Signals durch die Höhe des Photopulses, nachdem dieser einen Sättigungszustand erreicht hat, verringert um den Wert der Dunkelleitfähigkeit, gebildet.

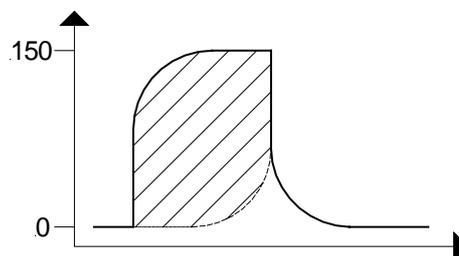


Abb. 4.5 Lock-in – Auswertung des Puls- und Transientensignals in einer Topogrammmessung

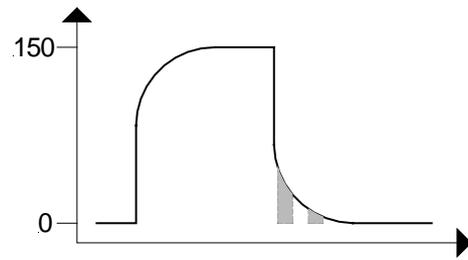


Abb. 4.6 Ermittlung des unnormierten PICTS-Signals aus der Ladungsträgertransiente in einer Topogrammmessung

5 Leistungstests von MD-PL und MD-PICTS

Der Inhalt dieses Kapitels sind die Demonstration der Leistungsfähigkeit, aber auch der Grenzen und Interpretationsprobleme der in Kap. 3 vorgestellten, entwickelten Methoden MD-PL und MD-PICTS.

5.1 MD-PICTS (IR, BB) und Vergleich mit konventioneller PICTS

5.1.1 MD-PICTS -Spektren nach IR-Anregung im Temperaturbereich 80 - 360 K

In **Abb. 5.1** ist der Vergleich einer MD-PICTS -Messung (grau), gemessen mit der TT-Anlage (Kap. 4.2, Abb. 4.4), mit einer konventionellen PICTS -Messung (schwarz) gezeigt. Bei der MD-PICTS -Messung wird mit einer Laserdiode der Wellenlänge 975 nm, bei der konv. PICTS mit einer LED der Wellenlänge 950 nm gearbeitet. Die Pulslänge beträgt 1 ms bei MD-PICTS und 50 ms bei konv. PICTS. Aus apparaturbedingten Gründen konnten die meisten MD-PICTS -Messungen erst bei 115 K begonnen werden. Es werden die gleiche Anzahl Peaks detektiert. Nicht von allen Peaks können bei jeder Methode Aktivierungsenergien bestimmt werden. Der Defekt EL6 bei etwa 185 K hat in der konv. PICTS-Messung mit 0.34 eV eine höhere Aktivierungsenergie als in der MD-PICTS-Messung von 0.28 eV. In der konv. PICTS-Messung fällt auf, dass der Peak aus einer

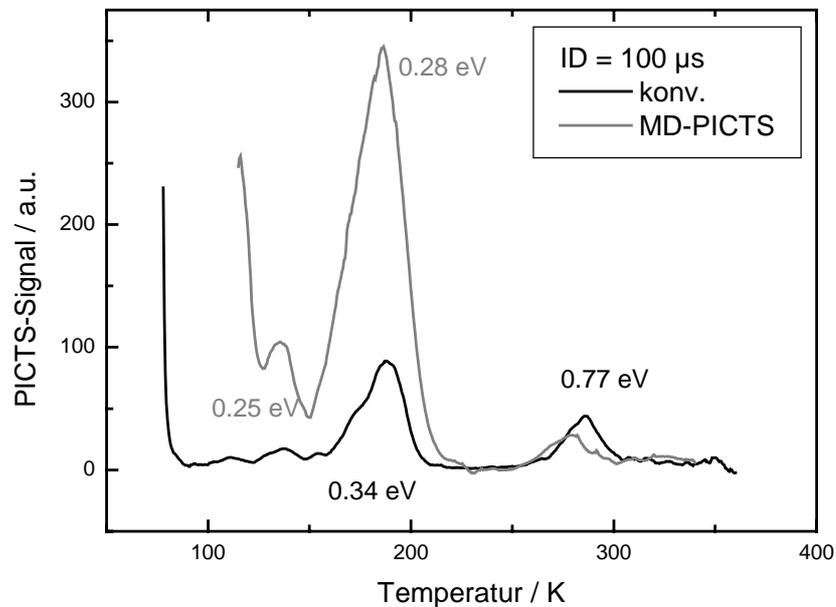


Abb. 5.1 Vergleich einer konv. (schwarz) mit einer MD-PICTS-Messung (grau) im Bereich 80 K bis 360 K

Überlagerung zweier Peaks besteht, deren Maxima man aber erkennen kann. Deshalb ist es möglich, die Aktivierungsenergie präziser zu bestimmen. Die MD-PICTS-Messung enthält die Überlagerung natürlich auch, aber hier lassen sich beide Peaks nicht auflösen.

Die beiden Peaks vor dem EL6 sind in der konv. Messung von wesentlich geringerer Höhe in Relation zum EL6. Nach den Ausführungen zu Bedingungen des Füllens von Traps in Kap. 3.5.3 deutet dies darauf hin, dass die Anregungsintensität bei MD-PICTS unzureichend ist, auf jeden Fall unzureichend ist die Anregungslänge.

5.1.2 MD-PICTS -Spektren nach BB-Anregung im Temperaturbereich 80 - 360 K, TT-Anlage

Aufgrund der in Kap. 3.5.1 bereits erwähnten Uneindeutigkeit von PICTS -Messungen nach BB-Anregung wurden diese Untersuchungen nur an sehr wenigen Proben durchgeführt. Vier Beispiele sind in **Abb. 5.2** gezeigt. Bei zwei der Proben (grau) handelt es sich um VGF -Material, bei den anderen beiden (schwarz) um LEC. Der EL6 und der EL3 werden nicht detektiert. Die beobachteten Peaks bei Temperaturen unter 200 K lassen sich nicht eindeutig mit EL7 bis EL14 bezeichnen. Sie dominieren das Spektrum noch mehr als in MD-PICTS -Spektren nach Anregung mit 975 nm-IR-Licht. Es gibt dafür mehrere hypothetische Ursachen. Das Fehlen von EL6 und

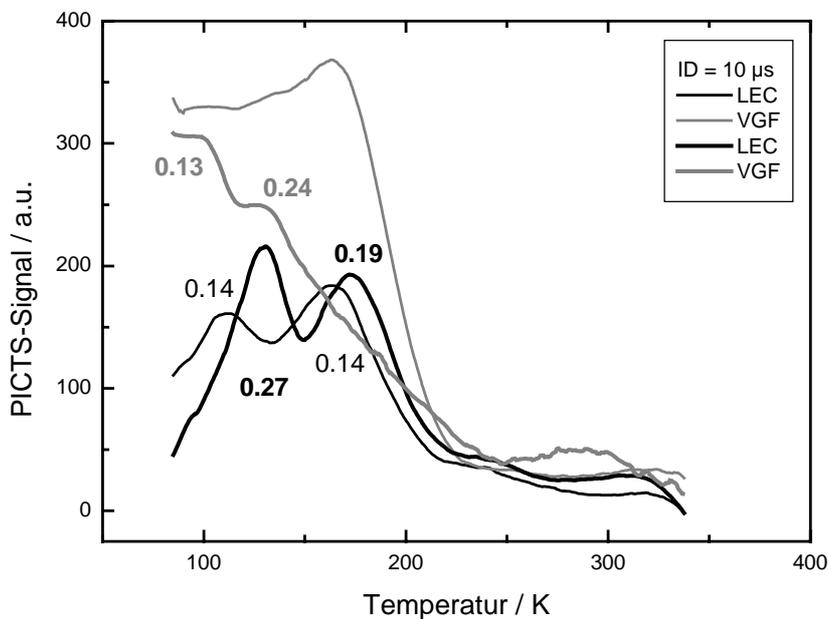


Abb. 5.2 MD-PICTS-Spektren von VGF- (grau) und LEC-Material nach BB-Anregung im Bereich 80 – 360 K, TT-Anlage

EL3 gegenüber den Vorpeaks deutet auf eine sehr unzureichende Peaksättigung hin. Dies wird zum einen natürlich wieder durch die geringe Pulslänge - 1 ms gegenüber 20-150 ms bei KAMINSKI u.a.

[18] - bedingt. Zum anderen ist es möglich, dass eine Anregung mit 13 mW bereits als „high injection“ gilt. Nach WANG u.a. [91] führt dies zu einem Aufheizen der Probe, womit natürlich ein Füllen der Traps unmöglich wird.

Durch das zusätzliche Vorhandensein freier Löcher könnten Rekombinationsprozesse, teilweise auch über Traps, die entsprechend hohe Einfangquerschnitte für beide Ladungsträgersorten besitzen, begünstigt werden. Die Lebensdauer der Ladungsträger wäre also damit weiter verkürzt und das Füllen von Traps zusätzlich erschwert.

Im Vergleich mit PICTS-Spektren nach BB-Anregung anderer Arbeitsgruppen (Kap. 3.5.1) enthalten BB-Spektren in dieser Arbeit deutlich weniger Peaks, vor allem im Bereich höherer Temperaturen. Als Gemeinsamkeit fällt die hohe Peaküberlagerung auf. Die kurze Pulslänge in Messungen dieser Arbeit muss als definitiver Nachteil angesehen werden.

5.1.3 MD-PICTS -Spektren nach BB-Anregung im Temperaturbereich 300-480 K (HT-Anlage)

In Kapitel 2 wurde beschrieben, dass die Detektion des EL2 in SI-GaAs mit konventioneller PICTS in der Vergangenheit selten erfolgreich war. Auch in einigen Messungen dieser Arbeit „fehlt“ der Peak in Proben, wo er definitiv erwartet wurde. Das Kapitel 6 wird zeigen, dass die

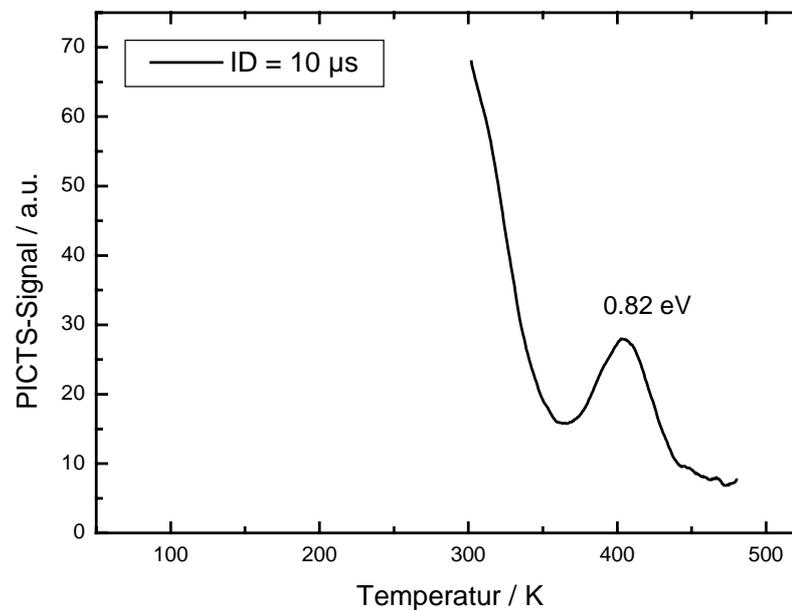


Abb. 5.3 PICTS-Spektrum nach BB-Anregung im Temperaturbereich 300 – 480 K (HT-Anlage, Kap. 4.2, Abb. 4.3)

Abwesenheit eines EL2-Peaks nicht auf das Fehlen des Defekts hinweist, sondern auf seinen Besetzungsgrad, der dann ungefähr bei 50 % liegt.

Abb. 5.3 zeigt nun ein PICTS -Spektrum nach BB-Anregung im Temperaturbereich 300 – 480 K, gemessen mit der HT-Anlage (Kap. 4.2, Abb. 4.3) was den EL2-Peak enthält. Er wird bei 400 K mit einer Aktivierungsenergie von 0.82 eV gemessen. Die Peakflanke bei 300 K könnte dem EL3-Defekt gehören.

Messungen mit IR-Anregung im gleichen Temperaturbereich wurden versucht, erbrachten aber erwartungsgemäß keine brauchbaren Ergebnisse. Die bei IR-Anregung ausschließlich aus dem EL2 generierte Photoleitung unterscheidet sich bei hohen Temperaturen nicht mehr von der Eigenleitung, weshalb der EL2 als Peak nicht mehr detektiert werden kann.

5.2 Eigene Decay- und Rise – PICTS – Vergleiche

In Kap. 3.5.4 wurde bereits erwähnt, dass bei GaAs PICTS-Spektren auch aus dem Anregungspuls generiert werden können.

Die **Abbildungen 5.4 bis 5.5** zeigen den Vergleich von Decay- und Rise-Spektren an in dieser Arbeit untersuchten Proben. In beiden Beispielen wird wie auch bei YOSHIE u.a. [77] die gleiche Anzahl Peaks detektiert. In den Rise-Spektren treten häufiger Peaküberlagerungen auf, außerdem sind die Peakhöhenverhältnisse etwas verändert gegenüber Decay-PICTS. Im Gesamten entsprechen die Feststellungen an diesen Beispielen den Aussagen von YOSHIE u.a..

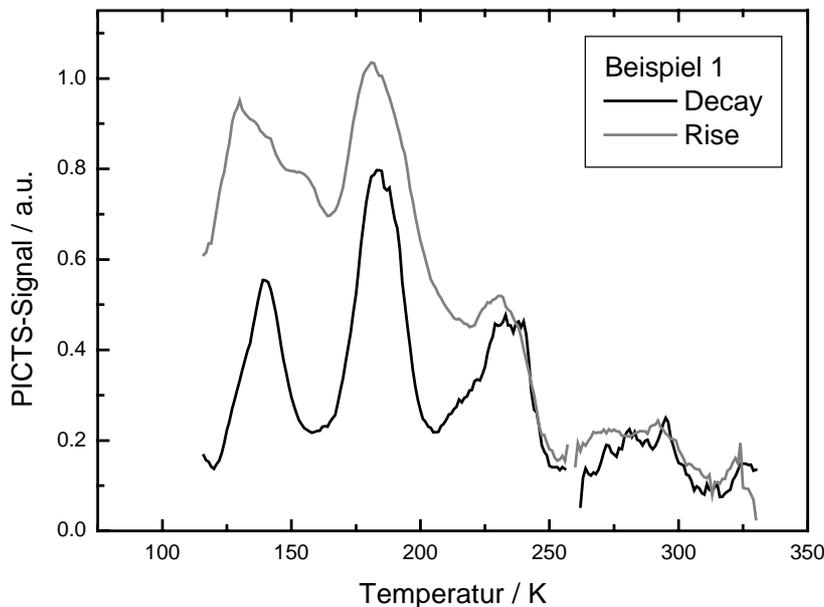


Abb. 5.4 Beispiel 1 des Vergleichs zwischen Decay- und Rise-PICTS-Spektren

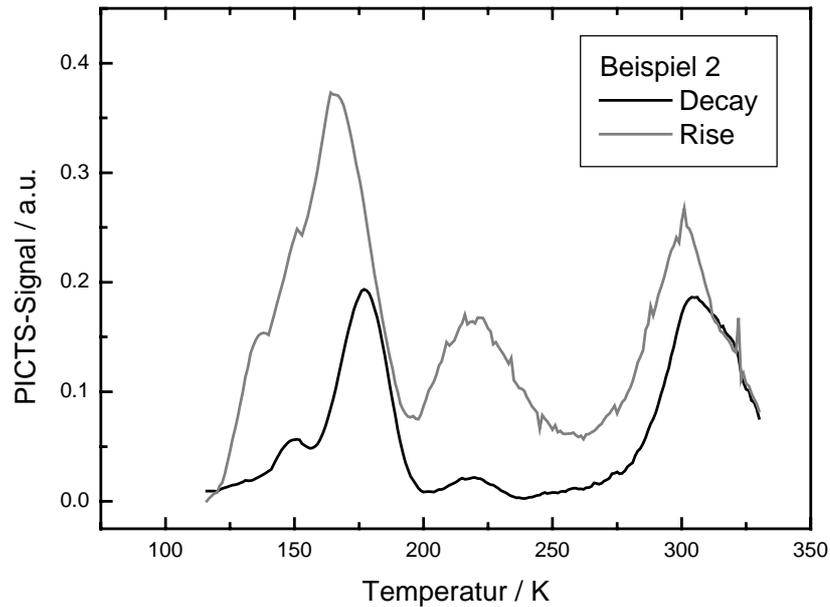


Abb. 5.5 Beispiel 2 des Vergleichs zwischen Decay- und Rise-PICTS-Spektren

5.3 MD-PL-Topogramme

5.3.1 MD-PL -Topogramme nach IR-Anregung bei 300 K (HT-Anlage)

Analog zu FUJISAKI u.a. [103, 104] wird in dieser Arbeit davon ausgegangen, mit einer

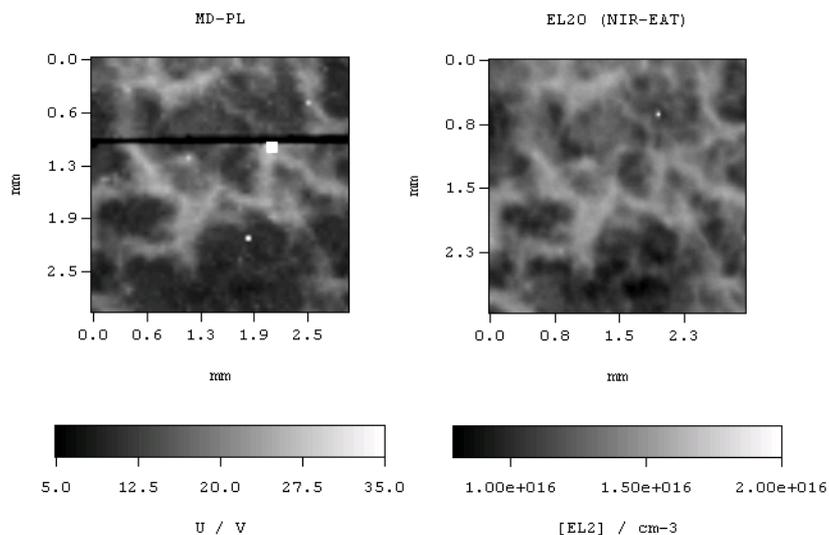


Abb. 5.6 Vergleich eines MD-PL-Topogramms nach IR-Anregung (links, gemessen mit der HT-Anlage) mit dem $EL2^0$ -Topogramm, gemessen mit NIR-EAT (rechts), das MD-PL-Signal ist als lock-in-Signal angegeben; das MD-PL-Topogramm hat eine Größe von $3 \times 3 \text{ mm}^2$, das $EL2^0$ - Topogramm von $2.97 \times 2.97 \text{ mm}^2$

Anregungsenergie kleiner als die Bandlücke Ladungsträger aus dem dominierenden tiefen Trap zu generieren. Dies ist der EL2. In den meisten untersuchten Proben überwiegt seine Konzentration noch deutlich die Restakzeptorkonzentration, so dass der EL2 nahezu unkompensiert vorliegt. Damit werden hauptsächlich Elektronen ins Leitungsband angeregt, die zur Photoleitung beitragen. Das höhere Photoleitungssignal in MD-PL- Topogrammen nach IR-Anregung sollte also ein Hinweis auf eine höhere EL2⁰ – Konzentration sein und mit EL2⁰-Topogrammen aus NIR-EAT – Messungen [124, 125, 37, 35] korrelieren. Die Bestätigung für diese Aussage zeigt **Abb. 5.6**. Das Topogramm wurde mit der in Kap. 4.2 in Abb. 4.3 gezeigten HT-Anlage gemessen.

5.3.2 MD-PL -Topogramme nach BB-Anregung bei 300 K (HT-Anlage)

MD-PL-Topogramme nach BB-Anregung, gemessen mit der HT-Anlage (Kap. 4.2, Abb. 4.3) sind in den meisten Fällen denen aus IR-Anregung bzw. EL2⁰-Topogrammen aus NIR-EAT-Messungen sehr ähnlich (**Abb. 5.7**). Unterschiede ergeben sich zum einen dadurch, dass ein Topogramm nach BB-Anregung nur die Zellstrukturen der unmittelbaren Oberflächenschicht zeigt, während IR dreidimensionale Strukturen aus der gesamten Waferdicke wiedergibt. Zusätzlich gibt es einzelne Fälle, in denen bei BB-Anregung eine Kontrastumkehr beobachtet wird, d.h. die sonst in den Zellwänden üblicherweise höhere Photoleitung ist nun im Zellinneren höher.

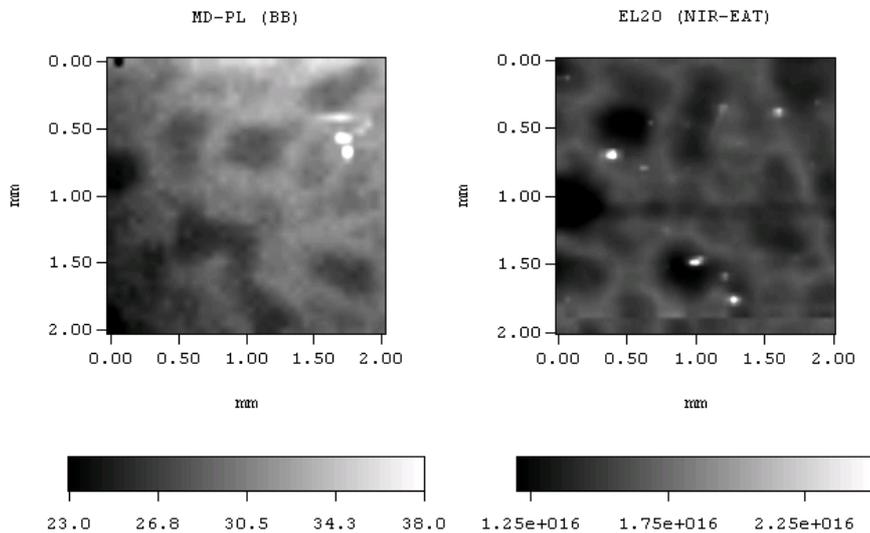


Abb. 5.7 MD-PL-Topogramm (links) nach BB-Anregung (HT-Anlage), Kontrast korreliert mit der EL2⁰-Verteilung nach NIR-EAT-Messungen (rechts); es handelt sich um verschiedene Ausschnitte der gleichen Probe

Es ist anzunehmen, dass der physikalische Hintergrund eines BB-Topogramms ein anderer als der eines IR-Topogramms ist. Offensichtlich korreliert die Photoleitung hier mit dem spezifischen Widerstand des Materials. Die Hypothese ist, dass die Lebensdauer photogenerierter Ladungsträger in GaAs vom Besetzungsgrad des EL2 abhängt. Die Lebensdauer ist am kleinsten, wenn der EL2

am effektivsten mit beiden Ladungsträgersorten wechselwirken kann. Dann ist das Material sehr hochohmig. Die Lebensdauer steigt mit zunehmender Besetzung des EL2 und höherer Leitfähigkeit der Probe. Eine ähnliche Vermutung äußern WANG u.a. [43]. Sie stellen in der Zellwand eine Lebensdauer von 5 ns, in der hochohmigeren Zelle von 0.5 ns fest.

In den **Abb. 5.8** und **5.9** sind zwei Beispiele für zunehmende Photoleitung mit zunehmender Leitfähigkeit der Probe gezeigt. In **Abb. 5.8** handelt es sich um einen epitaxierten Wafer, der auf der Epitaxienseite eine Leitfähigkeit von $1.57 \times 10^{-6} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ und auf der Rückseite von $1.10 \times 10^{-7} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ besitzt. Die Photoleitung, d.h. das lock-in-Signal, ist auf der leitfähigeren Epitaxienseite deutlich höher. **Abb. 5.9** zeigt das Photoleitungsverhalten einer wafergetemperten Probe. Auf der Oberfläche ist bei ihr eine Leitfähigkeit von $0.07 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, weiter im Probeninneren von $8.6 \times 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ festgestellt worden. Auch hier ist die Photoleitung in der leitfähigeren Oberfläche deutlich höher.

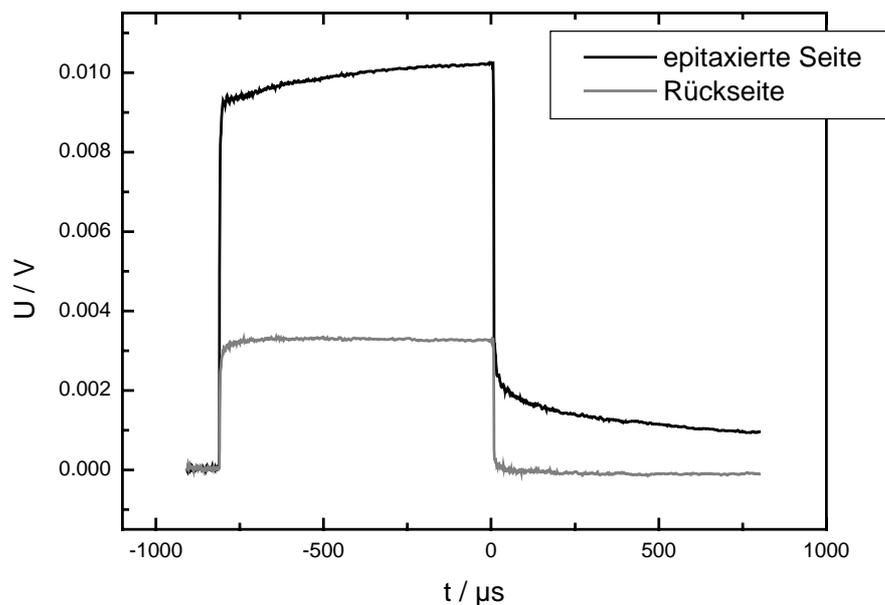


Abb. 5.8 Verlauf der Photoleitung während und nach der optischen Anregung auf der Vorder (epitaxiert)- und Rückseite eines epitaxierten Wafers

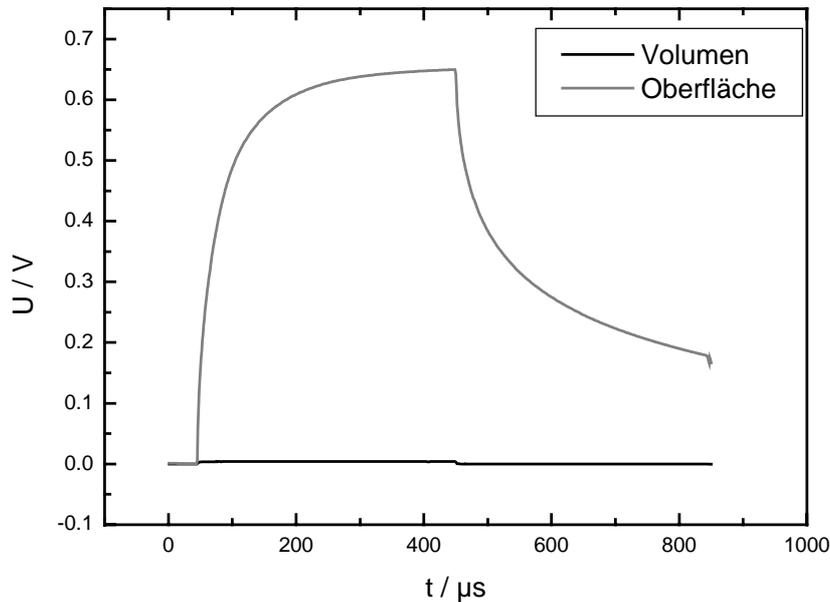


Abb. 5.9 Verlauf der Photoleitung während und nach der optischen Anregung auf und in einer wafergetemperten Probe

5.3.3 Waferscanning – Wafertopogramme mit BB-Anregung bei 300 K (Topographie-Messplatz)

Wafertopogramme sind MD-PL -Topogramme mit einer geringeren Auflösung, gemessen mit dem Topographiemessplatz (Kap. 4.2, Abb. 4.2). Die Schrittweite aus Gründen der Messzeit beträgt etwa 1 mm. Für die Unterschiede hinsichtlich IR- und BB- Anregung gelten die bereits für höher aufgelöste Topographie gemachten Aussagen (Kap. 5.3.1 und 5.3.2).

Die im Folgenden vorgestellten Topogramme wurden mit BB-Anregung gemessen. Topographiebeispiele mit IR-Anregung sind in Kap. 5.4.2 an einem Viertel- und einem Halbwafer demonstriert.

In **Abb. 5.10** ist das Viertelwafertopogramm einer LEC-Probe gezeigt. Auf den ersten Blick auffällig ist eine Art Schachbrettmuster. Dabei handelt es sich um Interferenzstrukturen, die vom Messaufbau verursacht werden und mit den Eigenschaften des Wafers nichts zu tun haben. Sie werden i.d.R. aber nur dann sichtbar, wenn die eigentlichen Signale des Wafers sehr homogen auftreten und /oder recht klein sind. Dem Wafer kann demnach eine hohe Homogenität bescheinigt werden. Unter den Interferenzstrukturen findet sich eine Art Zellstruktur.

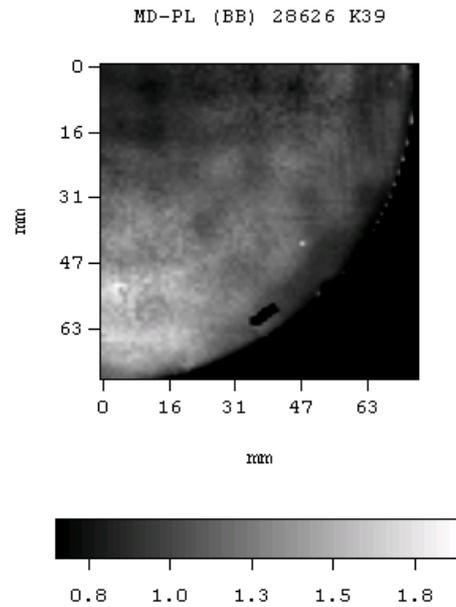


Abb. 5.10 MD-PL-Topogramm (BB) eines Viertelwafers einer LEC-Probe bei 300 K; der längliche schwarze Fleck auf dem Wafer resultiert aus seiner Fixierung auf dem Probensteller

In **Abb. 5.11** ist das Vollwafertopogramm einer weiteren LEC-Probe zu sehen. Auch dieser Wafer ist sehr homogen, die Signale sind aber insgesamt etwas höher als in **Abb. 5.10**, so dass Interferenz keine Rolle spielt. Auf dem Wafer und dabei besonders in einem Ring um $R/2$ sind viele kleine schwarze Flecken zu sehen. Dabei handelt es sich um Zellzentren. Der Kontrast zwischen Zelle und Wand ist in diesem Wafer sehr hoch.

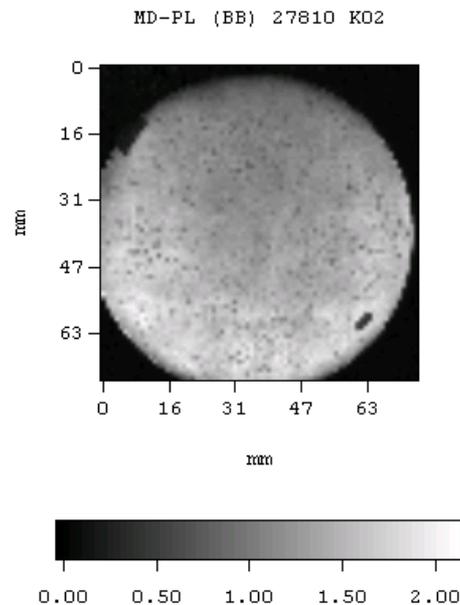


Abb. 5.11 MD-PL-Topogramm (BB) einer LEC-Probe bei 300 K; die beiden länglichen Flecke an den Waferrändern resultieren aus der Fixierung der Probe auf dem Probensteller

Abb. 5.12a zeigt das Halbwafertopogramm eines weiteren LEC-Wafers. Es wird eine radiale Inhomogenität beobachtet. Das MD-PL-Signal ist im Waferzentrum und am Rand höher. Der

Bereich um R/2 enthält Zellstrukturen. Die Zellwände sind hier wesentlich schmäler als diejenigen der in **Abb. 5.11** gezeigten Probe. Der Kontrast ist nicht invertiert. Außer den beiden schwarzen Flecken am Rand des Wafers, die von seiner Fixierung auf dem Probenteller herrühren, fallen vier weitere, helle Rechtecke in offensichtlich regelmäßiger Anordnung, ebenfalls am Waferrand auf. Diese deuten auf einen Einfluss der Waferverpackung auf die Waferoberfläche hin. Der Wafer wird in seiner Dose durch das Aufdrücken eines Sterns (**Abb. 5.12b**), der den Wafer nur mit seinen Enden berührt, fixiert. Es wäre Gegenstand weiterer Forschung, zu untersuchen, inwieweit der Defekthaushalt an diesen verpackungsmaterialgeschädigten Stellen beeinflusst ist.

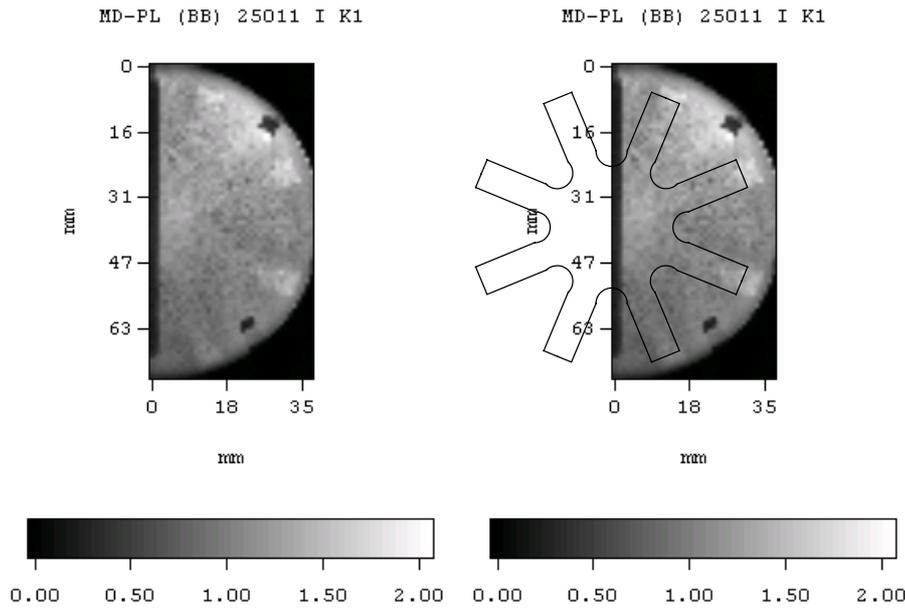


Abb. 5.12 a) (links): MD-PL-Topogramm (BB) einer Hälfte eines LEC-Wafers bei 300 K; b) (rechts): Überlagerung des Topogramms mit dem Stern der Waferverpackung; größere schwarze Flecken wurden durch die Fixierung auf dem Probenteller verursacht

5.4 MD-PICTS-Topogramme

5.4.1 Probleme der MD-PICTS-Topographie mit hoher Ortsauflösung

Es hat sich gezeigt, dass zum einen die Messung von MD-PICTS-Topogrammen mit einer hohen Ortsauflösung von $50\ \mu\text{m}$ und zum anderen die MD-PICTS-Topographie von Defekten, die in der Nähe des Fermi-Niveaus liegen, keine sinnvollen Ergebnisse liefern. Zum ersten Punkt sind Beweis und hypothetische Ursachen im Folgenden zusammengestellt. Auf den zweiten Punkt wird in den Kap. 6.1. und 6.2 eingegangen.

Abb. 5.13 zeigt den unnormierten Verlauf von Anregungspuls und Transiente aus Zellwand und Zelle einer mittelohmigen GaAs-Probe bei 300 K. Die Messung wurde mit einem fokussierten IR-

Laser durchgeführt, der Spotdurchmesser betrug etwa $50 \mu\text{m}$. Die Messpunkte in Zelle und Zellwand wurden anhand eines vorher aufgenommenen MD-PL-Topogramms ausgewählt (Kap. 5.2.1). Wie in Kap. 6 noch gezeigt wird, tritt in PICTS-Spektren mittelohmiger Proben der Defekt EL3 als negativer Peak auf, weshalb Puls und Transiente hier ebenfalls „negativ“ verlaufen. Zelle und Zellwand zeigen einen starken Unterschied in der Höhe des Photopulses, dagegen identische Transientenverläufe. Sollten die beiden Probenorte sich im Gehalt desjenigen Defekts, der bei 300 K gemessen wird, wahrscheinlich des EL3, unterscheiden, so wird aber ein Unterschied in den Transienten erwartet. Dass dieser nicht beobachtet wird, kann die folgenden Ursachen haben: Zum einen könnte eine untersuchte Probe bezüglich ihrer EL3 – Verteilung tatsächlich sehr homogen sein und MD-PL-Unterschiede über den Wafer durch die Inhomogenität eines anderen Defekts, z.B. des EL6, erklärt werden. Zum anderen könnte die Anregung eines sehr geringen Volumens aufgrund von Effekten wie Ladungsträgerdiffusion und Quanteneffizienz nur zu einem gewissen Prozentsatz vorhandene Defekte füllen. Die Zahl dieser gefüllten Defekte wäre dann an jedem Ort gleich, die wahre Defektkonzentration würde nicht erfasst.

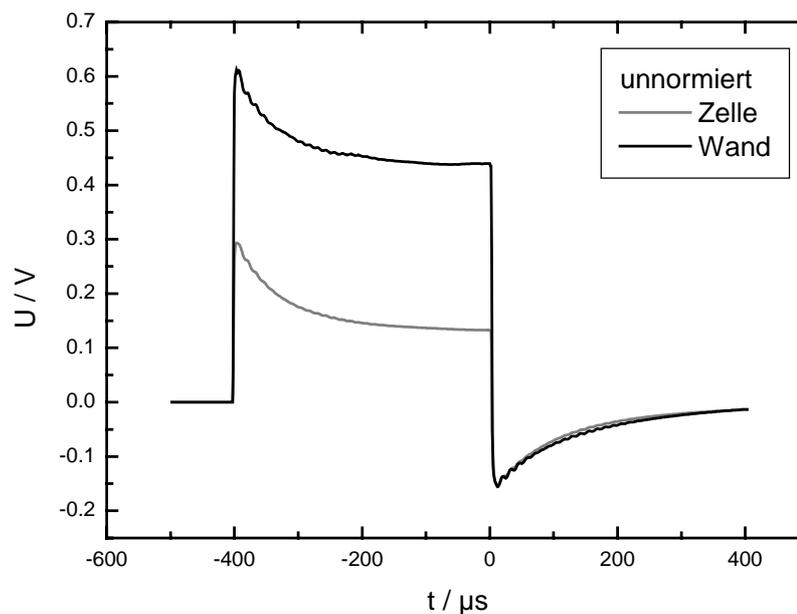


Abb. 5.13 Verlauf des Anregungspulses und der Transiente in Zellwand und Zelle einer mittelohmigen GaAs-Probe bei 300 K, unnormiert

Im Weiteren werden Experimente zur Untersuchung der Abhängigkeit des Transientenverlaufs von der Größe der Defokussierung des Lasers und damit dem beleuchteten Probenvolumen gezeigt.

Abb. 5.14 zeigt den unnormierten Verlauf von Puls und Transiente einer ebenfalls mittelohmigen Probe für Spotdurchmesser des Laser zwischen $50 \mu\text{m}$ und ca. 2.4 mm . Die Sättigungs-Photopulshöhe steigt bis zu einem Spotdurchmesser von ca. 1 mm an. Die Transienten verändern sich bei dieser Defokussierung ebenfalls nicht mehr.

Eine zu hohe Ortsauflösung scheint demnach die vorhandenen Defekte nicht sättigen zu können. An jedem Ort wird die gleiche Zahl gefüllt. Unterschiede in der Defektverteilung können also mit so hoher Auflösung nicht detektiert werden. Eine gewisse Defokussierung des Lasers ist nötig. Bei IR-Anregung scheint eine Strahlaufweitung auf etwa 1 mm auszureichen. Bei BB-Anregung wurden ähnliche Experimente durchgeführt, hier ist der benötigte Strahldurchmesser offenbar noch höher. Eine Folge identischer Transienten bei unterschiedlich hohen Photoleitungen ist, dass nach Normierung die Transienten in jedem Fall das umgekehrte Verhalten der Photoleitung zeigen und ihre eigene Information darin verloren geht. Dies ist in **Abb. 5.15** für die in **Abb. 5.13** gezeigten Transienten zu beobachten.

Eine Messung mit defokussiertem Laser wird darüber hinaus, wie bereits in Kap. 3.5.3 beschrieben, auch deshalb empfohlen [91], da nur ein low injection level der anregenden Lichtquelle einen gewissen Defektfüllgrad bewirkt [92, 93] und eine high injection ein Aufheizen verursachen kann.

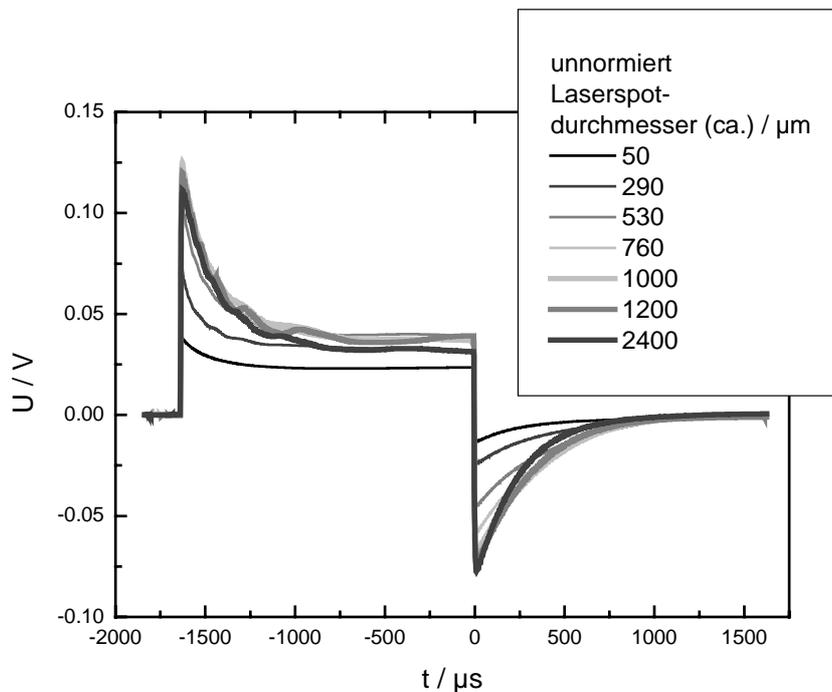


Abb. 5.14 Untersuchung der Abhängigkeit des Verlaufs der Photoleitung und der Transiente von der Fokusschärfe des Lasers bei IR-Anregung (1317 nm), unnormiert

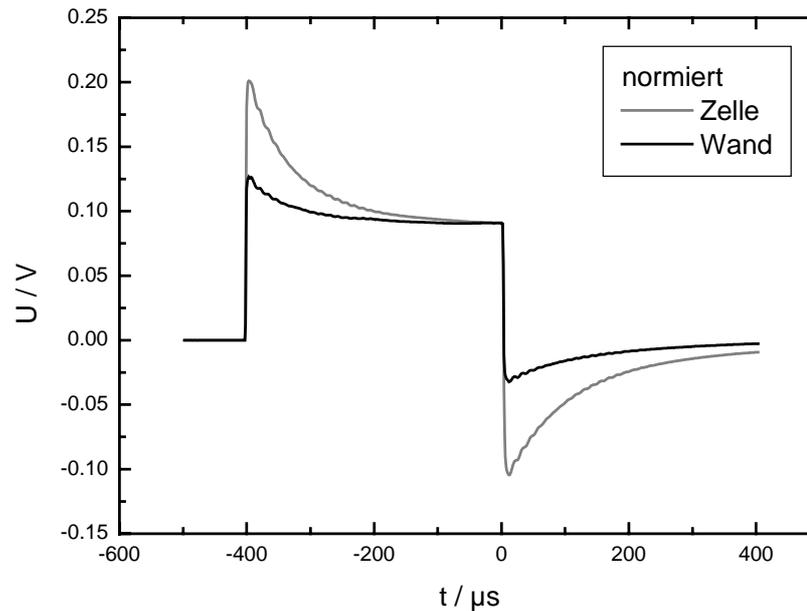


Abb. 5.15 Verlauf des Anregungspulses und der Transiente in Zellwand und Zelle einer mittelohmigen GaAs-Probe bei 300 K, auf den Photopuls normiert

5.4.2 MD-PICTS-Topographie mit hoher Defokussierung

Kap. 5.4.1 hat demonstriert, dass MD-PICTS-Messungen zur Untersuchung der Verteilung von Defekten nur mit einer minimalen Ortsauflösung von 1 mm sinnvoll werden. Dieses Kapitel zeigt ein Beispiel der MD-PICTS-Topographie des EL3 an einem mittelohmigen Wafer. Dabei ist zu beachten, dass das PICTS-Signal des EL3 nicht unmittelbar seine Konzentration widerspiegelt, wie in Kap. 6.1.2 noch erläutert wird.

Ein Viertel des ausgewählten Wafers wurde mit einer Schrittweite und Defokussierung des IR-Lasers von 1 mm topographiert. **Abb. 5.16** zeigt die erhaltenen MD-PL- (**a**), normierten MD-PICTS (**b**) und unnormierten MD-PICTS- (**c**) - Topogramme. Die Photoleitung zeigt eine starke Inhomogenität über den Waferradius, am Rand des Wafers ist sie am höchsten. Das normierte wie das unnormierte PICTS-Topogramm präsentieren den gleichen Kontrast. Besonders interessant ist, dass der Viertelwafer sowohl positive als auch negative EL3-Signale liefert – positiv im Waferrand und –zentrum und negativ im Bereich $R/2$. Dies ist ein Hinweis auf eine größere elektrische Inhomogenität dieses Wafers (siehe Kap. 6.1.2). Das normierte MD-PICTS-Topogramm stellt keine einfache Umkehr des MD-PL-Kontrastes dar, wie es im Fall hochortsaufgelöster Messungen beobachtet wurde. Dies belegen auch die in **Abb. 5.17** und **5.18** dargestellten Photoleitungsverläufe für Waferzentrum und $R/2$. Demzufolge ist das normierte MD-PICTS-Topogramm hinsichtlich der Verteilung des EL3-Peaks als aussagekräftig anzusehen.

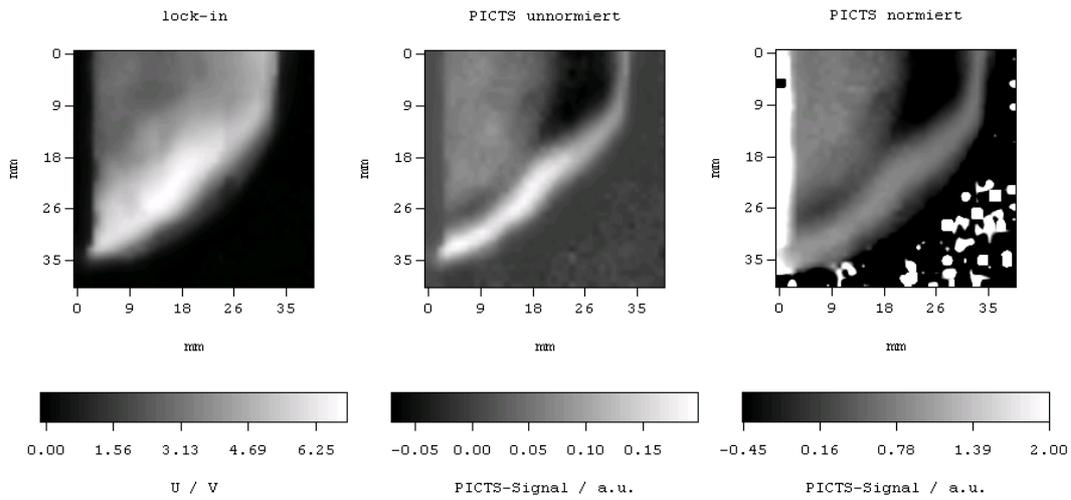


Abb. 5.16 MD-PL- (a: links), unnormiertes MD-PICTS (b: Mitte) und normiertes MD-PICTS (c: rechts) – Topogramm bei $ID = 40 \mu\text{s}$ und 300 K eines mittelohmigen Viertelwafers

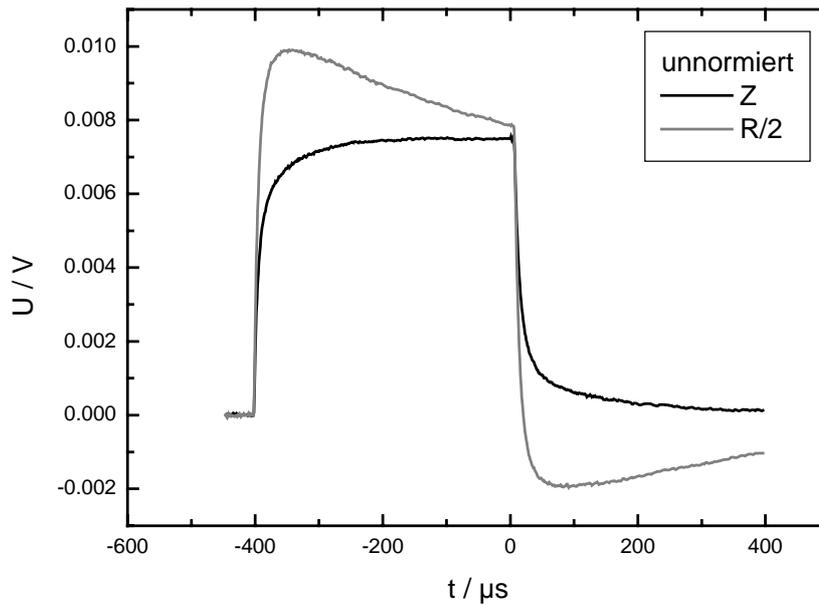


Abb. 5.17 Verlauf des Anregungspulses und der Transiente im Waferzentrum und im Bereich R/2 eines mittelohmigen Wafers bei 300 K, unnormiert

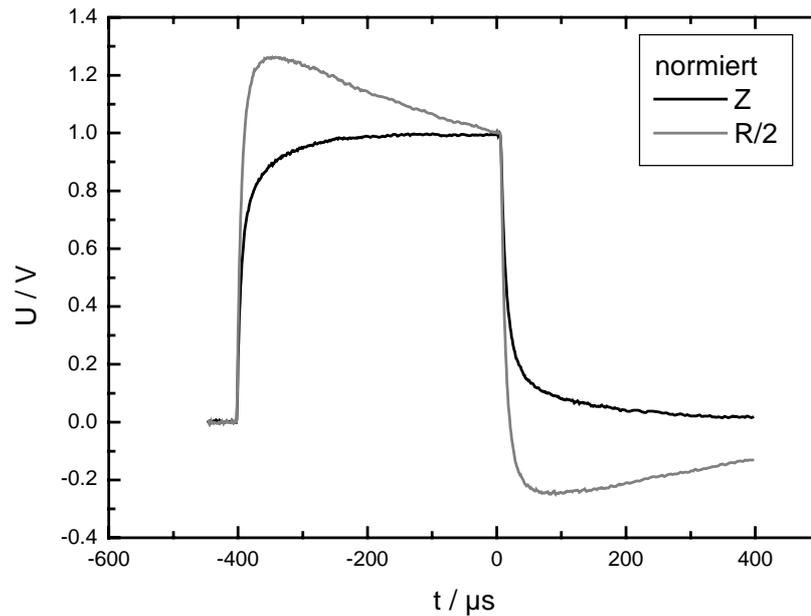


Abb. 5.18 Verlauf des Anregungspulses und der Transiente im Waferzentrum und im Bereich R/2 eines mittelohmigen Wafers bei 300 K, auf den Photopuls normiert

5.5 SC-GaAs

Publizierte Arbeiten anderer Forschungsgruppen berichten nur sehr wenig über mikrowellendetektierte Photo- und / oder PICTS-Untersuchungen an halbleitendem GaAs. CUMMING u.a. [122] sagen aus, dass in dotiertem GaAs im Vergleich zum SI-GaAs mit wesentlich kleineren Photoleitungssignalen gerechnet werden muss. Messungen an stark n-dotiertem GaAs ($n \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) aber waren noch erfolgreich. Auch für HASEGAWA u.a. [2] mit Verweis auf eine Arbeit von BHATNAGAR u.a. [126] ist die mikrowellendetektierte Photoleitung an SC-Material eine etablierte Methode.

Ein Problem in der Mikrowellen-Untersuchung sehr leitfähigen Materials ist die Eindringtiefe der Mikrowelle. Nach KUNST u.a. [111] durchdringt das Mikrowellenfeld hoch-leitfähige Proben nur sehr schwach. CUMMING u.a. [122] geben eine ungefähre Eindringtiefe von $1 \mu\text{m}$ an, CHEN u.a. [107] werden präziser: In eine Probe mit dem spezifischen Widerstand $1 \Omega\text{cm}$ dringt eine Mikrowelle der Frequenz 10 GHz etwa $500 \mu\text{m}$ tief ein. Dieser Wert ist nach GRUBER u.a. [127] nach Gl. 5.1 berechenbar.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu_0}} \quad (5.1)$$

δ ist die Eindringtiefe, σ die Leitfähigkeit der Probe, ω die Kreisfrequenz der Mikrowellen und μ_0 die absolute Permeabilität.

In der vorliegenden Arbeit wurden MD-PL- und MD-PICTS-Testmessungen sowohl an hoch- n - als auch p -leitenden Proben durchgeführt. Die Proben hatten Ladungsträgerkonzentrationen von etwa 10^{17} cm^{-3} , ihr spezifischer Widerstand lag bei etwa $3 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}$. Nach Gl. 5.1 ergibt sich damit eine Eindringtiefe der Mikrowelle von etwa $30 \mu\text{m}$. Damit ist der Messaufbau so zu wählen, dass Mikrowelle und anregende Laserstrahlung die Probe auf der gleichen Seite treffen. Damit kommt lediglich die Apparatur der Wafertopographie (Kap. 4.2, Abb. 4.2) in Frage, da sich die Probe dort unter der Cavity befindet und durch die Cavity hindurch beleuchtet wird. Eine Volumen Anregung mit IR-Strahlung ist darüber hinaus nicht sinnvoll.

In **Abb. 5.19** ist der Verlauf der Photoleitung und der Ladungsträgertransiente für eine hoch- n -leitfähige Probe dargestellt. Die Photoleitung hebt sich nur unwesentlich von der Dunkelleitung ab. Das MD-PL-Signal ist also, wie bereits von CUMMING u.a. [122] vorhergesagt, sehr klein und von Rauschen stark überlagert. Ein sehr ähnliches Ergebnis wird für eine hoch- p -leitfähige Probe

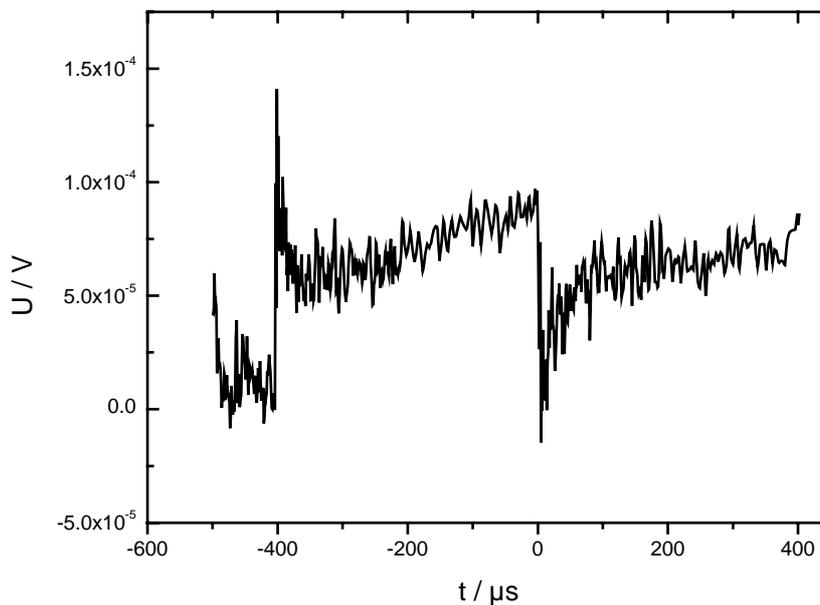


Abb. 5.19 Verlauf von Photoleitung und Transiente für eine hoch- n -leitende GaAs-Probe

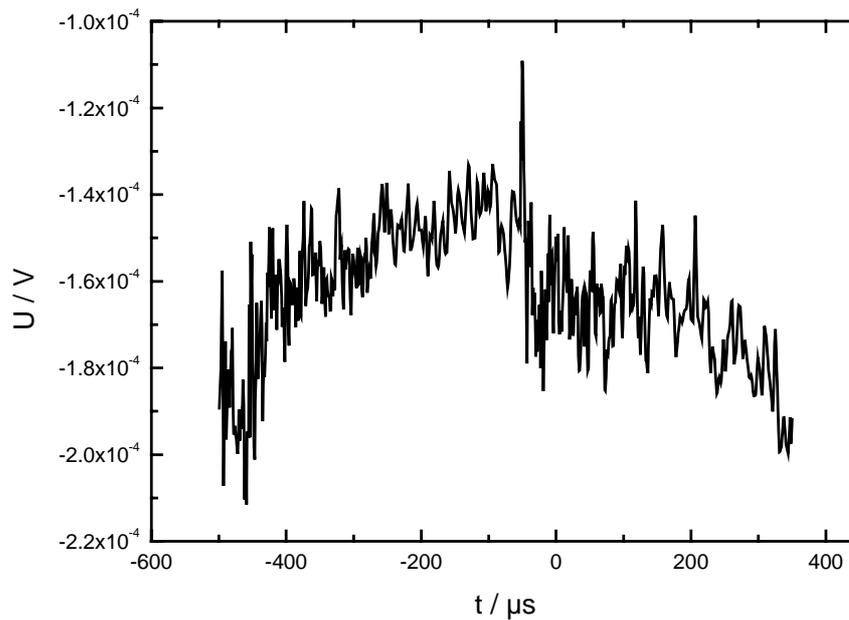


Abb. 5.20 Verlauf von Photoleitung und Transiente für eine hoch-p-leitende GaAs-Probe

erhalten (**Abb. 5.20**). Von einer Erhöhung der Anregungsintensität wird keine wesentliche Signalerhöhung erwartet.

Im Fazit ist die in dieser Arbeit verwendete Technologie der MD-PL und MD-PICTS für die Untersuchung von SC-GaAs ungeeignet.

5.6 Epitaxiematerial

LE CLEAC'H u.a. [128] berichten 1988 erstmals über die Aufzeichnung von zerstörungsfreien Beweglichkeits- und Leitfähigkeitsmappings an GaAs-Epitaxieschichten.

Die kontaktfreie Untersuchung solcher Schichten stellt perspektivisch eine Möglichkeit der Kontrolle der Waferverarbeitung bis zum Bauteil dar.

In der vorliegenden Arbeit wurde orientierend ein MBE- (molecular beam epitaxy) Wafer mit MD-PL und MD-PICTS untersucht.

Die Epitaxieschicht ist 775 nm dick. Ohne auf Details einzugehen besteht sie aus einer Aufeinanderfolge mehrerer GaAs-, AlAs und $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ – Schichten.

Zur Vorcharakterisierung wurden Hall-Effekt-Messungen durchgeführt. Dazu wurde die Probe einmal auf der epitaxierten Seite und einmal auf der Rückseite kontaktiert. Bei den ermittelten Daten handelt es sich schließlich um Näherungen, da die Ströme und Spannungen von Hall-Effekt-

und Leitfähigkeitsmessung prinzipiell die gesamte Probe betreffen. Die erhaltenen Daten sind in **Tab. 5.1** zusammengestellt. Die Rückseite des Wafers wurde als hochohmig n-leitend vermessen, die Epitaxieseite dagegen ist mittelohmig und p-leitend.

	n / cm^{-3}	$\rho / \Omega\text{cm}$	$\mu / \text{cm}^2/\text{Vs}$	Leitungstyp
Epitaxieseite	2.73E+10	1.57E+06	146	p
Rückseite	8.68E+07	1.10E+07	6558	n

Tab. 5.1 Elektrische Parameter der epitaxierten und der Rückseite des MBE – Wafers bei 300 K

Ein ähnliches Ergebnis wird aus MD-PICTS-Messungen (BB) im Hochtemperaturbereich aus der Höhe des EL2-Peaks erwartet. Die Vorder- und Rückseite wurden entsprechend den EL2-Untersuchungen, auf die Kap. 6.1.1 eingeht, im Temperaturbereich 300 bis 480 K untersucht. Der verwendete Laser war auf 1 mm Spotdurchmesser defokussiert. **Abb. 5.21** zeigt die an den beiden Seiten des MBE-Wafers erhaltenen MD-PICTS-Spektren. Die p-leitende Epitaxieseite zeigt einen sehr hohen positiven EL2-Peak. Weiterhin wird ein Peak vor dem EL2 detektiert, der sich aufgrund seiner Breite mit dem EL2 überlagert und seine Aktivierungsenergie etwas verfälscht. Die Rückseite des Wafers zeigt keinen EL2-Peak, weder positiv noch negativ. Bei 300 K ist die Flanke eines kleinen Peaks zu sehen, eventuell des EL3. Trägt man die Peakhöhe des EL2 beider Oberflächen des Wafers und die mit Hall-Effekt bestimmten Widerstandswerte in die Abhängigkeit EL2-Peakhöhe vs. spezifischer Widerstand (**Abb. 6.5**) ein, so ergeben sich zwei auf der Kalibrierkurve liegende Wertepaare, so dass sowohl die Hall-Effekt-Messung als auch die PICTS-Messung als aussagekräftig und verlässlich anzusehen sind (**Abb. 5.22**).

Eine aussagekräftige MD-PICTS-Messung (IR) bei tiefen Temperaturen hätte eine Separierung der Epitaxieschicht vom restlichen Wafer erfordert, was aber nicht realisiert worden ist. So liegen leider über tiefe Donatoren außer dem EL2 in der Epitaxieschicht keine Ergebnisse vor.

Hall-Effekt und MD-PICTS-Messung wurden im Prinzip nur zur Erkenntnis der elektrischen Eigenschaften durchgeführt. Für Epitaxie von größerem Interesse ist die Beantwortung der Frage, ob sich die vom Grundmaterial vertraute Zellstruktur durch die Epitaxie ändert. Deshalb wurden an der epitaxierten und an der Rückseite des MBE-Wafers MD-PL-Untersuchungen bei 300 K, allerdings in Form kleiner Topogramme mit hoher Auflösung durchgeführt. Die beiden Topogramme sind in **Abb. 5.23** gezeigt. Auf der Rückseite (**b**) ist eine sehr deutliche und hinsichtlich der Zellgröße für LEC-GaAs typische Zellstruktur zu sehen. Auch auf der epitaxierten Seite ist diese Zellstruktur noch zu erkennen. Hier erscheint sie aber etwas homogener. Die Struktur des GaAs-Substrats wird also von der Epitaxieschicht im Wesentlichen übernommen.

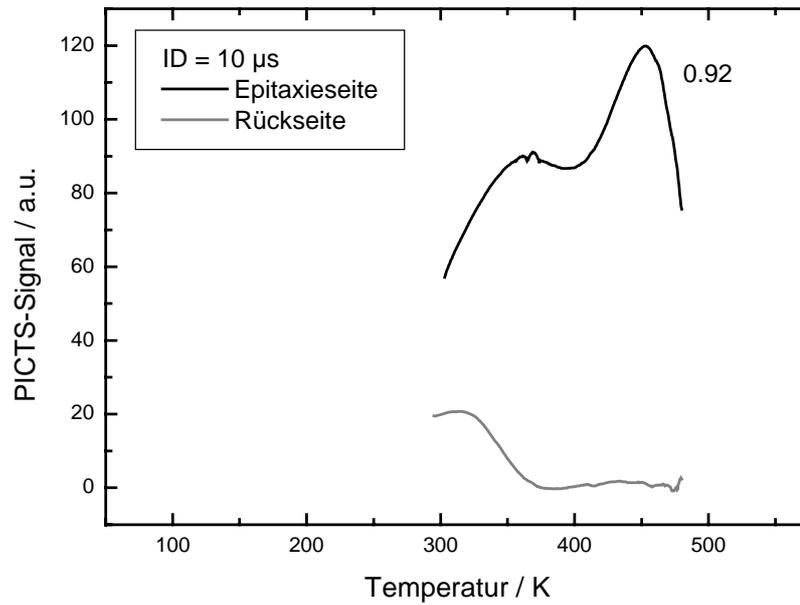


Abb. 5.21 MD-PICTS (BB) – Spektren der epitaxierten und der Rückseite des MBE-Wafers

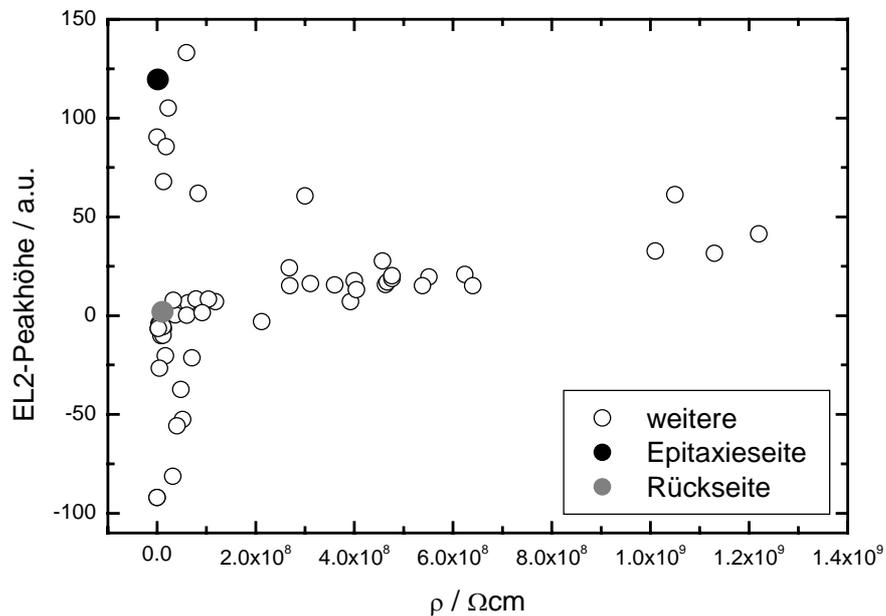


Abb. 5.22 Eintragung der EL2-peakhöhe – spezifischer Widerstand – Paare der epitaxierten und der Rückseite des MBE-Wafers in Abb. 6.5

Das Fazit der orientierenden MD-PL- und MD-PICTS-Messungen an einer epitaxierten GaAs-Probe ist also Folgendes: MD-PL- und MD-PICTS erlauben die Untersuchung von Epitaxieschichten, insofern sie hochohmig oder mittelohmig sind. Der Leitungstyp und der spezifische Widerstand von Schicht und Substrat können durch MD-PICTS-Messung des EL2 bei

hohen Temperaturen bestimmt werden. Die Zellularstruktur des Substrats findet sich fast identisch in der Epischicht wieder, wie aus MD-PL-Topogrammen deutlich wird.

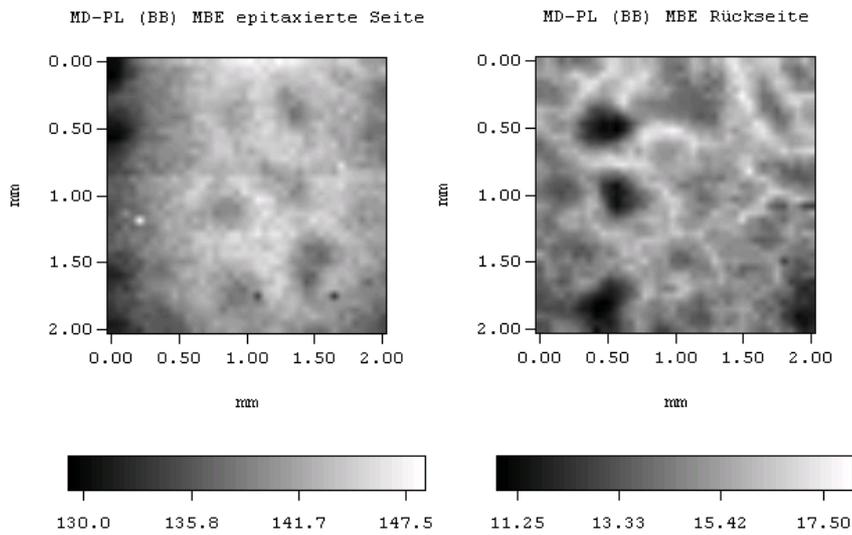


Abb. 5.23 MD-PL (BB) – Topogramme der epitaxiierten **(a)** links) und der Rückseite **(b)** rechts) des MBE-Wafers bei 300 K

6 MD-PICTS-Ergebnisse am SI GaAs und ihre Interpretation

6.1 EL2

6.1.1 Detektion des EL2 und Abhängigkeit von [Akzeptor] und ρ

Mit MD-PICTS im Temperaturbereich 300 – 480 K ist es, wie bereits in **Abb. 5.3** gezeigt, gelungen, den Defekt EL2 mit BB-Anregung nachzuweisen. Der Laserfokus wurde auf ca. 1 mm Durchmesser aufgeweitet, so dass mesoskopische Inhomogenitäten keinen Einfluss auf die Ergebnisse haben. Das Auftreten des Peaks wurde an verschiedenen Probenreihen mit charakteristischen Unterschieden in der Akzeptorkonzentration untersucht:

- Serie A: undotiert mit einer Akzeptorkonzentration (Kohlenstoff) von 2×10^{14} bis $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
- Serie B: dotiert mit einer Akzeptorkonzentration (Kohlenstoff) von 7.2×10^{15} bis $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- Serie C: dotiert mit einer Akzeptorkonzentration (Kohlenstoff und Zink) von 8.6×10^{15} bis $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- Serie D: dotiert mit einer Akzeptorkonzentration (Kohlenstoff und Zink) von 1.8×10^{16} bis $3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Abb. 6.1 zeigt die Spektren aller vier Serien in einem Diagramm.

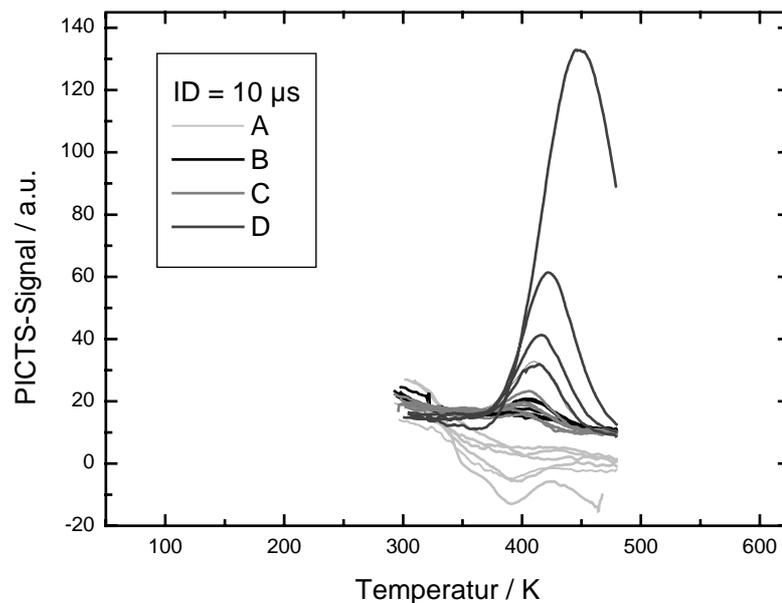


Abb. 6.1 Gesamtdarstellung der Serien A (hellgrau), B (schwarz), C (grau) und D (dunkelgrau)

Das Peakmaximum des EL2 liegt bei 430 ± 30 K. Der Peak wird sowohl mit einem rein positiven als auch mit einem rein negativen Vorzeichen gefunden. Auch der Übergangszustand, bei dem kein Peak beobachtet wird, tritt auf. Die Aktivierungsenergien können nur für die Proben der Serie D bestimmt werden, da ihre Peaks ausreichend hoch sind. Es werden Werte zwischen 0.53 und 0.72 eV bestimmt.

Nach den bisherigen Kenntnissen über PICTS sollte nur der einfach ionisierte Anteil des EL2, der EL2⁺, durch Füllen mit Überschusselektronen aus dem Leitungsband und anschließender thermisch angeregter Emission ins Leitungsband nachweisbar sein. Die Konzentration des EL2⁺ entspricht etwa der Akzeptorkonzentration. Deshalb wird in einer Darstellung der Höhe des EL2-PICTS-Peaks über der Akzeptorkonzentration mit einer eindeutigen Abhängigkeit gerechnet. Diese Erwartung wird bestätigt (**Abb. 6.2**, die Abb. enthält die Daten der schon in **Abb. 6.1** gezeigten Proben in den jeweiligen Farben und darüber hinaus einer weiteren umfangreichen Proben- und Datensammlung (Δ)). Die Peakhöhe nimmt mit zunehmender Akzeptorkonzentration zu. Die **Abbildungen 6.3** und **6.4** zeigen weiterhin einen deutlichen Zusammenhang zwischen der EL2-Peakhöhe und dem Kompensationsgrad des EL2 und der Lage des Fermi-Niveaus. In **Abb. 6.5** ist schließlich die Auftragung der Peakhöhe über dem spezifischen Widerstand zu sehen, was eine eindeutige Abhängigkeit ergibt, die wie die Abhängigkeiten in den **Abb. 6.2** bis **6.4** erstmalig nachgewiesen wurden.

Zwischen der Konzentration des EL2⁰ oder des EL2_{Gesamt} und der EL2-Peakhöhe wird kein Zusammenhang erwartet, wie er sich auch nicht ergibt (**Abb. 6.6, 6.7**).

Die gefundenen Abhängigkeiten sind wegweisend für die in der Zielstellung genannte Untersuchung der örtlichen Verteilung des EL2 mit MD-PICTS. Ein Topogramm der EL2-Peakhöhe wird die Verteilung der Akzeptoren, des spezifischen Widerstands, des Kompensationsgrads und der Lage des Fermi-Niveaus widerspiegeln, nicht aber des EL2.

In der Auftragung der Peakhöhe über der Akzeptorkonzentration ist das Auftreten negativer Peaks zunächst unerklärbar, da dies nach den bisherigen PICTS-Erkenntnissen bedeutet, dass weniger als kein EL2⁺ vorliegt, was ohne Sinn ist. Es fällt auf, dass negative oder sehr flache Peaks dann auftreten, wenn der EL2 überwiegend im neutralen Zustand, d.h. als EL2⁰, vorliegt. Dann ist die Probe zwar auch halbisolierend, das Fermi-Niveau liegt aber näher am Leitungsband und der spezifische Widerstand ist weniger hoch. Umso höher der Anteil des EL2⁺ gegenüber dem EL2⁰ wird, umso kleiner wird der negative Peak, um schließlich zu verschwinden und in einen positiven Peak überzugehen. Dabei fällt das Fermi-Niveau zum Valenzband und das Material wird deutlich hochohmiger. Wenn der höchste hier gemessene spezifische Widerstand erreicht ist, wird das Material nun deutlich p-leitend, d.h. der Widerstand sinkt wieder, der Peak wächst aber weiter an.

Die Beobachtung, dass negative Peaks immer dann auftreten, wenn die Konzentration des EL2⁰ diejenige des EL2⁺ deutlich überwiegt, führt zu der Hypothese, dass es sich hierbei nicht um Wechselwirkungen des positiv geladenen EL2⁺ mit Elektronen des Leitungsbands, sondern des neutralen EL2⁰ mit Löchern im Valenzband handelt. Diese Hypothese soll an den gemessenen

Photoleitungsverläufen während der optischen Anregung und der nachfolgenden „Dunkelzeit“ vertieft werden. **Abb. 6.8a** und **b** zeigen Puls- und Transientenverläufe für je eine Probe mit einem positiven bzw. einem negativen EL2-PICTS-Peak.

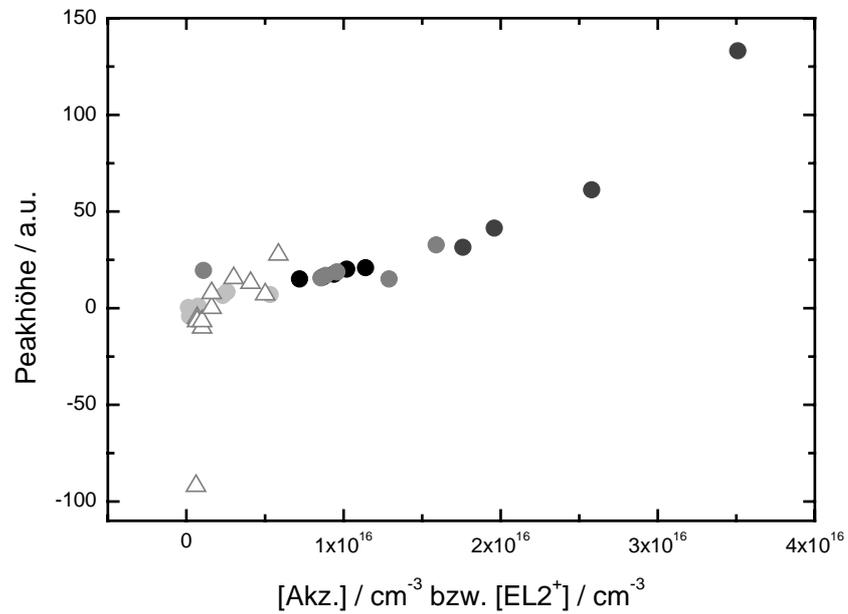


Abb. 6.2 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von Konzentration der Akzeptoren

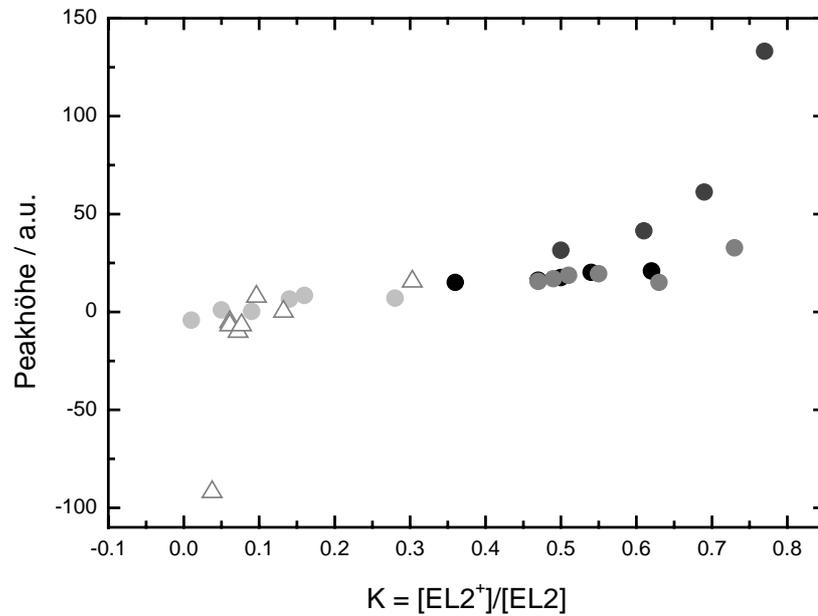


Abb. 6.3 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Kompensation des EL2

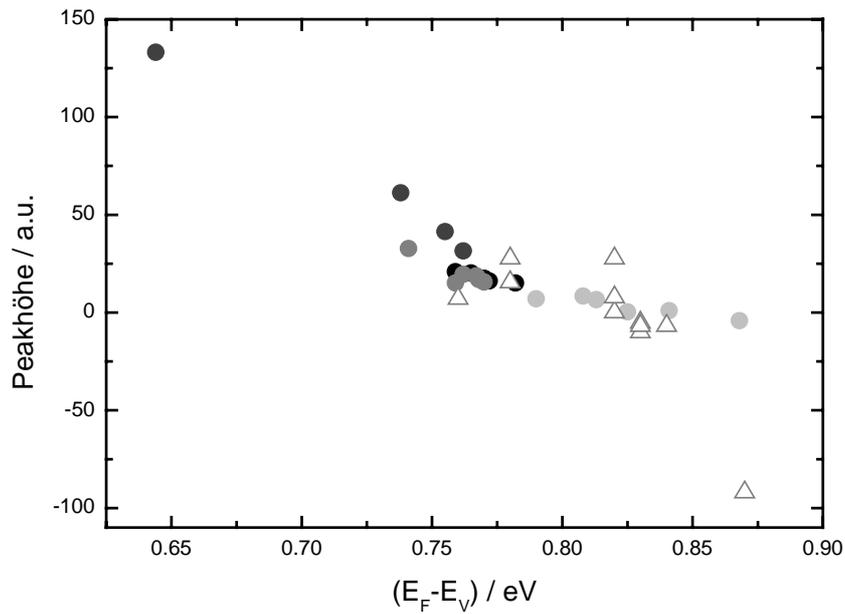


Abb. 6.4 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Lage des Fermi-niveaus

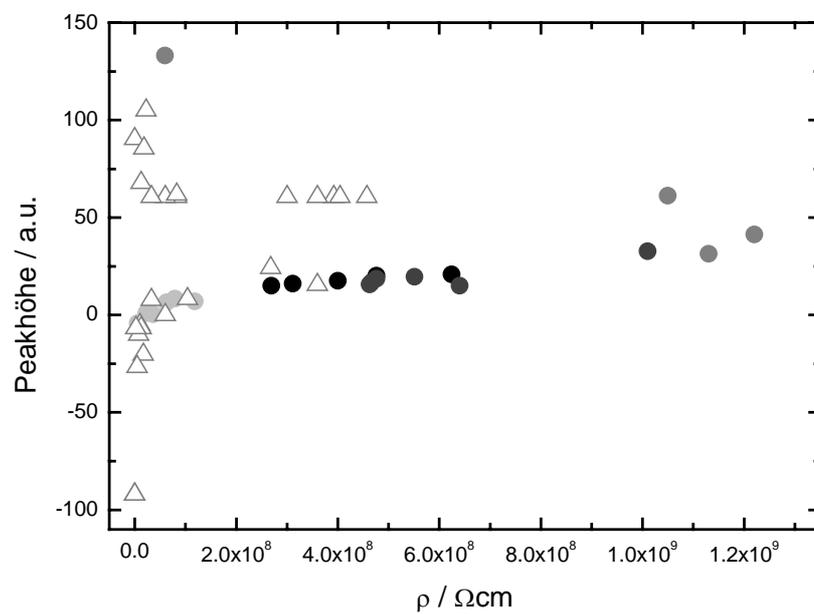


Abb. 6.5 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks vom spezifischen Widerstand

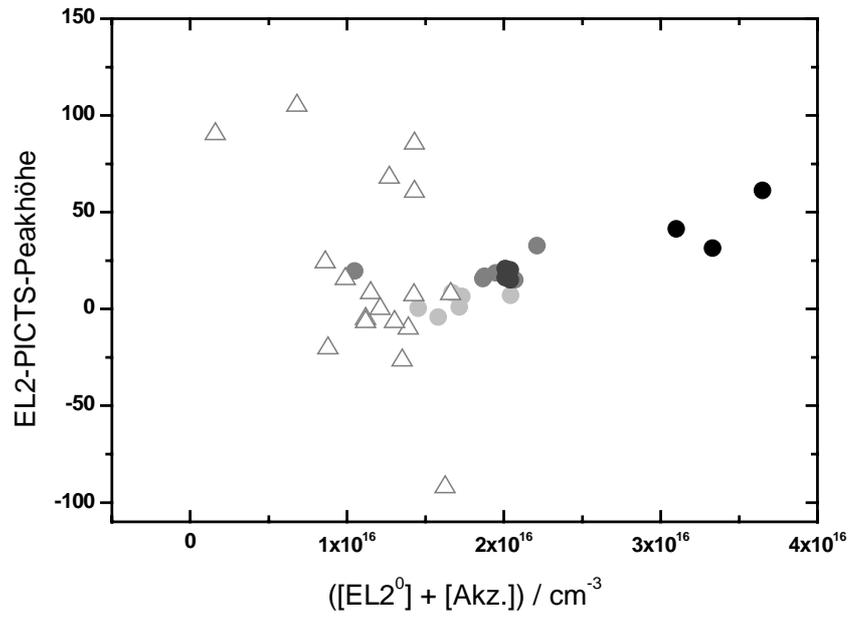


Abb. 6.6 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Konzentration des gesamten EL2

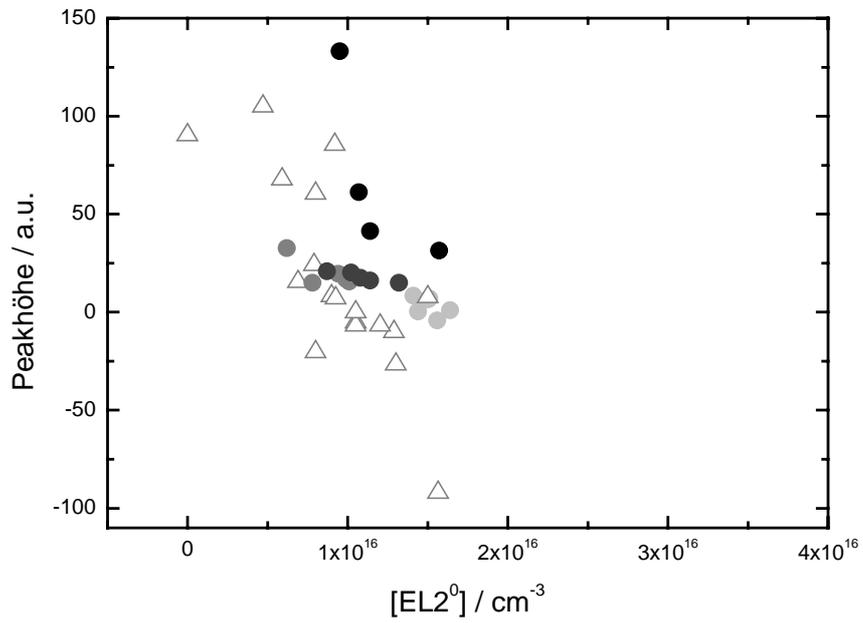


Abb. 6.7 Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Konzentration des EL2⁰

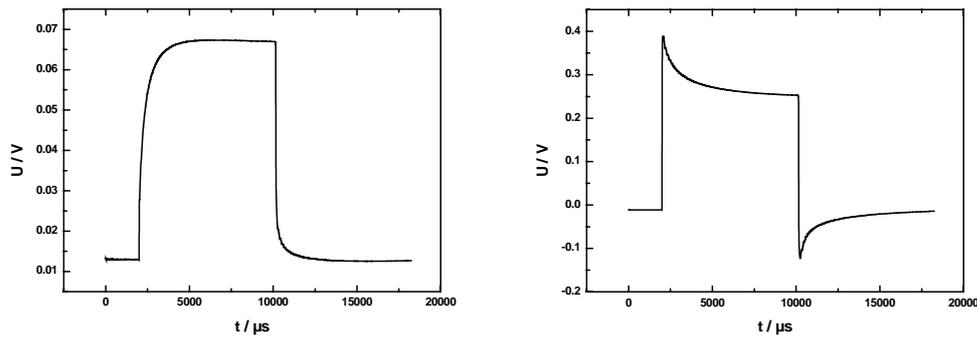


Abb. 6.8 Puls- und Transientenform einer Probe, die **a)** einen positiven und **b)** einen negativen EL2-Peak zeigt

Die Voraussetzung für das Entstehen eines positiven EL2-Peaks ist, dass die $EL2^+$ -Konzentration größer ist als die des $EL2^0$. Das Fermi-Niveau liegt zwar beim EL2, aber an der hinsichtlich des Valenzbandes unteren Grenze des Bereichs einiger meV, in dem das Fermi-Niveau durch diesen Defekt gepinnt ist. Die Probe ist hochohmig, die Grundleitfähigkeit daher gering. Bei BB-Anregung werden nun Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die Elektronen im Leitungsband werden vom ionisierten $EL2^+$ eingefangen. Auch eine anschließende Wechselwirkung des nun neutralen EL2 mit den Überschuss-Löchern im Valenzband ist wahrscheinlich. So stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Generation, Einfang und Emission je nach Temperatur und Rekombination ein. Weil der EL2 aber nach Einstellen dieses Gleichgewichts mit mehr Elektronen besetzt ist als vor der Beleuchtung, ist die Leitfähigkeit der Probe nun höher, die Photoleitung wächst. Wenn das Licht abgeschaltet wird, kommt es einerseits zu thermisch angeregter Emission von Elektronen aus dem Trap bzw. zum Einfang von Löchern aus dem Valenzband und damit zur Rekombination. Die teilweise ins Leitungsband freigelassenen Elektronen und die Abnahme der Überbesetzung des EL2 sorgen dafür, dass eine Ladungsträgertransiente gemessen werden kann, die positiv ist.

Im anderen Falle eines negativen EL2-Peaks liegt der Defekt im thermodynamischen Gleichgewicht hauptsächlich als $EL2^0$ vor. Das Fermi-Niveau ist leicht in Richtung Leitungsband verschoben, die Probe ist weniger hochohmig. Mit der Erzeugung von Überschuss – Elektron – Loch – Paaren beginnt der Einfang von Löchern durch den neutralen $EL2^0$. Auch hier kann es zur Reemission der Löcher oder zum Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband und damit zur Rekombination kommen. So wie aber im vorigen Fall nach Einstellen eines Gleichgewichts der EL2 mehr mit Elektronen besetzt war, so sind nun mehr Löcher – also weniger Elektronen – als vor der Anregung im Defekt gefangen. Damit sinkt das Fermi-Niveau zum Valenzband, die Probe wird etwas hochohmiger, die Photoleitung nimmt ab. Nach Abschalten des Lichts werden nun Löcher durch thermische Anregung aus dem Defekt zurück ins Valenzband emittiert bzw. Elektronen aus dem Leitungsband eingefangen, welche mit den Löchern rekombinieren. Damit wird aus $EL2^+$ wieder $EL2^0$, die Leitfähigkeit steigt wieder an. Eine negative Transiente ist entstanden.

Diese hier phänomenologisch beschriebenen Vorgänge werden im folgenden Unterkapitel anhand von Modellrechnungen bestätigt.

6.1.2 Ratengleichungen in Zusammenhang mit Modellvorstellungen zu PICTS-Prozessen

In Kap. 3.2 wurde ein System von Ratengleichungen zur Beschreibung von PICTS-Prozessen nach einer Arbeit von BRASIL u.a. [73] vorgestellt. Es berücksichtigt bereits Wechselwirkungen eines Defekts mit dem Valenzband. BRASIL u.a. verwendeten die Gleichungen noch nicht zur Simulation negativer PICTS-Peaks. Darüber hinaus nähern sie die Konzentration der freien Elektronen und Löcher bei hohen Temperaturen mit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration an. Damit wird das Gleichungssystem linear und kann exakt gelöst werden. In der vorliegenden Arbeit wird es unter Verzicht dieser Näherung numerisch gelöst. Die Startwerte der Konzentration freier Löcher und Elektronen ergeben sich aus den Gleichungen 2.3 und 2.4 nach LOOK [129]. Der Anfangswert der im Trap gefangenen Elektronen wird nach der Fermi-Besetzungsstatistik berechnet. In die Bestimmung der Lage des Fermi-Niveaus gehen nach Kap. 2.3 die Konzentrationen der wichtigsten Defekte EL2, Sauerstoff, Kohlenstoff, Zink und Silizium ein. Damit werden die Startwerte für n , p und n_T im Vergleich zur Arbeit von BRASIL u.a. sehr präzise und realitätsnah vorgegeben.

Das Differentialgleichungssystem hat den Nachteil, dass es keinen Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts definiert, in den es nach einem Eingriff naturgemäß zurückkehren muss. Deshalb bedarf die Modellierung des Zeitraums der Lichtabschaltung neben der Angabe der Startwerte auch der Vorgabe von Endwerten, was in dem für diese Arbeit entwickelten Rechenprogramm nicht möglich war. Aus diesem Grund kann lediglich der Anregungspuls simuliert werden, d.h. bei den simulierten PICTS-Spektren handelt es sich um Rise-Spektren. Sie erhalten durch Vergleiche von Decay- und Rise-Auswertungen (siehe Kap. 5.2) ihre Berechtigung. Lage und Anzahl der Peaks stimmen in beiden Auswertemöglichkeiten überein.

Probe	$[\text{EL2}^0] / \text{cm}^{-3}$	$[\text{Akz.}] / \text{cm}^{-3}$	$(E_C - E_F) / \text{eV}$	$K = [\text{EL2}^+] / [\text{EL2}_{\text{Gesamt}}]$
A1	1.56 E+16	2.00 E+14	0.652	0.01
B1	1.32 E+16	7.20 E+15	0.738	0.36
C6	6.20 E+15	1.59 E+16	0.779	0.73
D4	9.50 E+15	3.51 E+16	0.876	0.77

Tab. 6.1 EL2-Konzentration, Akzeptorkonzentration, Lage des Fermi-Niveaus und Kompensationsgrad von fünf ausgewählten Proben der Serien A-D [130]

Die Berechnung der PICTS-Spektren mit Hilfe der numerischen Lösungen der Ratengleichungen wurde für alle Proben der Serien A bis D sowie einige weitere, für die konkrete Konzentrationsangaben bezüglich EL2, Kohlenstoff, Zink und Sauerstoff vorlagen, durchgeführt. Die Startwerte wurden wie bereits oben beschrieben bestimmt. Die Einfangquerschnitte des EL2 in den Rechnungen betragen $\sigma_n = 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2}$ und $\sigma_p = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}$. Die Rechnungen wurden lediglich für den relevanten Temperaturbereich zwischen 200 und 450 K durchgeführt. Für die Lebensdauer wurden 0.5 ns angenommen. Die Konzentration des EL2 ergab sich aus NIR-EAT-Konzentrationsbestimmungen des EL2⁰, addiert zur Akzeptorkonzentration. Die simulierten Spektren für vier beispielhaft ausgewählte Proben aus dieser Sammlung sind in **Abb. 6.9** gezeigt. Die Parameter dieser Proben fasst **Tab. 6.1** zusammen, sie wurden durch KRETZER [130] ermittelt. Die Lage des Fermi-Niveaus wurde dabei nach Kap. 2.3 bestimmt. Die im Experiment erhaltenen Decay-PICTS-Spektren stellt **Abb. 6.10** dar. Probe A1, deren Fermi-Niveau am nächsten am Leitungsband liegt und bei welcher der EL2 quasi vollständig in Form des EL2⁰ vorliegt, zeigt in Experiment und Modell einen negativen EL2-PICTS-Peak. Bei Probe D4 sind dagegen mehr als 75 % des EL2 kompensiert, das Fermi-Niveau befindet sich weiter vom Leitungsband entfernt. Hier ist der PICTS-Peak des EL2 im Experiment wie auch im Modell deutlich positiv. Die beiden übrigen Proben geben Zwischenschritte dieser Umkehr des Peakvorzeichens wieder. **Abb. 6.11** zeigt die Korrelation der gemessenen mit den simulierten EL2-PICTS-Peakhöhen. Die grau markierten Punkte repräsentieren die vier näher betrachteten Proben. Es ergibt sich eine klare Tendenz. Abweichungen von der Fit-Geraden sind mit Startwerten der Simulation zu erklären, die aufgrund der einen oder anderen fehlenden Konzentrationsangabe der Defekte bzw. Dotierstoffe nicht 100%ig exakt bestimmt wurden.

Auch die im Experiment beobachtete Verschiebung des EL2-PICTS-Peakmaximums auf der Temperaturachse mit zunehmender Kompensation des EL2 kann mit Hilfe der Ratengleichungen simuliert werden. **Abb. 6.12** zeigt die Korrelation von Messung und Modell. Auch hier repräsentieren die graumarkierten Punkte die in **Tab. 6.1** näher spezifizierten Proben.

Mit den berechneten Peakhöhen kann ebenfalls eine Abhängigkeit vom spezifischen Widerstand bestimmt werden (**Abb. 6.13**). Diese Abbildung ist mit den experimentellen Daten in **Abb. 6.5** gut vergleichbar.

Die PICTS-Simulation mit Ratengleichungen hat nicht das Ziel, gemessene Spektren exakt anzufitten, weshalb Peaküberlagerungen, wie sie z.B. in Probe A1 auftreten, im Modell nicht wiedergefunden werden. Die Simulationen bestätigen aber die neue Hypothese - nur durch eine unterschiedliche Lage des Fermi-Niveaus im thermodynamischen Gleichgewicht und damit einer verschiedenen Ausgangsbesetzung des EL2 ist es möglich, positive oder negative EL2-Peaks zu messen.

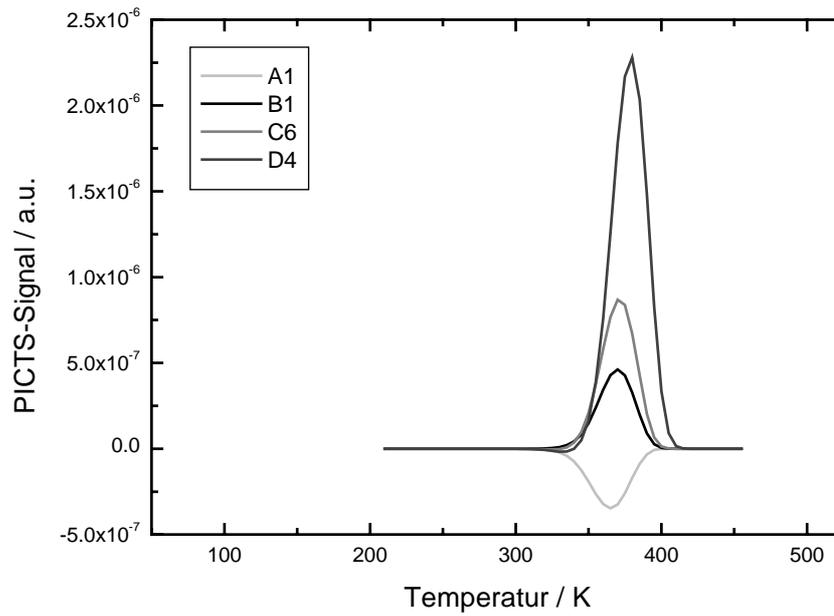


Abb. 6.9 Simulationsrechnungen an vier verschiedenen realen Proben (Rise-PICTS)

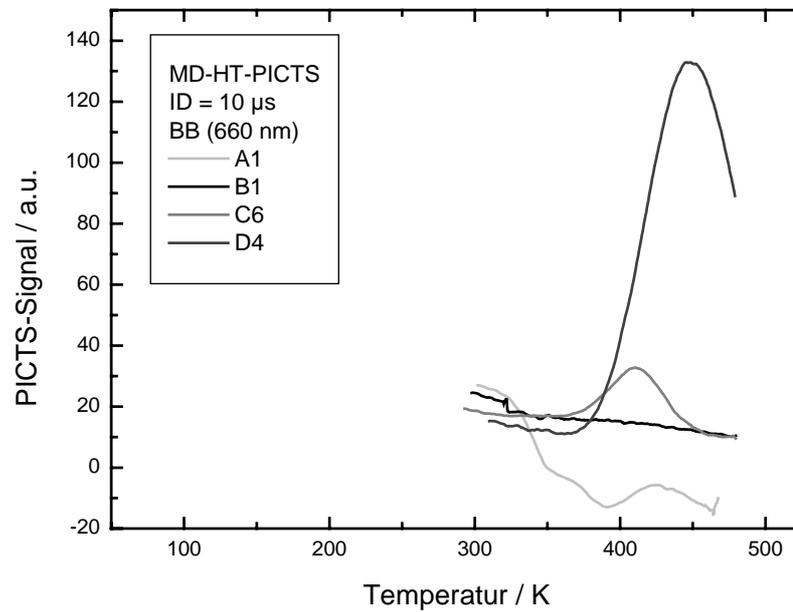


Abb. 6.10 Gemessene Spektren (Decay-PICTS) der in **Abb. 6.9** simulierten Proben

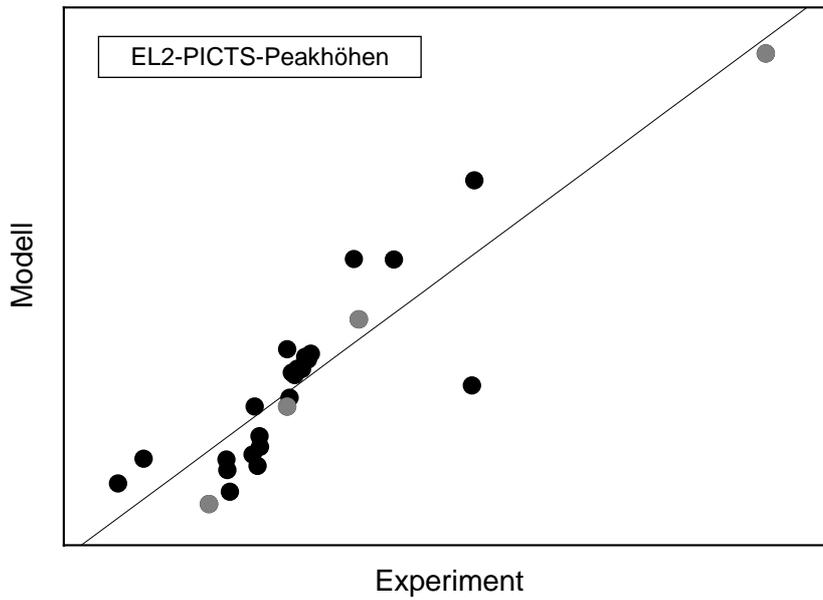


Abb. 6.11 Korrelation der gemessenen mit den simulierten EL2-PICTS-Peakhöhen; die grau markierten Punkte sind die Peakhöhen der Proben in **Tab. 6.1**

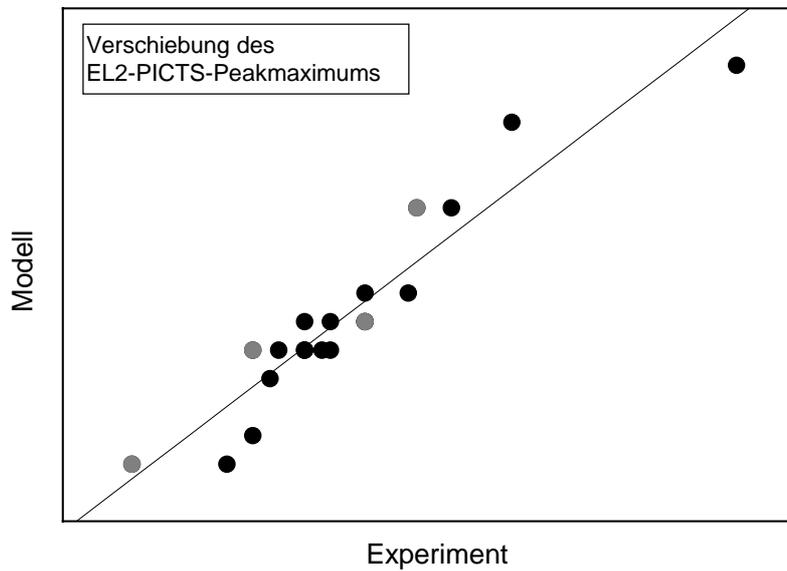


Abb. 6.12 Korrelation der Verschiebung des EL2-PICTS-Peakmaximums auf der Temperaturachse; die grau markierten Punkte sind die Peaklagen der Proben in **Tab. 6.1**

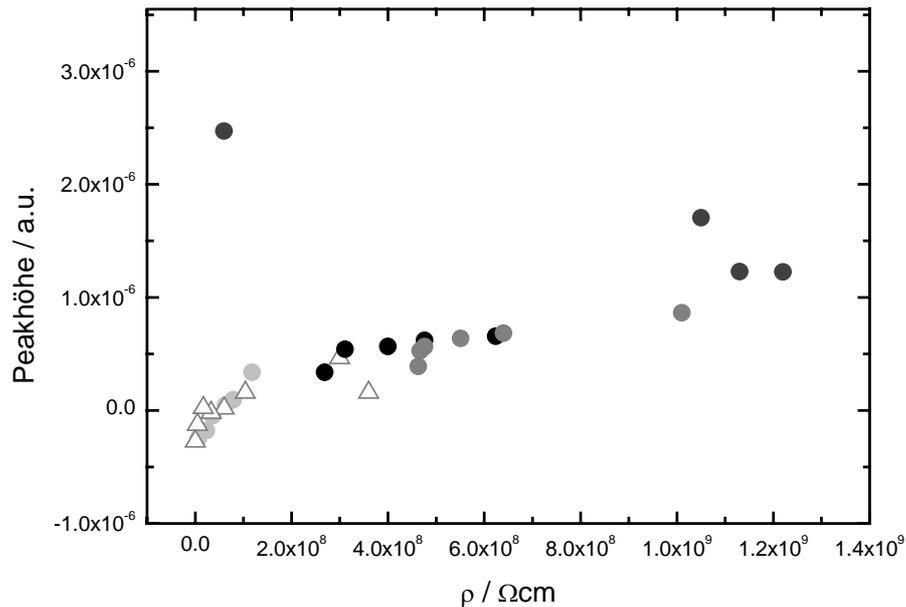


Abb. 6.13 Abhängigkeit der simulierten EL2-Peakhöhen der Serien A-D und einiger weiterer Proben vom spezifischen Widerstand; der experimentelle Verlauf (**Abb. 6.5**) wird gut wiedergegeben

6.2 EL3

6.2.1 Untersuchung des EL3 mit MD-PICTS

Es wurden über das Volumen integrierende MD-PICTS-Messungen an einer kleinen Probenserie mit verschiedenen Sauerstoffgehalten durchgeführt, um festzustellen, ob es einen Zusammenhang zwischen dem Sauerstoffgehalt und dem EL3-MD-PICTS-Peak gibt. Die Probenparameter sind in **Tab 6.2** zusammengefasst. Vier der fünf Proben sind mittelohmig, Probe 1 ist halbisolierend. Die Proben 2, 3 und 4 entstammen einem Kristall mit einem Sauerstoffgradienten.

Abb. 6.14 zeigt die mit MD-PICTS erhaltenen Spektren dieser Proben. Die Messungen wurden zwischen ca. 115 und 340 K durchgeführt. Für die optische Anregung wurde ein nicht fokussierbarer IR-Laser der Wellenlänge 975 nm genutzt. Puls- und Transientenlänge betragen jeweils 1000 μs . Der EL3-Peak ist für alle Proben außer für 1 und 4 rein negativ. Bei Probe 4 kann man eine positive und eine negative Komponente beobachten, bei Probe 1 nur eine positive.

Abb. 6.15 zeigt die Abhängigkeit der ermittelten Peakhöhe von der Sauerstoffkonzentration. Es ist keine klare Abhängigkeit erkennbar. In **Abb. 6.16** ist die Peakhöhe des EL3 dagegen analog den am EL2 gewonnen Erkenntnissen über dem spezifischen Widerstand aufgetragen. Hier gibt es eine klare Tendenz. Je niederohmiger die Probe wird, desto negativer wird ihr PICTS-Signal. Die Abhängigkeit zeigt wie bereits beim EL2 einen steilen und einen flachen Anstieg [131].

Die Konsequenzen sind nun folgende: Aussagen aus PICTS-Messungen zum Sauerstoffgehalt sind mit Vorsicht zu betrachten. Ein MD-PICTS-Topogramm der EL3-Peakhöhe sagt nicht unmittelbar etwas über die Verteilung des EL3 bzw. Sauerstoffs aus, wie es auch bereits beim EL2 der Fall ist. MD-PICTS-Topogramme sind damit also für alle Defekte, die sich in der Nähe des Fermi-Niveaus befinden, für eine Aussage hinsichtlich ihrer örtlichen Verteilung ohne Sinn. Für Defekte wie den EL6, dessen Niveau in SI-GaAs weit genug vom Fermi-Niveau entfernt liegt, so dass seine Besetzung durch E_F nicht beeinflusst wird, sind Untersuchungen ihrer Verteilung mit MD-PICTS möglich.

Probe	n / cm^{-3}	$\rho / \Omega\text{cm}$	$[\text{O}_{\text{As}}] / \text{cm}^{-3}$	$E_A \text{ (neg.)} / \text{eV}$
1	1.03×10^8	1.05×10^7	4.0×10^{13}	
2	1.87×10^{11}	5.26×10^3	4.4×10^{14}	1.29
3	2.57×10^{11}	3.21×10^3	1.0×10^{15}	1.60
4	1.09×10^{11}	9.60×10^3	5.6×10^{15}	1.26
5	5.48×10^{11}	1.58×10^3	7.0×10^{15}	nicht bestimmbar

Tab. 6.2 Parameter einer Probenserie mit verschiedenen Sauerstoffgehalten

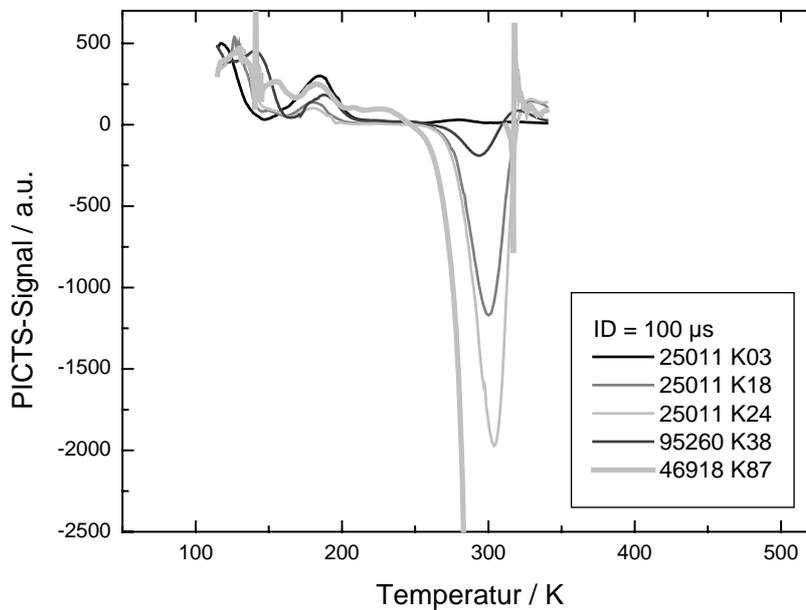


Abb. 6.14 MD-PICTS-Spektren der in Tab. 6.2 zusammengestellten Proben-Serie

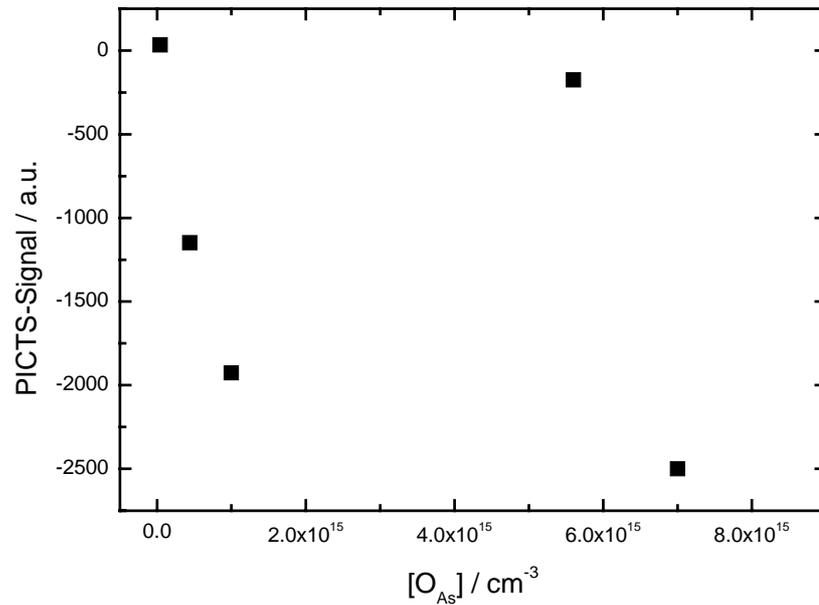


Abb. 6.15 Abhängigkeit der MD-PICTS-Peakhöhe des EL3 von der Sauerstoffkonzentration

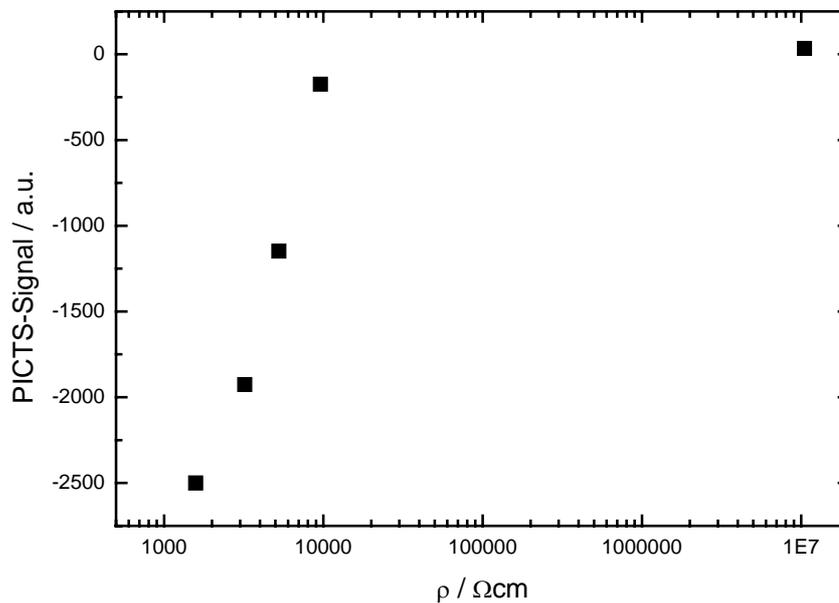


Abb. 6.16 Abhängigkeit der MD-PICTS-Peakhöhe des EL3 vom spezifischen Widerstand

6.2.2 Detektion eines negativen EL3 und EL2 an einer Probe

In Kap. 3.5.5 sind eine Vielzahl zum Phänomen des negativen Peaks entwickelten publizierten Hypothesen und Modelle zusammengefasst worden. Im Rahmen dieser Zusammenfassung wurde erwähnt, dass negative Peaks im Temperaturbereich des EL2 oder des EL3 gemessen wurden, nie

jedoch beide gleichzeitig. Dies ist an einer im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Probe gelungen. Sie liegt mit einem spezifischen Widerstand von $2 \times 10^5 \Omega\text{cm}$ und einer Ladungsträgerkonzentration von $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ im halbisolierend – mittelohmigen Übergangsbereich. Ihre Beweglichkeit wurde mit $2800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bestimmt. Die Sauerstoffkonzentration nach LVM hat etwa einen Wert von $1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Die Probe wurde mit MD-PICTS im Temperaturbereich 300 – 480 K untersucht. Die HT-PICTS-Messung ist auf Proben mit maximal dieser Leitfähigkeit beschränkt. In noch leitfähigerem Material ist die Eigenleitung bei Raumtemperatur bereits so hoch, dass die Anregungsintensität des verwendeten Lasers nicht ausreicht, genügend hohe Photoleitung zu erzeugen. Die Probe 4, mit der in **Abb. 6.17** Probe 6 verglichen wird, ist dafür ein Beispiel. Hier erreichte die Photoleitung ab 400 K so minimale Werte, dass der EL2 nicht mehr detektiert werden konnte. Der Vergleich zwischen beiden Proben wurde durchgeführt, um zu beweisen, dass es sich bei dem ersten negativen Peak in Probe 6 tatsächlich um den EL3 handelt. Die Übereinstimmung mit dem negativen EL3 der Probe 4, der auch schon in **Abb. 6.14** eindeutig dem EL3 zugeordnet wurde, ist als Beweis zu betrachten.

An den negativen EL3 schließt sich in Probe 25011 K12 ein weiterer, breiter, negativer Peak an. Er hat eine Aktivierungsenergie von 0.77 eV.

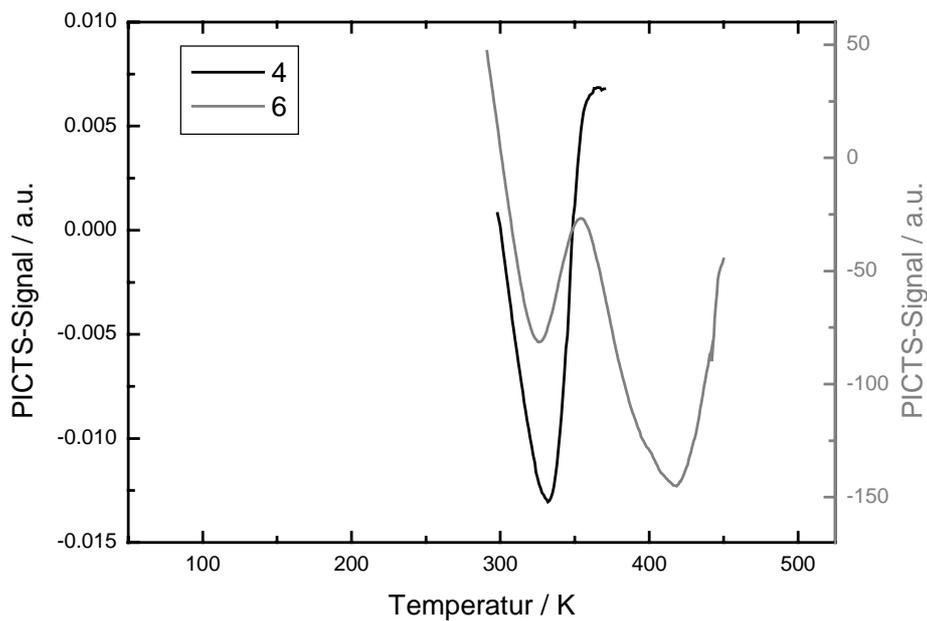


Abb. 6.17 MD-PICTS-Spektren (BB) der Proben 4 und 6

Die gleichzeitige Detektion eines negativen EL2 und EL3 in einer Probe geeigneten spezifischen Widerstands ist ein weiterer Hinweis auf die im Rahmen der EL2-Untersuchung aufgestellte Hypothese zum negativen Peak, nämlich dass sein Auftreten von der Lage des Fermi-Niveaus abhängig ist.

Abb. 6.18 zeigt eine PICTS-Simulation auf Basis der Ratengleichungen für das gleichzeitige Vorhandensein von EL2 und EL3 bei verschiedenen Fermi-Niveau-Lagen an einer fiktiven Probe. Die Simulationen wurden analog zu denjenigen in Kap. 6.1.1.2 durchgeführt, die Lage des Fermi-Niveaus allerdings nicht auf der Basis realer Konzentrationsangaben der Defekte berechnet, sondern ausgewählt und festgesetzt. Befindet sich das Fermi-Niveau 0.90 eV unter der Leitungsbandkante, so werden sowohl der EL2 als auch der EL3 als positive Peaks detektiert. Je weiter das Fermi-Niveau in Richtung Leitungsband steigt, desto mehr geht erst der EL2 und dann auch der EL3 in den negativen Peak über. Ab einer Position des Fermi-Niveaus von 0.68 eV unter der Leitungsbandkante sind beide negativ.

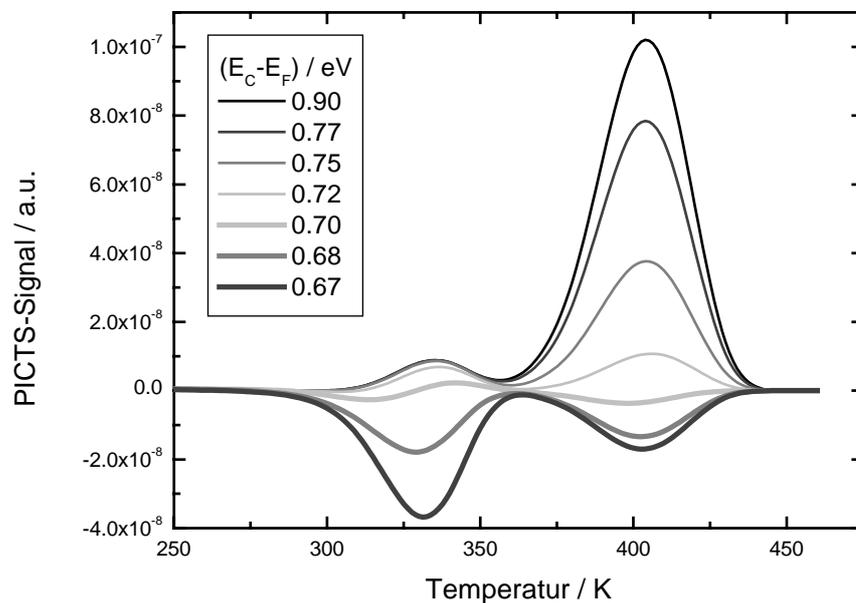


Abb. 6.18 Ratengleichungssimulation an einer fiktiven Probe, die EL2 und EL3 enthält, bei verschiedener Lage des Fermi-Niveaus

6.3 EL6

6.3.1 Der EL6 als DX-Zentrum bzw. Abhängigkeit seiner Sättigung von der Beleuchtungsdauer

Wie in Kap. 2.2.2 bereits erwähnt, wird in der Literatur die Identität des EL6 als ein DX-Zentrum mit Negativ-U-Eigenschaften diskutiert. Diese anhand von DLTS -Messungen aufgestellte Hypothese ist im Rahmen dieser Arbeit mit eigenen MD-PICTS-Messungen überprüft worden:

Eine halbisolierende Probe wurde mit folgenden Pulsdauern untersucht: 1 μ s, 500 μ s, 1 ms und 5 ms. Die erhaltenen normierten PICTS-Spektren zeigt **Abb. 6.19**. Die Messung der Anregungsdauer 1 μ s konnte nur im Temperaturbereich 100 bis 200 K ausgewertet werden. Außerhalb dieser Region überwog aufgrund der kurzen Anregung der Rauschanteil in den

Transienten. Bei etwa 150 bis 160 K wird aber ein deutlicher Peak gefunden, dessen Aktivierungsenergie leider nicht bestimmbar ist. Der EL6, der bei etwa 180 – 190 K erwartet wird, fehlt. Bei einer Pulslänge von 500 μs nimmt das Spektrum bereits völlig andere Formen an. Der eben noch gefundene Peak bei 150 bis 160 K wird nicht beobachtet, stattdessen ein neuer Peak bei tieferer Temperatur – EL7, EL8 oder EL9. Im weiteren werden der EL6 und ein dem EL6 von der Intensität her gleicher EL5, dessen Breite sicher auch auf eine Überlagerung mehrerer Defekte zurückzuführen ist, gefunden. Bei weiterer Verlängerung des Anregungspulses auf 1 bzw. 5 ms bleibt die Höhe des EL6 nahezu unverändert, der EL5 dagegen nimmt ab.

Im Vergleich mit dem in [88] aufgestellten Modell ist also zunächst die Beobachtung eines intensiven EL7 bei sehr kurzen Anregungen korrekt. Anschließend nimmt die Höhe dieses Peaks wie erwartet ab. Der EL6 sollte sein Maximum bei 1 ms Anregungsdauer erreichen, was er auch in etwa tut. Er nimmt bei weiter verlängerter Anregung aber nicht wie erwartet ab. Ebenso zeigt der EL5 keine Zunahme mit zunehmender Pulsdauer.

Die Hypothese der Multilevel-Struktur kann damit durch die MD-PICTS-Messungen nicht bestätigt werden. Die Zu- bzw. Abnahme der Peakhöhen der untersuchten Defekte ist einzig auf ihre Sättigung zurückzuführen. Die **Abbildungen 6.20 bis 6.23** zeigen die zu den einzelnen Anregungslängen gehörenden ID-normierten Spektren. In Kap. 3.4 wurde erläutert, dass aus dem Produkt ID-Zeit und PICTS-Signalhöhe abgelesen werden kann, ob der Defekt gesättigt wurde. Dann muss das Produkt für mehrere ID-Zeiten konstant sein. Bei der Pulslänge 1 μs kann nicht einmal der einzig beobachtbare Peak – wohl der EL7 – gesättigt werden. Bei 500 μs Anregungslänge sind

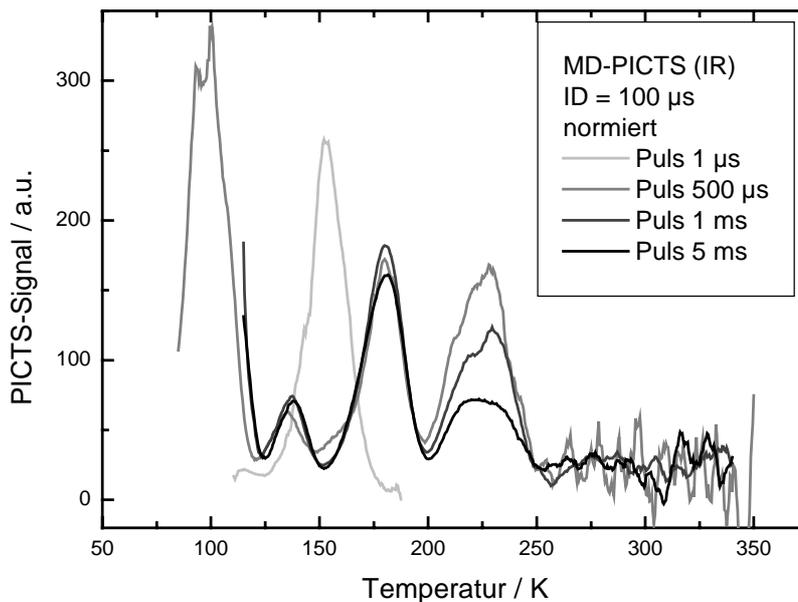


Abb. 6.19 MD-PICTS-Spektren (IR) an einer SI-GaAs-Probe zur Überprüfung der Hypothese einer Multilevel-Struktur des EL6

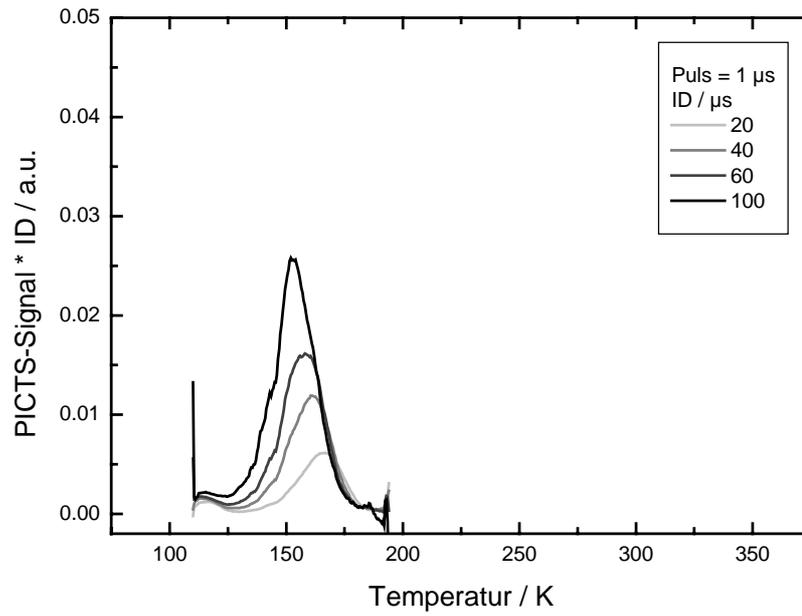


Abb. 6.20 ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 1 µs

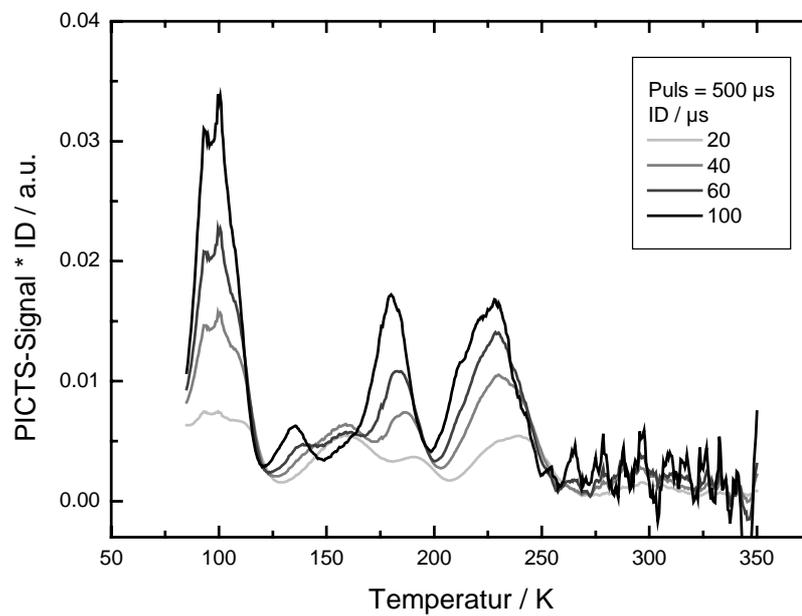


Abb. 6.21 ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 500 µs

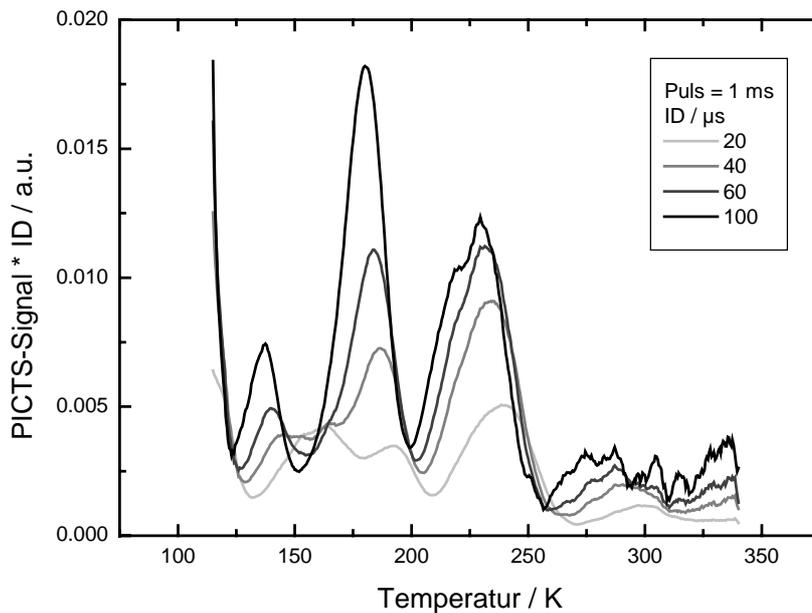


Abb. 6.22 ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 1 ms

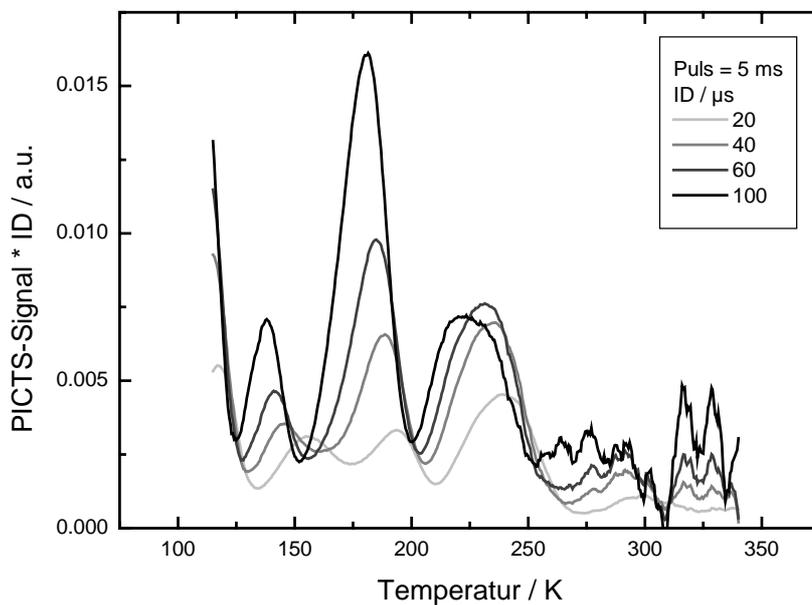


Abb. 6.23 ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 5 ms

sowohl der EL6 als auch der EL5 mutmaßlich ungesättigt. Bei einem Puls von 1 ms kann man bei hohen ID bereits eine leichte Verringerung der Zuwachsraten des Produkts PICTS-Signal * ID des EL5 erkennen. Der Defekt beginnt, in die Sättigung überzugehen. Für den EL6 ist dies nicht der Fall. Bei einer Pulslänge von 5 ms ist das ID-normierte PICTS-Signal des EL5 schließlich konstant in seiner Höhe. Der EL5 ist damit quasi gesättigt. Der EL6 aber ist es immer noch nicht.

Der Reihenfolge der Levelfüllung $EL7 \rightarrow EL6 \rightarrow EL5$ kann damit also klar widersprochen werden. Damit ist in Frage gestellt, dass es sich beim $EL6$ um ein DX-Zentrum mit Negativ-U-Eigenschaften handelt.

6.4 Kupfer

6.4.1 Nachweis von Kupfer im Volumen

Die Untersuchungen MD-PICTS an Kupfer wurden an Probenmaterial aus der Dissertation von T. STEINEGGER [60] durchgeführt. Es wurden die TT-Anlage und IR-Anregung verwendet. STEINEGGER hatte – noch mit konventioneller PICTS – sechs Defekte gefunden, die einen Zusammenhang zur Kupferkonzentration aufwiesen.

Die für die MD-PICTS-Messungen ausgewählten Proben und ihre elektrischen Parameter sind in **Tab. 6.3** zusammengestellt. Die Kupfer-Konzentrationen liegen zwischen 5×10^{15} und $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die Proben entstammen einem Kristall mit einem Kupfergradienten. Am Kopf ist die Kupferkonzentration am höchsten.

Probe	n / cm^{-3}	$\rho / \Omega\text{cm}$	$\mu / \text{cm}^2/\text{Vs}$
K03	1.26 E+07	4.74 E+08	1043
K06	9.39 E+06	4.08 E+08	1631
K08	9.69E+06	1.51 E+08	4261
K10	1.92 E+07	5.84 E+07	5565

Tab. 6.3 Mit MD-PICTS untersuchte Kupfer-dotierte Proben nach [60] und ihre elektrischen Parameter

Es wurden die in **Abb. 6.24** dargestellten MD-PICTS-Spektren gemessen. Aufgrund der Hochohmigkeit der meisten der Proben nimmt das Rauschen im Spektrum zu hohen Temperaturen hin stark zu, da Anregungslänge und –intensität nicht mehr ausreichen, genügend Elektronen aus dem stark kompensierten $EL2$ zu generieren. Deshalb kann lediglich ein in [60] gefundener Kupferpeak bei niedrigen Temperaturen zweifelsfrei identifiziert werden. Er liegt unmittelbar vor dem $EL6$ und dominiert über diesen in der kupferreichsten Probe – K03. Mit der Abnahme des Kupfers nimmt der kupferrelevante Peak ab und der $EL6$ wächst an. Die Aktivierungsenergie wird im Mittel mit 0.25 eV bestimmt. Der Literaturwert liegt mit 0.14 eV leider deutlich darunter. Eine Fehlerquelle ist hier sicher die Kürze der Transienten, die nur kurze ID zulassen. Erst bei höheren ID werden eventuell vorhandene Überlagerungen aufgelöst.

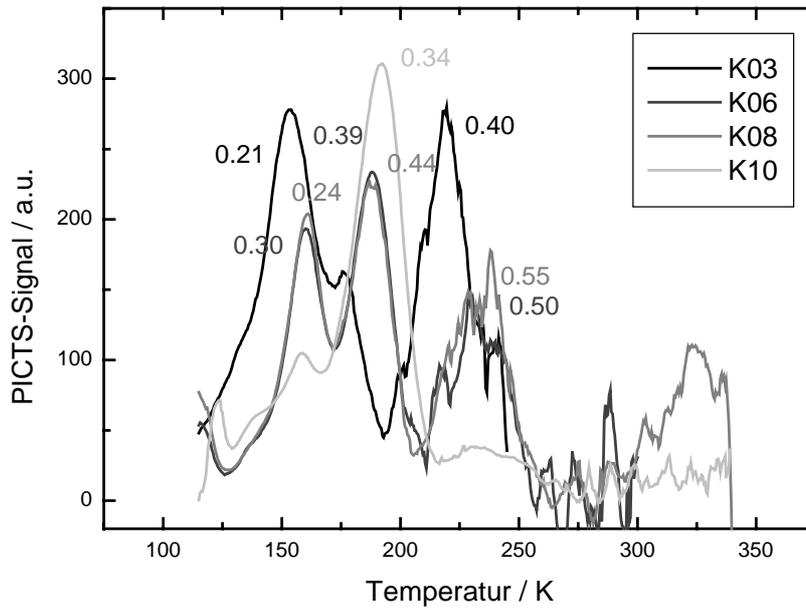


Abb. 6.24 MD-PICTS- Spektren nach IR-Anregung an kupferdotiertem GaAs

7 Wafertempem

Neben dem Kristalltempem zur Spannungsrelaxation, Homogenisierung und Einstellung des (intrinsischen) Defektinventars von SI GaAs wurde auch das Tempem einzelner Wafer untersucht, das es zusätzlich ermöglicht, die Stöchiometrieabweichung in einer oberflächennahen, diffusionskontrollierten Zone über den As-Partialdruck in der Umgebung zu kontrollieren [105, 132]. Das kann genutzt werden, um in dieser Zone durch eine selektive As-Extraktion As-Ausscheidungen teil- oder vollständig aufzulösen. As-Ausscheidungen sind die Ursache sogenannter COP's, worunter Lichtstreucentren, d. h. lokale topologische Störungen auf der Oberfläche polierter Wafer verstanden werden, die beispielsweise die Epitaxie stören können und daher in ihre Anzahl kunden- und problembezogenen Spezifikationen genügen müssen.

Die Dichte und Verteilung der As-Ausscheidungen kann bequem mit der Methode der Laser-Scattering –Tomographie (LST) untersucht werden. Schwieriger ist es, den Defekthaushalt in der oberflächennahen Zone wafergetemperter Wafer zu analysieren. Zu erkunden war, inwieweit MD-PL- und MD-PICTS-Messungen mit BB-Anregung hierfür geeignet sind. Dabei stand der EL2 im Zentrum des Interesses, weil ein Auflösen von As-Präzipitaten einen Einfluss auf diesen Defekt vermuten ließ. Die Tiefenverteilung des EL2 sollte also untersucht werden. Auch bezüglich weiterer Störstellen war festzustellen, wie sie durch das Wafertempem beeinflusst werden.

Die Untersuchungen erfolgten an Wafern, die im gesägt/geätzten Zustand unter Inertgasatmosphäre (Langmuir-Typ) bei 800-1100 °C getempert wurden [133].

7.1 MD-PL und MD-PICTS des EL2

Die Untersuchung der Veränderung der oberflächennahen Zone eines Wafers durch das Wafertempem wurde an nach dem Tempem keilförmig geätzten Proben durchgeführt. Die Skizze einer so präparierten Probe zeigt **Abb. 7.1**. Ihre Gesamtgröße beträgt 30 x 15 mm², während des Ätzens waren Randstreifen von 5 mm Breite auf je einer Längs- und Querseite abgedeckt. Der Keil hat eine Tiefe von etwa 120 µm. Es werden die Ergebnisse der Messungen an Wafer 98606 K03, zu dem 96318 K43-4 als Referenz verwendet wurde, dargestellt. Aus den Wafern sind jeweils entlang dem Durchmesser fünf Proben extrahiert worden (**Abb. 7.2**). Damit sollte untersucht werden, ob das Wafertempem gleichmäßig über den gesamten Wafer geschieht.

Zunächst wurden mit dem Topographie-Messplatz (Abb. 4.2, Kap. 4.2) MD-PL- (**Abb. 7.4**) und MD-PICTS- (**Abb. 7.5**) Linescans bei 300 K längs der Probe aufgezeichnet (**Abb. 7.3**). Dafür wurde BB-Anregung verwendet, der Laser war fokussiert. Die Abbildungen zeigen die Signale des tatsächlich geätzten Probenbereichs.

Ab einer Keiltiefe größer als 40 μm und tiefer (oberflächenfern) sind Photoleitung und PICTS-Signal sehr gering. Nach den Überlegungen in Kap. 5.3.2 sind hier der spezifische Widerstand hoch und die Lebensdauer der Überschussladungsträger klein. Bei geringerer Keiltiefe (oberflächennah) steigen sowohl Photoleitung als auch PICTS-Signal sehr stark an.

Die fünf Proben des Wafers 98606 K03 unterscheiden sich nur unwesentlich. Probe a ist kürzer als b-e, weshalb der starke Anstieg hier fehlt. Die Referenzprobe zeigt keine Erhöhung der Photoleitung oder eines PICTS-Signals über ihren Keil durch die Oberflächenschicht. Zu welchem Defekt das bei 300 K in den wafergetemperten Proben gemessene PICTS-Signal gehört, lässt sich nicht eindeutig sagen, üblich wäre das Auftreten des EL3.

An den in **Abb. 7.1** mit einem Rechteck und einem Kreis markierten Punkten wurden defokussierte MD-PICTS-Messungen zwischen 300 und 480 K durchgeführt. Für diese Messungen war eine Probengröße von 12 x 12 mm² erforderlich, die gestrichelten Linien in **Abb. 7.1** symbolisieren die Bruchkanten. Die erhaltenen MD-PICTS-Spektren des Wafers 98606 K03 sind in **Abb. 7.6** dargestellt. Die Spektren tragen die den Messpunkten entsprechenden Farben grau (oberflächenfern) und schwarz (oberflächennah). Auch hier gibt es im radialen Vergleich der fünf Proben keine auffälligen Unterschiede. Oberflächenfern ist der EL2 positiv, aber relativ klein. Oberflächennah gibt es bei 300 K eine sehr ausgeprägte Peakflanke und bei 440 K einen deutlich höheren EL2-Peak. Nach Kap. 6.1.1 bedeutet dies, dass der oberflächennahe Bereich entweder hochohmiger ist oder bereits ins p-leitende übergeht, was zwei Ursachen haben kann: Zum einen könnte die absolute Konzentration des EL2 durch die Extraktion des As verringert worden sein. Bei gleichbleibender Konzentration des Akzeptors und auch eventueller weiterer Donatoren ist nun

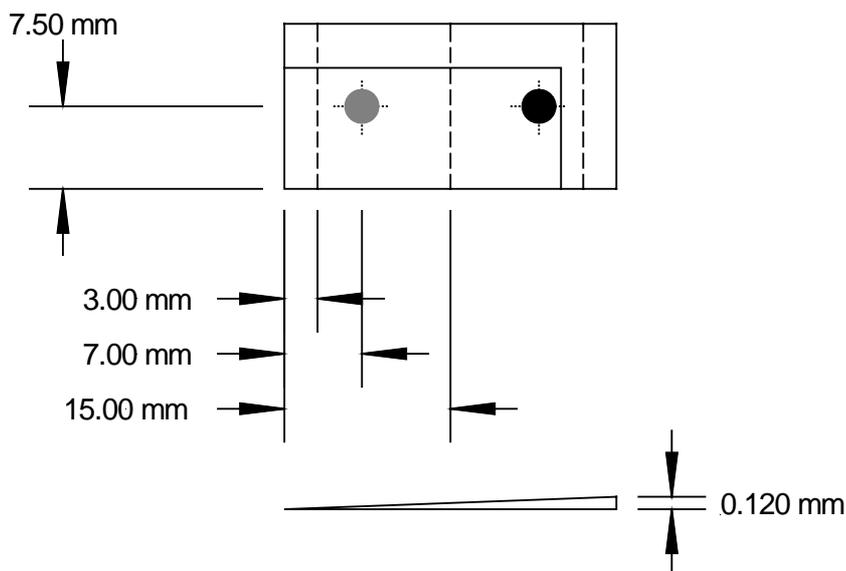


Abb. 7.1 30 x 15 mm² große Probe nach einer Keilätzung, der Keil hat eine Tiefe von 120 μm ; die gestrichelten Linien markieren Bruchkanten zur Vorbereitung der Probe für die HT-PICTS-Messungen (grauer und schwarzer Punkt)

der EL2 höher kompensiert, sein Peak muss „positiver“ werden. Eine andere Möglichkeit ist, dass durch das Wafertemporn akzeptorisch wirkende Verunreinigungen in den Kristall gelangen (siehe auch BOURGOIN u.a. [21]) und sich besonders in der Oberfläche und der unmittelbar darunter liegenden Schicht anreichern. Die höhere Akzeptorkonzentration führt nun auch zu einer Erhöhung der Kompensation des EL2 und damit einer „Positivierung“ des Peaks.

Die beiden MD-PICTS-Spektren der Referenzprobe zeigt **Abb. 7.7**. Hier wird über die ganze Probe weder ein Peak bei 300 K noch ein EL2-Peak gefunden. Diese Probe ist also niederohmiger als 98606 K03 und n-leitend.

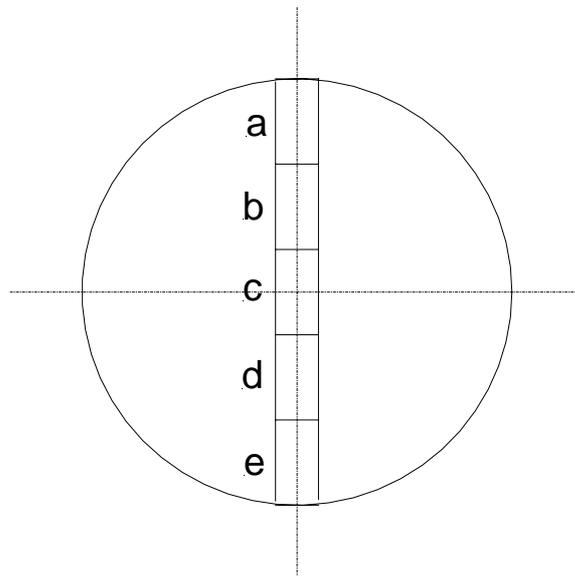


Abb. 7.2 Extraktion von fünf Proben aus einem Wafer entlang seines Durchmessers zur Untersuchung möglicher radialer Unterschiede des Wafertemporns



Abb. 7.3 Messung der Photoleitung und des MD-PICTS-Signals bei 300 K längs der Probe

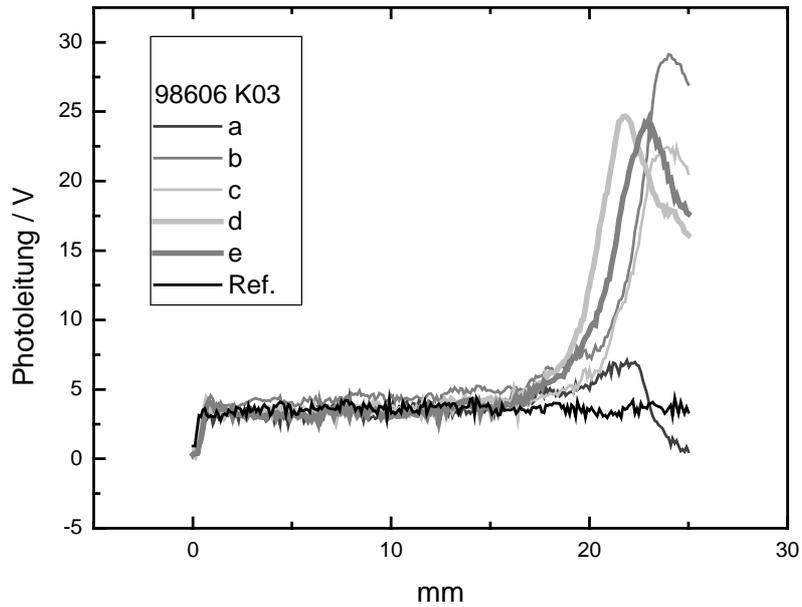


Abb. 7.4 MD-PL-Signale der fünf keilförmigen Proben des Wafers 98606 K03 und der Referenzprobe 96318 K43-4; bei 0 mm auf der x-Achse liegt die tiefste Stelle des Keils

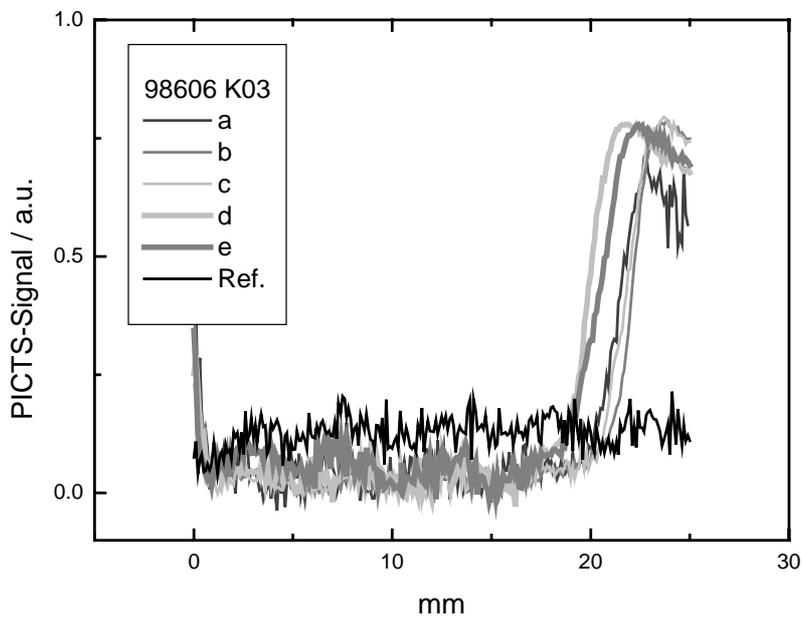


Abb. 7.5 normierte MD-PICTS-Signale der fünf keilförmigen Proben des Wafers 98606 K03 und der Referenzprobe 94318 K43-4; bei 0 mm auf der x-Achse liegt die tiefste Stelle des Keils

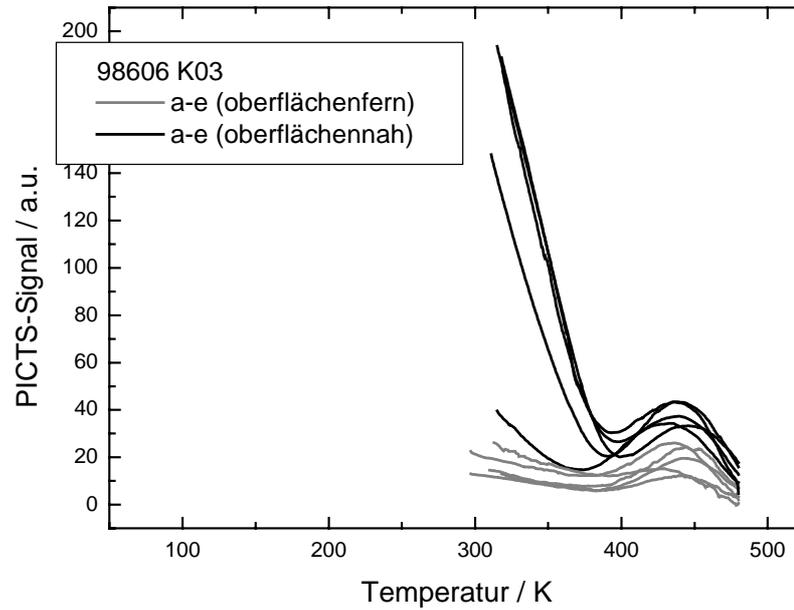


Abb. 7.6 PICTS-Spektren der Proben 98606 K03; die an der tieferen Stelle des Keils erhaltenen Spektren sind grau dargestellt

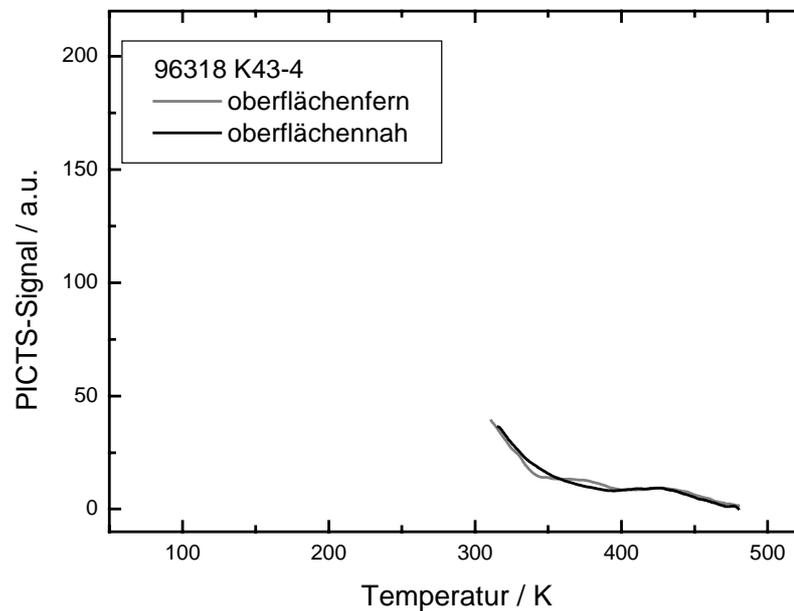


Abb. 7.7 PICTS-Spektren der nicht wafertemperten Referenzprobe 96318 K43-4, oberflächennah (schwarz) und oberflächenfern (grau)

7.2 Der spezifische Widerstand in der oberflächennahen Zone

Die elektrischen Eigenschaften der oberflächennahen Zone eines Wafers nach dem Wafertempere wurden mit Hilfe von TDH näher untersucht. Dazu wurden durch sorgfältiges Lappen und

Polieren aus Wafer 98606 K03 Schichten der Oberfläche (a), der darunter liegenden Schicht (b) und des Dickenzentrums des Wafers (c) hergestellt (Abb. 7.8). Die unmittelbar unter der Oberfläche liegende Schicht ist besonders interessant, weil in ihr eine Verringerung der COP-Konzentration gefunden wurde [133].

Die TDH-Messungen wurden zwischen 300 und 373 K durchgeführt. Tab. 7.1 zeigt die elektrischen Werte bei 300 K sowie die durch lineare Regression über alle Temperaturen ermittelte Aktivierungsenergie des die freie Ladungsträgerkonzentration bestimmenden Traps.

Die anhand der HT-PICTS-Messungen vermutete p-Leitung der unmittelbaren Oberfläche konnte mit einem spezifischen Widerstand von $14.2 \Omega\text{cm}$ und einer Beweglichkeit von $485 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ eindeutig bestätigt werden. Die unter der Oberfläche liegende Schicht sowie das nahezu unveränderte Dickenzentrum des Wafers sind beide normal hochohmig halbisolierend, der EL2 bestimmt die Leitfähigkeit zwischen 300 und 400 K.

Schicht	n bzw. p / cm^{-3} (300 K)	μ / Vs/cm^2 (300 K)	ρ / Ωcm (300 K)	E_A / eV
a	9.07 E+14	485	14.2	ca. 0.04
b	9.98 E+06	5409	1.16 E+08	0.74
c	1.16 E+07	5259	1.03 E+08	0.74

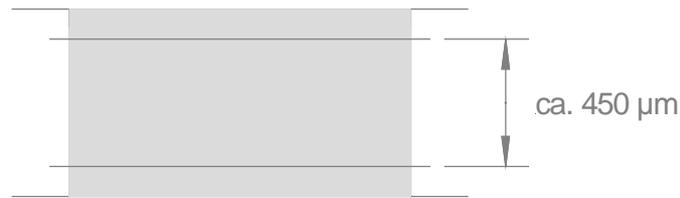
Tab. 7.1 Elektrische Parameter und Aktivierungsenergie der wafergetemperten Oberfläche (a), der Schicht unter der Oberfläche (b) und dem Dickenzentrum des Wafers (c) aus Hall-Effekt-Messungen bei 300 K und TDH-Untersuchungen zwischen 300 und 373 K



a) Oberfläche



b) Schicht unter der Oberfläche



c) Dickenzentrum des Wafers

Abb. 7.8 Präparation von teilweise sehr dünnen Schichten aus der Oberfläche (a), der Schicht unter der Oberfläche (b) und dem Dickenzentrum (c) des Wafers 98606 K03 für TDH-Experimente

7.3 TT-MD-PICTS des EL6 und des EL3 in der oberflächennahen Zone

Der Einfluss des Wafertemperrns auf weitere Donatoren außer dem EL2 wurde mit TT-PICTS (TT-Anlage, Abb. 4.4, Kap. 4.2) an Wafer 99184 K19 untersucht. Es wurde IR-Strahlung verwendet, der Laser war defokussiert. Analog zu den TDH-Untersuchungen waren auch hier vorbereitend Schichten aus der oberflächennahen Zone des Wafers zu extrahieren – Schicht a: Oberfläche, b: Schicht unter der Oberfläche, c: Dickenzentrum. Diese Schichten hatten eine einheitliche Dicke von 80 µm. Zum Vergleich wurde zusätzlich ein ungetemperter Wafer des gleichen Kristalls (99184 K10) untersucht.

Die Messungen wurden zwischen 115 und 340 K durchgeführt. **Abb. 7.9** zeigt die erhaltenen PICTS-Spektren aller drei Schichten des Wafers 99184 K19. Die Spektren der hochohmigen Schichten unterscheiden sich deutlich von dem des p-Materials der Oberfläche. In der Schicht a traten über den gesamten Temperaturbereich hinweg Transienten mit einem sehr langsamen Abfall auf, wobei diese kaum Temperaturvarianz zeigten. In den Schichten b und c wird der EL6 deutlich erkannt, seine Aktivierungsenergie wird mit 0.39 bzw. 0.38 eV bestimmt. Dieser Wert ist etwas höher als der aus der Literatur bekannte Bereich 0.34 – 0.36 eV. Die Diskrepanz kann mit einem Einfluss des sich links des EL6 befindlichen Defekts als auch mit der allgemein geringen Peakhöhe – auf eine niedrige Konzentration des EL6 hinweisend – begründet werden. Der kleine Peak links des EL6 mit einer Aktivierungsenergie von 0.33 eV kommt in beiden Schichten vor, jedoch mit offensichtlich geringerer Intensität in der Schicht unter der Oberfläche. Weitere Defekte wurden nicht beobachtet. Bei höheren Temperaturen waren die Transienten und damit auch das Spektrum sehr verrauscht. Eine vermutete Ursache dafür ist das zur Messung verwandte geringe Probenvolumen. Da IR-Strahlung das gesamte Volumen anregt, ist bei geringem Volumen eine kleinere Signalintensität zu erwarten.

Die Spektren der Schichten b und c des Wafers 99184 K19 sind in **Abb. 7.10** mit dem Spektrum des ungetemperten Wafers 99184 K10 verglichen. Im wafergetemperten Material wird eine wesentlich geringere EL6-Peakhöhe und damit EL6-Konzentration gefunden. Der sich vor dem EL6 befindliche Peak im wafergetemperten Material wird in der ungetemperten Probe nicht

beobachtet. Dafür enthält der as grown Wafer zwei andere flache Defekte, die nach der Wafertemperatur nicht mehr gemessen werden.

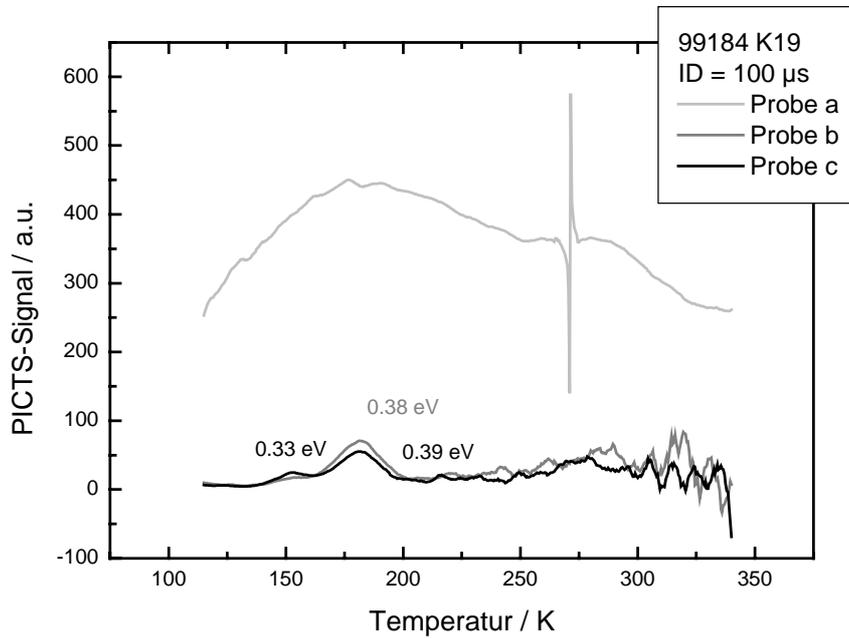


Abb. 7.9 TT-IR-PICTS-Spektren der Oberfläche, der Schicht unter der Oberfläche und des Dickenzentrums des Wafers 99184 K19

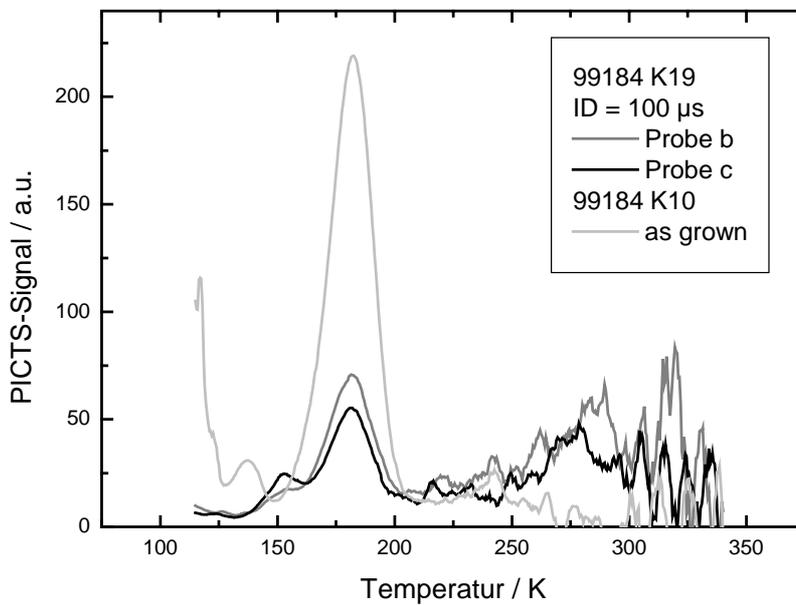


Abb. 7.10 Vergleich der TT-IR-PICTS-Spektren der Schicht unter der Oberfläche und des Dickenzentrums des Wafers 99184 K19 mit dem ungetemperten Wafer 99184 K10

7.4 Interpretation und Diskussion

Zunächst soll zusammengefasst werden, welche Kenntnisse über das Wafertempn mit Hilfe von MD-PL- und MD-PICTS-Messungen sicher gewonnen werden konnten:

Das Wafertempn verändert die unmittelbare Waferoberfläche. Das Material wird nach TDH-Messungen dort eindeutig stark p-leitend. Auch MD-PICTS-Untersuchungen des EL2 bei hohen Temperaturen bestätigen die p-Leitung, jedoch nicht in dieser Größenordnung. Mit MD-PL-Linescans über einer keilgeätzten Oberfläche kann festgestellt werden, wie weit der p-leitende Bereich in den Wafer hineinreicht, wobei die Höhe der Photoleitung als Hinweis dient.

An diese unmittelbare Oberflächenschicht schließt sich der Bereich verringerter COP-Konzentration an. Die relative Konzentration des EL6 ist in dieser Schicht gegenüber einer großen Anzahl von Vergleichsproben stark verringert. Dies bestätigt eine Hypothese von YASUTAKE u.a. [28], der beschreibt, dass die EL6-Konzentration abnimmt, je Ga-reicher der Kristall ist. Auch FANG u.a. [133] stellten in TSC-Messungen an wafergetempertem Material eine Abnahme des EL6 fest. Bei gegenüber dem EL6 etwas geringeren Temperaturen findet sich ein kleinerer Peak, der in keiner anderen Probe auch gefunden wurde. Weitere Defekte fehlen in dieser Schicht völlig – EL5, EL8//9/10/14, EL3.

Das Dickenzentrum des Wafers ist gegenüber der Schicht unter der Oberfläche von vergleichbarer Qualität. Beide Bereiche sind hochohmig halbisolierend.

Für die Diskrepanz zwischen der Höhe der p-Leitung aus TDH- und MD-PICTS-Messungen gibt es die folgende Hypothese:

Der mit MD-PICTS bestimmte spezifische Widerstand wird aus einer Kalibrierkurve EL2-PICTS-Peakhöhe vs. spezifischem Widerstand abgelesen (**Abb. 6.5**). Diese Kurve wurde anhand einer Vielzahl von Proben erstellt, deren grundsätzliche EL2-Konzentration bei etwas über $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ lag. Die Schwankungen um diesen Wert sind als vernachlässigbar einzuschätzen. Es ist die Annahme, dass eine fiktive weitere Messreihe mit grundsätzlich wesentlich geringeren EL2-Konzentrationen eine vom Verlauf her ähnliche aber auf der Achse des spezifischen Widerstands parallel verschobene Kurve bringen würde.

Wird aber die bereits erstellte Kalibrierkurve verwendet, so ist zu berücksichtigen, dass im relevanten niederohmig p-leitenden Bereich der Kurve bis jetzt aus Mangel an geeignetem Material sehr wenige Messwerte vorliegen, so dass die Abschätzung des spezifischen Widerstands unter diesen Bedingungen als fehlerbehaftet einzuschätzen ist.

Dem mit TDH bestimmten Widerstand sollte letztendlich das größere Vertrauen entgegen gebracht werden.

Im p-leitenden Bereich der Waferoberfläche wurden gegenüber der darunter liegenden Schicht und dem Dickenzentrum Transienten gemessen, die ein sehr langsames Abklingverhalten zeigen

(**Abb. 7.11**). Wir diskutieren dieses Abklingen als Ursache einer Löcherphotoleitung mit erhöhter Lebensdauer (siehe Kap. 5.3.2). ALT u.a. [39] stellten ebenfalls eine Erhöhung der Lebensdauer von 100 ps auf 1-2 ns durch das Wafertempem fest.

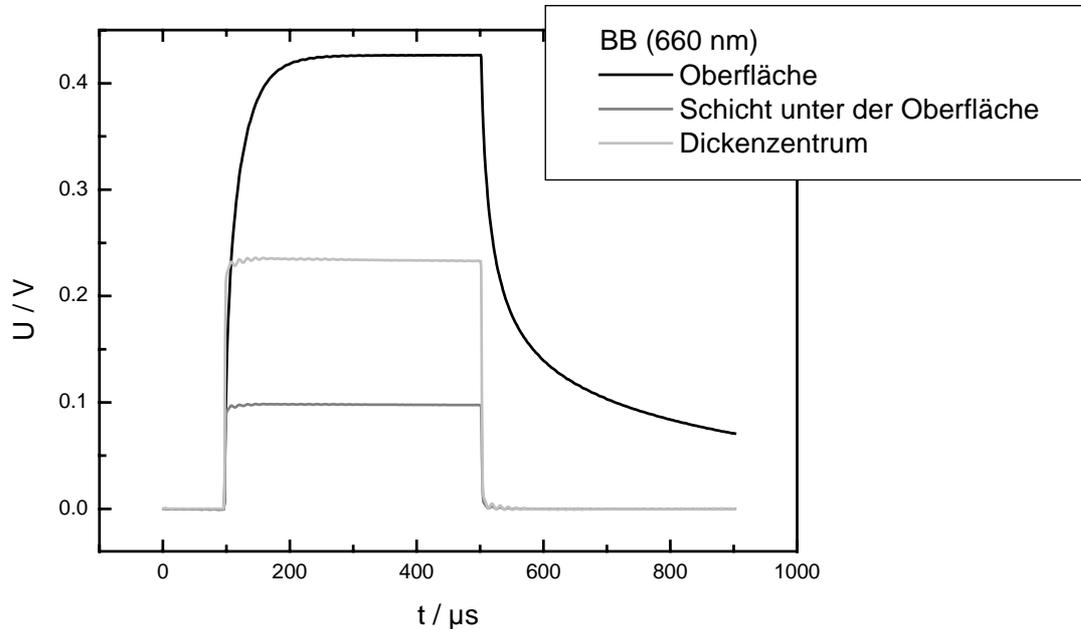


Abb. 7.11 Verlauf von Anregungspuls- und Transiente bei BB-Anregung in den einzelnen Schichten einer wafergetemperten Probe

Die entscheidende Frage ist, ob die p-Leitfähigkeit der Waferoberfläche durch eine As-Extraktion und damit eine Verringerung der EL2-Konzentration oder mit der Dotierung mit einem weiteren Akzeptor zu erklären ist. Aufgrund der hohen Leitfähigkeit dieser Schicht ist eine möglicherweise aufschlussreiche PICTS-Messung im Tieftemperaturbereich nicht möglich.

Ein Hinweis zur Lösung dieser Frage kann aus der Untersuchung des EL6 kommen. Seine relative Konzentration nimmt unterhalb der p-leitenden Schicht im gesamten übrigen Probenvolumen gegenüber anderen Materialien deutlich ab. Der EL6 wird oft strukturell mit dem EL2 in Verbindung gebracht. Er soll sowohl ähnliche Strukturelemente enthalten wie auch durch Tempem in den EL2 übergehen können [52, 53]. Diskutierte Strukturvorstellungen für den EL6 sind:

- $As_{Ga}-As_i$ [52]
- $As_{Ga}-V_{As}$ [49]
- As_i-V_{Ga} [59, 58]
- $As_{Ga}-V_{As}(V_{Ga})-As_i$ [54]

Die Modelle deuten auf den As-Überschuss hin. Nach einer As-Extraktion ist eine Verringerung der Konzentration von As_{Ga} oder As_i vorstellbar. Die Konzentration des EL6 müsste logisch wie die des EL2 (As_{Ga}) abnehmen.

Da kaum weitere Peaks in den PICTS-Spektren gefunden werden, könnte man schlussfolgern, dass viele weitere sonst gemessene Defekte auch überschüssige As-Atome in ihrem Aufbau enthalten.

In den wafergetemperten Proben wird ein neuer Peak sichtbar, der unmittelbar vor dem EL6 sein Maximum hat. Dieser ist nun möglicherweise mit Ga_i oder Ga_{As} strukturell verbunden.

Der EL6 lässt letztendlich auf die prognostizierte As-Extraktion schließen. Damit ist seine Konzentration wie die des EL2 als verringert anzunehmen. Eine Verunreinigung mit Kupfer oder Kohlenstoff sollte deshalb nicht als hauptsächliche Ursache der Oberflächenmodifikationen herangezogen werden müssen.

8 Zusammenfassung und Perspektive

Die vorliegende Dissertation beschäftigte sich mit den beiden noch jungen Messverfahren Mikrowellendetektierte Photoleitung und Mikrowellendetektierte PICTS. Die Ziele waren die Weiterentwicklung der beiden Methoden, das Erarbeiten ihrer Fähigkeiten und ihres Leistungsumfangs sowie ihre Anwendung auf spezielle Probleme der Defektanalyse des Halbleiters GaAs. Die Verfahren sollen als Werkzeuge der Grundlagenforschung bzw. Routinecharakterisierung in der GaAs-Kristallzüchtung und –Substratpräparation Einsatz finden.

Die zum Zeitpunkt der Beendigung dieser Arbeit zum Einsatz gebrachten technischen Anlagen der MD-PL- und MD-PICTS-Technologie besitzen die Kapazität, kontaktfrei PICTS-Spektren im Temperaturbereich 80 bis 480 K aufzuzeichnen. Dabei kann wahlweise die Oberfläche wie auch das gesamte Volumen einer Probe durch Wahl der Anregungsbedingungen untersucht werden.

Bei Raumtemperatur ist die kontaktfreie Topographie der Photoleitung ganzer Wafer bis zu einem Durchmesser von 200 mm möglich. Auch hier kann zwischen verschiedenen Anregungswellenlängen gewählt werden. Es wurde gezeigt, dass auf IR-Anregung beruhende Photoleitung die Verteilung des nicht ionisierten EL2-Defekts widerspiegelt. Nach Anregung mit Licht, dessen Energie höher als der Bandabstand ist, zeigen die Topogramme die Verteilung des Widerstands und der Ladungsträgerlebensdauer. Absolute Angaben können allerdings von keiner dieser Größen ermittelt werden. Hinsichtlich der Schnelligkeit der Topographie des EL2 ist MD-PL gegenüber etablierten Methoden wie der EL2-Absorptionsmessung nicht konkurrenzfähig. Die Messung der Widerstandsverteilung, auch über die Topographie der EL2-PICTS-Peakhöhe bietet aber gegenüber Methoden wie der PCCT (*point contact current topography*) den Vorteil der Kontaktlosigkeit.

Im Temperaturbereich 300 bis 480 K können bei jeder beliebigen Temperatur Photoleitungs- und PICTS- Topogramme der Maximalgröße 4 x 4 mm² mit einer üblichen Auflösung von 50 µm gemessen werden. Diese Auflösung ist bei Bedarf bis 1 µm optimierbar. Es hat sich aber gezeigt, dass PICTS-Topographie zur Untersuchung der Defektverteilung nur für flachere Defekte, z.B. den EL6, sinnvoll ist und dafür die Ortsauflösung mindestens 1 mm betragen sollte.

MD-PL und MD-PICTS sind auf hoch- und mittelohmiges GaAs beschränkt. Dazu zählen auch entsprechende Epitaxieschichten. Die epitaxierte Schicht wird deutlich identifiziert. MD-PICTS am EL2 ermöglicht die kontaktfreie, recht präzise Abschätzung des Widerstandes dieser Schicht. Mit MD-PL wurde festgestellt, dass die typische Zellstruktur des GaAs-Substrats von der Epitaxieschicht übernommen wird.

MD-PICTS-Untersuchungen an den Defekten EL2 und EL3 brachten ein neues Verständnis für die bei PICTS ablaufenden Prozesse. Untersuchungen an einem großen Umfang an Proben haben gezeigt, dass die PICTS-Peakhöhe des EL2 nicht in erster Linie von seiner Konzentration, sondern von seiner Kompensation abhängig ist. Nur in besonders hochohmigem Material, in dem der EL2

fast vollständig durch Akzeptoren kompensiert wurde, wird ein für PICTS üblicher positiver Peak gemessen. Bei geringerer oder kaum vorhandener Kompensation des Defekts verschwindet der EL2-Peak bzw. geht ins Negative über. Wird das Material durch geeignete Dotierung noch leitfähiger, so wird auch der Defekt EL3 nicht mehr als positives Signal gemessen. Erstmals konnte das simultane Auftreten von sowohl einem negativen EL2- als auch einem negativen EL3-Peak gezeigt werden. Für den EL2 und den EL3 sind also durch PICTS keine Konzentrationsaussagen zu gewinnen. Ebenso ist es schwierig, einen Zusammenhang zu einem Dotier- oder Verunreinigungselement herzustellen, um die Defektstruktur zu erforschen, es sei denn, dieses Element bestimmt die Lage des Fermi-Niveaus und damit die Kompensation des relevanten Defekts. Simulationsrechnungen auf der Basis von Ratengleichungssystemen der PICTS-Prozesse bestätigten die Hypothese.

In der Anwendung von MD-PL und MD-PICTS auf das spezielle Problem des Temperns einzelner Wafer wurde festgestellt, dass auf der Oberfläche der Wafer eine stark p-leitende Schicht erzeugt wird. Offensichtlich kommt es zu einer Ausdiffusion von As und damit der Reduzierung der Konzentration des EL2 und auch des EL6 in der oberflächennahen Schicht.

Zukünftig liegt Interesse auf der in den vorhandenen Anlagen schon vorgesehenen Untersuchung sehr flacher Defekte mit Aktivierungsenergien unter 100 meV. Dies wird durch He-Kühlung realisiert. Für die Analyse der Verteilung dieser und tieferer Defekte wie des EL6 wird der Bau eines Kryostaten empfohlen, der ganze Wafer aufnehmen kann, um die Probleme der Laserfokussierung im Zusammenhang mit der Trapfüllung zu umgehen. Darüber hinaus wird eine Anlage für Waferscanning bei hohen Temperaturen die Verteilung der Kompensation des EL2 messen können.

Zusammenfassend sind MD-PL und MD-PICTS trotz der gefundenen Einschränkungen Messmethoden mit einem sehr hohen Potenzial und werden für die Grundlagenforschung als auch für die Routineanwendung in der Industrie empfohlen.

Abkürzungsverzeichnis

A	Faktor
Ar	Argon
As	Arsen
As _i	As-Atom auf einem Zwischengitterplatz
As _{Ga}	As-Atom auf Ga-Platz
BB	Band zu Band
c	Lichtgeschwindigkeit
C	Kohlenstoff
C _{As}	C-Atom auf As-PLatz
CdS	Cadmiumsulfid
COP	crystal originated particel
Cu	Kupfer
Cu _{Ga}	Cu-Atom auf Ga-Platz
CuInS	Kupferindiumsulfid
DLTS	deep level transient spectroscopy
e	Elementarladung
E _C	Leitungsbandkante
E _D	Energieniveau eines Donators
E _g	Bandabstand
EL	electron level
EL2	electron level Nr. 2 (DLTS) in GaAs
EL2 ⁺	einfach ionisierter EL2
EL2 ⁺⁺	zweifach ionisierter EL2
EL3	electron level Nr. 3 (DLTS) in GaAs
EL4	electron level Nr. 4 (DLTS) in GaAs
EL5	electron level Nr. 5 (DLTS) in GaAs
EL6	electron level Nr. 6 (DLTS) in GaAs
EL7	electron level Nr. 7 (DLTS) in GaAs
EL8	electron level Nr. 8 (DLTS) in GaAs
EL9	electron level Nr. 9 (DLTS) in GaAs
e _{nt}	Elektronenemissionsrate

E_{nt}	Übergangsenergie zwischen Trap und Leitungsband
E_{nt0}	Übergangsenergie zwischen Trap und Leitungsband bei 0 K
e_{pt}	Löcheremissionsrate
E_{pt}	Übergangsenergie zwischen Trap und Valenzband
ESP-300	Name des Mikrowellenspektrometers
ESR	Elektronen-Spin-Resonanz
EPD	etch pit density
E_V	Valenzbandkante
E_σ	Aktivierungsenergie des Einfangquerschnitts
Fe	Eisen
FET	Feldeffekttransistor
G	Generationsrate
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
Ga_{As}	Ga-Atom auf As-Platz
g_d	Entartungsfaktor
h	Plancksches Wirkungsquantum
He	Helium
HBT	Herterostruktur-Bipolartransistoren
HL9	hole level Nr. 9 (DLTS)
HT	Hochtemperatur
i	Index
I_0	Ausgangsintensität
ID	initial delay
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InP	Indiumphosphid
IR	Infrarot
ISEL	Firmenname „ISEL“
k	Index oder Boltzmann-Konstante
$K\alpha$	Mikrowellenbereich (26-40 GHz)
l	Index
l_{Ak}	maximale Anzahl von Akzeptorübergängen

LD	light diode
I_{Dk}	maximale Anzahl von Donatorübergängen
LEC	liquid encapsulated czochralski
LED	light emitting diode
LPD	light point defects
LST	laser scattering tomography
LVM	local vibrational mode – (Spektroskopie)
m^*	effektive Masse
M	Verteilung von Parametern in M-Form über dem Waferdurchmesser
MATS	microwave absorption transient spectroscopy
MBE	molecular beam epitaxy
MD-PICTS	Mikrowellendetektierte PICTS
MD-PL	Mikrowellendetektierte Photoleitung
MESFET	metal-semiconductor FET
MOCVD	metal organic chemical vapour deposition
n	Konzentration freier Elektronen im Leitungsband oder Index
N	Anzahl von Werten
N_A	Konzentration der Akzeptoren
N_{Ak^-}	Konzentration der ionisierten Akzeptoren
N_C	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
N_D	Konzentration der Donatoren
N_{DK^+}	Konzentration der ionisierten Donatoren
Ne	Neon
n_{klm}	Besetzungsgrad des lm -ten Zustands der k -ten Störstelle
N_k	Konzentration des lm -ten Zustands der k -ten Störstelle
n_T	Konzentration der im Trap gefangenen Elektronen
N_T	Konzentration eines Traps
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes
O	Sauerstoff
O_{As}	Sauerstoff-Atom auf As-Platz
oc- O_{As}	off-center O_{As}
p	Konzentration freier Löcher im Valenzband
P	Leistung
PCCT	point contact current topography

PI	Firmenname „PI“
PICTS	photo induced current transient spectroscopy
R	Reflexionskoeffizient oder Widerstand
R/2	Bereich des halben Radius auf einem Wafer
RT	Raumtemperatur
SC	semi conducting
Si	Silizium
Si _{As}	Si-Atom auf As-Platz
SI	semi insulating
S(I)	temperaturabhängiges PICTS-Signal
t	Zeit
T	Temperatur
TE ₀₁₁	Mode einer Cavity (transversal elektrisch)
TDCM	time dependent charge measurement
TDH	Temperature dependent Hall – (Effekt)
T _Q	Temperatur, bei der die As-Ausscheidung endet
T _S	Temperatur, bei der die As-Ausscheidung beginnt
TSC	thermally stimulated current
TT	Tiefemperatur
TU	Technische Universität
TU BAF	Technische Universität Bergakademie Freiberg
T _W	Gesamtdauer der untersuchten Transiente
U	Spannung
U	Verteilung von Parametern in U-Form über dem Waferdurchmesser
V _{As}	Vakanz eines As-Atoms
V _{Ga}	Vakanz eines Ga-Atoms
VB	vertical bridgeman
VCz	vapour pressure controlled Czochralski
VGf	vertical gradient freeze
W	Verteilung von Parametern in W-Form über dem Waferdurchmesser
X	Mikrowellenbereich (6.2 – 10.9 GHz)

Xe	Xenon
Z	Zentrum eines Wafers
Z_C	komplexer Widerstand einer Cavity
Z_H	Impedanz eines Wellenleiters
Zn	Zink
ZnS	Zinksulfid
α	Absorptionskoeffizient
β_T	Koeffizient der Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie eines Traps
Γ	Zentrum der Brillouin-Zone
δ	Eindringtiefe
ε	Dielektrizitätskonstante
Φ	Photonenfluss
γ_n	Materialkonstante
μ	Beweglichkeit von Ladungsträgern
μ_0	Permeabilität des Vakuums
μPCD	microwave – photoconductivity decay
κ	Faktor
v	thermische Geschwindigkeit von Ladungsträgern
ρ	spezifischer Widerstand
σ	elektrische Leitfähigkeit
σ_n	Elektroneneinfangquerschnitt eines Traps
σ_{n0}	Elektroneneinfangquerschnitt eines Traps bei 0 K
$\sigma_{n\text{EL2}}$	Elektroneneinfangquerschnitt des EL2

σ_p	Löchereinfangquerschnitt eines Traps
σ_{pEL2}	Löchereinfangquerschnitt des EL2
τ	Lebensdauer, Abfallzeitkonstante
τ_n	Lebensdauer der freien Löcher
ν	Frequenz
ω	Kreisfrequenz
ω_p	Plasmafrequenz
ϵ_F	totale Energielage des Fermi-Niveaus
ϵ_G	Bandabstand
Σ	Summe

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1	Aktivierungsenergien und Einfangquerschnitte einiger Defekte in GaAs aus Untersuchungen einer Vielzahl von Arbeitsgruppen.....	8
Tab. 2.2	Lage, totale Energien und Entartungsfaktoren der Defekte EL2, EL3 (Sauerstoff), Silizium, Kohlenstoff und Zink in GaAs.....	16
Tab. 2.3	Konzentrationen der Defekte EL2, EL3 (Sauerstoff), Silizium, Kohlenstoff und Zink in einer fiktiven halbisolierenden wie einer mittelohmigen GaAs-Probe	17
Tab. 5.1	Elektrische Parameter der epitaxierten und der Rückseite des MBE – Wafers bei 300 K.....	66
Tab. 6.1	EL2-Konzentration, Akzeptorkonzentration, Lage des Fermi-Niveaus und Kompensationsgrad von fünf ausgewählten Proben der Serien A-D [130].....	75
Tab. 6.2	Parameter einer Probenserie mit verschiedenen Sauerstoffgehalten	80
Tab. 6.3	Mit MD-PICTS untersuchte Kupfer-dotierte Proben nach [60] und ihre elektrischen Parameter	87
Tab. 7.1	Elektrische Parameter und Aktivierungsenergie der wafergetemperten Oberfläche, der Schicht unter der Oberfläche und dem Dickenzentrum des Wafers aus Hall-Effekt-Messungen bei 300 K und TDH-Untersuchungen zwischen 300 und 373 K.....	94

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 2.1** Bandstruktur des GaAs bei 300 K [nach 10] 6
- Abb. 2.2** Das Auftreten des EL6 und seiner Vor- und Nachpeaks EL7 und EL5 ist nach DLTS - Messungen von REDDY u.a. von der Dauer des Füllpulses abhängig [54] 12
- Abb. 2.3** Shockley-Diagramm für das Verhalten der negativen (\blacktriangle) und positiven (\blacksquare) Ladungen in Abhängigkeit von der Lage des Fermi-Niveaus, der Schnittpunkt der beiden Äste gibt das Fermi-Niveau der halbisolierenden Probe an 17
- Abb. 2.4** Shockley-Diagramm für das Verhalten der negativen (\blacktriangle) und positiven (\blacksquare) Ladungen in Abhängigkeit von der Lage des Fermi-Niveaus, der Schnittpunkt der beiden Äste gibt das Fermi-Niveau der mittelohmigen Probe an 17
- Abb. 3.1** Vereinfachtes Schema der Vorgänge bei PICTS. Ladungsträger werden durch extrinsische oder intrinsische optische Anregung erzeugt und rekombinieren nach einer gewissen Lebensdauer über Rekombinationszentren oder über Band-Band-Übergang oder werden in Traps eingefangen, von wo aus sie durch thermische Anregung wieder emittiert werden können (nach YOSHIE u.a. [72]) 19
- Abb. 3.2** Verlauf der Photoleitung während und nach Abschalten der optischen Anregung (nach LE CLEAC`H u.a. [74]); $\Delta\sigma_r$... Photoleitungsänderung durch direkten Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren, $\Delta\sigma_t$... Photoleitungsänderung durch Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps, $\Delta\sigma_\infty$... Sättigung der Photoleitungsänderung bei einem Gleichgewicht zwischen Erzeugung, Rekombination, Einfang und Emission von Ladungsträgern, $\Delta\sigma_R$... Rest-Photoleitungsänderung nach Rekombination beruhend auf thermischer Emission von Ladungsträgern 23
- Abb. 3.3** Verlauf der Photoleitung während und nach Abschalten der optischen Anregung (nach BALLAND u.a. [75]; $A \rightarrow B$... direkter Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren, $B \rightarrow C$... Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps, $C \rightarrow D$... Sättigung der Photoleitungsänderung bei einem Gleichgewicht zwischen Erzeugung, Rekombination, Einfang und Emission von Ladungsträgern, $(D \rightarrow E)$... Rekombination, $(E \rightarrow F)$... thermische Emission von Ladungsträgern 23

Abb. 3.4	Untersuchung des Erreichens des Gleichgewichtszustands und damit der Trapsättigung in Abhängigkeit von der Anregungsintensität, die zwischen 1 μ W und 1 mW variiert (a1 bis d1) (nach LE CLEAC`H u.a. [74]); 1 ... Photoleitungsänderung durch direkten Übergang von Photoladungsträgern zwischen Valenz- und Leitungsband und den Rekombinationszentren; 2 ... Photoleitungsänderung durch Emission und Einfang von Ladungsträgern aus und in Traps und eventuelles Erreichen einer Sättigung; 3 ... Rekombination; 4 ... thermische Emission von Ladungsträgern.....	23
Abb. 3.5	Bildung des PICTS-Signals aus der Differenz zweier Zeitbereiche der Transiente; die Höhe des Signals variiert mit der Temperatur	25
Abb. 3.6	PICTS-Spektrum – Auftragung der Differenz zweier Zeitbereiche der Transiente für alle Temperaturen der Messung	25
Abb. 3.7	Die Fensterbereiche ergeben sich durch Multiplikation der festen Grenzen (1; 4.6; 5.2 und 8.8) mit initial delays (IDs); das PICTS-Spektrum wird für mehrere IDs berechnet	25
Abb. 3.8	PICTS-Spektrum für die IDs 0.5 ms und 5 ms; die Peakmaxima verschieben sich zu tieferen Temperaturen bei höheren ID	26
Abb. 3.9	PICTS-Spektrum nach intrinsischer Anregung mit 670 nm [26].....	31
Abb. 3.10	PICTS -Spektrum nach intrinsischer Anregung mit 650 nm nach KAMINSKI u.a. [18]	32
Abb. 3.11	Vergleich von PICTS-Spektren nach intrinsischer sowie extrinsischer Anregung : durchgezogene Linie 780 nm; gestrichelte Linie 1033 nm; gepunktete Linie 1330 nm [86]	32
Abb. 3.12	Untersuchung der Abhängigkeit des Füllgrades von Traps bei TSC von der Höhe des Photopulses (e ... 3 x 10 ¹³ Photonen/cm ² s, a ... 8.5 x 10 ¹⁵ Photonen/cm ² s) [20]	34
Abb. 3.13	Abhängigkeit der Peakhöhe des EL6 (B) und des EL5 (C) von der Anregungsintensität zur Feststellung des Füllgrades nach YASUTAKE u.a. [19]	35

Abb. 3.14	Decay- (a) und Rise- (b) - PICTS-Spektren von Yoshie u.a. [77].....	36
Abb. 3.15	Mikrowellendetektiertes Photoleitungstopogramm nach Anregung mit 902 nm, die Bereiche höherer Photoleitung entsprechen einer höheren EL2-Konzentration (FUJISAKI u.a. [103, 104]).....	39
Abb. 4.1	Prinzipskizze des Weges der Mikrowelle von der Erzeugung über die Cavity zum Detektor und der Signalauswertung.....	40
Abb. 4.2	Schema des Topographiemessplatzes bei Raumtemperatur.....	44
Abb. 4.3	Schema des Messplatzes für Photoleitungs- und PICTS-Messungen im Temperaturbereich 300 – 480 K (HT-Anlage).....	44
Abb. 4.4	Schema des Messplatzes für Photoleitungs- und PICTS- Messungen im Temperaturbereich 77 – 360 K (TT-Anlage).....	45
Abb. 4.5	Lock-in – Auswertung des Puls- und Transientensignals in einer Topogrammmessung	47
Abb. 4.6	Ermittlung des unnormierten PICTS-Signals aus der Ladungsträgertransiente in einer Topogrammmessung.....	48
Abb. 5.1	Vergleich einer konv. (schwarz) mit einer MD-PICTS-Messung (grau) im Bereich 80 K bis 360 K	49
Abb. 5.2	MD-PICTS-Spektren von VGF- (grau) und LEC-Material nach BB-Anregung im Bereich 80 – 360 K, TT-Anlage.....	50
Abb. 5.3	PICTS-Spektrum nach BB-Anregung im Temperaturbereich 300 – 480 K (HT-Anlage, Kap. 4.2, Abb. 4.3).....	51
Abb. 5.4	Beispiel 1 des Vergleichs zwischen Decay- und Rise-PICTS-Spektren.....	52
Abb. 5.5	Beispiel 2 des Vergleichs zwischen Decay- und Rise-PICTS-Spektren.....	53

- Abb. 5.6** Vergleich eines MD-PL-Topogramms nach IR-Anregung (links, gemessen mit der HT-Anlage) mit dem EL2⁰-Topogramm, gemessen mit NIR-EAT (rechts), das MD-PL-Signal ist als lock-in-Signal angegeben; das MD-PL-Topogramm hat eine Größe von 3 x 3 mm², das EL2⁰-Topogramm von 2.97 x 2.97 mm² 53
- Abb. 5.7** MD-PL-Topogramm (links) nach BB-Anregung (HT-Anlage), Kontrast korreliert mit der EL2⁰-Verteilung nach NIR-EAT-Messungen (rechts); es handelt sich um verschiedene Ausschnitte der gleichen Probe 54
- Abb. 5.8** Verlauf der Photoleitung während und nach der optischen Anregung auf der Vorder (epitaxiert)- und Rückseite eines epitaxierten Wafers 55
- Abb. 5.9** Verlauf der Photoleitung während und nach der optischen Anregung auf und in einer wafergetemperten Probe..... 56
- Abb. 5.10** MD-PL-Topogramm (BB) eines Viertelwafers einer LEC-Probe bei 300 K; der längliche schwarze Fleck auf dem Wafer resultiert aus seiner Fixierung auf dem Probenteller..... 57
- Abb. 5.11** MD-PL-Topogramm (BB) einer LEC-Probe bei 300 K; die beiden länglichen Flecke an den Waferrändern resultieren aus der Fixierung der Probe auf dem Probenteller 57
- Abb. 5.12** **a)** (links): MD-PL-Topogramm (BB) einer Hälfte eines LEC-Wafers bei 300 K; **b)**: (rechts): Überlagerung des Topogramms mit dem Stern der Waferverpackung; größere schwarze Flecken wurden durch die Fixierung auf dem Probenteller verursacht..... 58
- Abb. 5.13** Verlauf des Anregungspulses und der Transiente in Zellwand und Zelle einer mittelohmigen GaAs-Probe bei 300 K, unnormiert 59
- Abb. 5.14** Untersuchung der Abhängigkeit des Verlaufs der Photoleitung und der Transiente von der Fokusschärfe des Lasers bei IR-Anregung (1317 nm), unnormiert..... 60
- Abb. 5.15** Verlauf des Anregungspulses und der Transiente in Zellwand und Zelle einer mittelohmigen GaAs-Probe bei 300 K, auf den Photopuls normiert 61

Abb. 5.16	MD-PL- (a : links), unnormiertes MD-PICTS (b : Mitte) und normiertes MD-PICTS (c : rechts) – Topogramm bei $ID = 40 \mu\text{s}$ und 300 K eines mittelohmigen Viertelwafers	62
Abb. 5.17	Verlauf des Anregungspulses und der Transiente im Waferzentrum und im Bereich $R/2$ eines mittelohmigen Wafers bei 300 K, unnormiert	62
Abb. 5.18	Verlauf des Anregungspulses und der Transiente im Waferzentrum und im Bereich $R/2$ eines mittelohmigen Wafers bei 300 K, auf den Photopuls normiert	63
Abb. 5.19	Verlauf von Photoleitung und Transiente für eine hoch-n-leitende GaAs-Probe.....	64
Abb. 5.20	Verlauf von Photoleitung und Transiente für eine hoch-p-leitende GaAs-Probe.....	65
Abb. 5.21	MD-PICTS (BB) – Spektren der epitaxierten und der Rückseite des MBE-Wafers...	67
Abb. 5.22	Eintragung der EL2-Peakhöhe – spezifischer Widerstand – Paare der epitaxierten und der Rückseite des MBE-Wafers in Abb. 6.5	67
Abb. 5.23	MD-PL (BB) – Topogramme der epitaxierten (a) links) und der Rückseite (b) rechts) des MBE-Wafers bei 300 K.....	68
Abb. 6.1	Gesamtdarstellung der Serien A (hellgrau), B (schwarz), C (grau) und D (dunkelgrau)	69
Abb. 6.2	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von Konzentration der Akzeptoren	71
Abb. 6.3	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Kompensation des EL2.....	71
Abb. 6.4	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Lage des Fermi-niveaus.....	72
Abb. 6.5	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks vom spezifischen Widerstand.....	72
Abb. 6.6	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Konzentration des gesamten EL2	73
Abb. 6.7	Abhängigkeit der Höhe des EL2-PICTS-Peaks von der Konzentration des $EL2^0$	

Abb. 6.8	Puls- und Transientenform einer Probe, die a) einen positiven und b) einen negativen EL2-Peak zeigt.....	74
Abb. 6.9	Simulationsrechnungen an vier verschiedenen realen Proben (Rise-PICTS).....	77
Abb. 6.10	Gemessene Spektren (Decay-PICTS) der in Abb. 6.9 simulierten Proben	77
Abb. 6.11	Korrelation der gemessenen mit den simulierten EL2-PICTS-Peakhöhen; die grau markierten Punkte sind die Peakhöhen der Proben in Tab. 6.1	78
Abb. 6.12	Korrelation der Verschiebung des EL2-PICTS-Peakmaximums auf der Temperaturachse; die grau markierten Punkte sind die Peaklagen der Proben in Tab. 6.1	78
Abb. 6.13	Abhängigkeit der simulierten EL2-Peakhöhen der Serien A-D und einiger weiterer Proben vom spezifischen Widerstand; der experimentelle Verlauf (Abb. 6.5) wird gut wiedergegeben	79
Abb. 6.14	MD-PICTS-Spektren der in Tab. 6.2 zusammengestellten Proben-Serie	80
Abb. 6.15	Abhängigkeit der MD-PICTS-Peakhöhe des EL3 von der Sauerstoffkonzentration	81
Abb. 6.16	Abhängigkeit der MD-PICTS-Peakhöhe des EL3 vom spezifischen Widerstand.....	81
Abb. 6.17	MD-PICTS-Spektren (BB) der Proben 4 und 6	82
Abb. 6.18	Ratengleichungssimulation an einer fiktiven Probe, die EL2 und EL3 enthält, bei verschiedener Lage des Fermi-Niveaus.....	83
Abb. 6.19	MD-PICTS-Spektren (IR) an einer SI-GaAs-Probe zur Überprüfung der Hypothese einer Multilevel-Struktur des EL6.....	84
Abb. 6.20	ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 1 μ s	85
Abb. 6.21	ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 500 μ s	85

Abb. 6.22	ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 1 ms.....	86
Abb. 6.23	ID-normiertes MD-PICTS-Spektrum bei einer Anregungspulslänge von 5 ms.....	86
Abb. 6.24	MD-PICTS- Spektren nach IR-Anregung an kupferdotiertem GaAs.....	88
Abb. 7.1	30 x 15 mm ² große Probe nach einer Keilätzung, der Keil hat eine Tiefe von 120 µm; die gestrichelten Linien markieren Bruchkanten zur Vorbereitung der Probe für die HT-PICTS-Messungen (grauer und schwarzer Punkt).....	90
Abb. 7.2	Extraktion von fünf Proben aus einem Wafer entlang seinem Durchmesser zur Untersuchung möglicher radialer Unterschiede des Wafertempers.....	91
Abb. 7.3	Messung der Photoleitung und des MD-PICTS-Signals bei 300 K längs der Probe..	91
Abb. 7.4	MD-PL-Signale der fünf keilförmigen Proben des Wafers 98606 K03 und der Referenzprobe 96318 K43-4; bei 0 mm auf der x-Achse liegt die tiefste Stelle des Keils	92
Abb. 7.5	normierte MD-PICTS-Signale der fünf keilförmigen Proben des Wafers 98606 K03 und der Referenzprobe 94318 K43-4; bei 0 mm auf der x-Achse liegt die tiefste Stelle des Keils.....	92
Abb. 7.6	PICTS-Spektren der Proben 98606 K03; die an der tieferen Stelle des Keils erhaltenen Spektren sind grau dargestellt.....	93
Abb. 7.7	PICTS-Spektren der nicht wafergetemperten Referenzprobe 96318 K43-4, oberflächennah (schwarz) und oberflächenfern (grau)	93
Abb. 7.8	Präparation von teilweise sehr dünnen Schichten aus der Oberfläche (a), der Schicht unter der Oberfläche (b) und dem Dickenzentrum (c) des Wafers 98606 K03 für TDH-Experimente.....	94/95
Abb. 7.9	TT-IR-PICTS-Spektren der Oberfläche, der Schicht unter der Oberfläche und des Dickenzentrums des Wafers 99184 K19	96

Abb. 7.10 Vergleich der TT-IR-PICTS-Spektren der Schicht unter der Oberfläche und des Dickenzentrums des Wafers 99184 K19 mit dem ungetemperten Wafer 99184 K10 97

Abb. 7.11 Verlauf von Anregungspuls- und Transiente bei BB-Anregung in den einzelnen Schichten einer wafergetemperten Probe 98

Literaturverzeichnis

- [1] O Oda, H Yamamoto, M Seiwa, G Kano, T Inoue, M Mori, H Shimakura, M Oyake, *Semicond. Sci. Technol.* **7** (January 1992), A215
- [2] H. Hasegawa, H. Ohno, H. Shimizu, S. Seki, *J. Electron. Mater.* **13** (1994), 931
- [3] P. Rudolph; M. Jurisch, *Journal of Crystal Growth* 198/99 (1999), 325
- [4] C. Miner et al., *Materials Science and Engineering* **44** (1997) 1-3, 188
- [5] J.R. Niklas, W. Siegel, M. Jurisch, U. Kretzer, *Mat. Sci. Engin. B80* (2001), 206
- [6] B. Gründig, Diplomarbeit; Fakultät für Chemie und Physik der TU Bergakademie Freiberg, 2001
- [7] B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas, *Mat. Sci. Eng. B91-92* (2002), 371
- [8] B. Gründig-Wendrock, K. Dornich, T. Hahn, U. Kretzer, J.R. Niklas, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **27** (2004), 363
- [9] B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas, *phys. stat. sol. (c)* **0** (2003) **3**, 885
- [10] J.S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* **53** (1982), R123
- [11] M.R. Brozel, G.E. Stillman, *INSPEC, The Institution of Electrical Engineers* (1996), 3. Auflage
ISBN 0-85296-885 X
- [12] P. Rudolph, *Cryst. Res. Technol.* **40** (2005) 1-2, 7
- [13] M. Jurisch, T. Flade, B. Hoffmann, A. Köhler, J. Korb, U. Kretzer, T Reinhold, B. Weinert, *Mat. Sci. Eng. B* **44** (1997), 198
- [14] T. Steinegger, M. Naumann, M. Jurisch, J. Donecker, *Mat. Sci. Eng. B80* (2001), 215-219

- [15] S. Hahn, Diplomarbeit; Fakultät für Chemie und Physik der TU Bergakademie Freiberg, 2004
- [16] S.K. Min, E.K. Kim, H.Y. Cho, *J. of Appl. Phys.* 63 (1988), 4422
- [17] C. Longeaud, J.P. Kleider, P. Kaminski, R. Kozlowski, M. Pawlowski, R. Cwirko, SIMC-X (10th Conference on Semiconducting and Insulating Materials), (1998), Berkeley, CA (USA)
- [18] P. Kaminski, R. Kozlowski, *Mat. Sci. Engin.* B91-92 (2002), 298
- [19] K. Yasutake, H. Kakiuchi, A. Takeuchi, K. Yoshii, H. Kawabe, *J. Mat. Sci.: Mat. in Electr.* 8 (1997) 239
- [20] D.J. Desnica, *J. Electronic Materials* 21 (1992) 4, 463
- [21] J.C. Bourgoin, H.J. von Bardeleben, D. Stievenard, *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 9, R65
- [22] K. Mojejko-Kotlinska, H. Scibior, J. Brytowska, M. Subotowicz, *phys. stat. sol (a)* 138 (1993), 217
- [23] S. Panigrahi, V.K. Lakdawala, L.M. Thomas, R.P. Brinkmann, *SPIE Vol. 1873* *Optically Activated Switching III* (1993) , 55
- [24] T. Hashizume, H. Nagabuchi, *Semicond. Sci. Techn.* 4 (1989), 427
- [25] F.D. Auret, A.W.R. Leitch, J.S. Vermaak, *J. of Appl. Phys.* 59 (1986) 1, 158
- [26] L. Young, W.C. Tang, S. Dindo, K.S. Lowe, *J. Electrochem. Soc.* 133 (1986), 609
- [27] J. Lagowski, D. G. Lin, T.-P. Chen, M. Skowronski, H. C. Gatos, *Appl. Phys. Lett.* 47 (1985), 929
- [28] P. Kaminski, M. Palczewska, R. Kozlowski, M. Pawlowski, R. Cwirko, *Materials Science and Engineering* 42 (1996) 1-3, 213
- [29] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea, *Electron. Lett. (UK)* vol. 13 (1977), p.191

- [30] M. Kaminska, E.R. Weber, *Semicon. and Semimet.* 38 (1993), 59
- [31] S. Eichler, A. Seidl, F. Börner, U. Kretzer, B. Weinert, *J. Crystal Growth* 247 (2003), 69
- [32] A. Mitonneau, A. Mircea, G.M. Martin, D. Pons, *Rev. Phys. Appl. (France)* 14 (1979), 853
- [33] R. Krause, K. Saarinen, P. Hautojärvi, A. Polity, G. Gärtner, C. Corbel, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 26, 3329
- [34] Y. V. Gomeniuk, H. Ch. Alt, U. Kretzer, *phys. stat. sol. (b)* 240 (2003) 1, 139
- [35] F.X. Zach, A. Winnacker, *Jap. J. Appl. Phys.* 28 (1989), 957
- [36] M. Wickert, R. Stibal, P. Hiesinger, W. Jantz, J. Wagner, M. Jurisch, U. Kretzer, B. Weinert, *Proc. 10th Conference on Semiconducting and Insulating Materials (SIMC-X)*, Berkely 1998
Ed. Z. Lilienthal-Weber, C. Miner, cop. 1999 by IEEE
- [37] A. Winnacker, F.X. Zach, *J. Crystal Growth* 103 (1990), 275
- [38] C. Reichel, *Dissertation; Fakultät für Chemie und Physik der TU Bergakademie Freiberg*, 1999
- [39] H. Ch. Alt, M. Müllenborn, G. Packeiser, *Semi-insulating III-V Materials*; Toronto, Canada; IOP; Bristol (1990), 309
- [40] Z.Q. Fang, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes, *J. Appl. Phys.* 61 (1987), 5047
- [41] M. Pavlovic, B. Santic, D.I. Desnica-Frankovic, N. Radic, T. Smuc, U.V. Desnica, *J. Electronic Materials* 32 (2003) 10, 1100
- [42] D.C. Look, Z.Q. Fang, *J. Appl. Phys.* 80 (1996) 6, 3590
- [43] M. Müllenborn, H. Ch. Alt, A. Heberle, *J. of Appl. Phys.* 69 (1991), 4310

- [44] T. Richter, Dissertation; Fakultät für Chemie und Physik der TU Bergakademie Freiberg, 1999
- [45] S. Tuzemen, L. Breivik, M. R. Brozel, *Semicond. Sci. Technol.* 7 (1992), A36
- [46] J. C. Bourgoin, N. De Angelis, *Semicond. Sci. Technol.* 16 (2001) 497
- [47] J. Darmo, F. Dubecky, P. Kordos, A. Förster, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 5, 590
- [48] G. Kühnel, W. Siegel, *Semicond. Sci. Techn.* 6 (1991), 1029
- [49] Z.Q. Fang, D.C. Look, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 442* (1997) 405
- [50] H. Shiraki, Y. Tokuda, K. Sassa, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 262* (Materials Research Society) (1992), 105
- [51] S. Tada, S. Sato, A. Ito, A. Fukuyama, T. Ikari, *Jpn. J. Appl. Phys.* 41 (2002), 3358
- [52] Th. Steinegger, B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas, *Physica B* 308-310 (2001), 745
- [53] M. Levinson, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 91, 73
- [54] C.V. Reddy, Y.L. Luo, S. Fung, C.D. Beling, *Phys. Rev. B* 58 (1998), 1358
- [55] M. Jurisch, persönliche Mitteilung
- [56] H. Shiraki, Y. Tokuda, K. Sassa, *JAP* 84 (1998) 6, 3167
- [57] M. Jurisch. *Proceedings Symp. on Non-Stoichiometric III-V Compounds*, P. Kiesel, S. Malzer, T. Marek (Eds.), *Physik mikrostrukturierter Halbleiter Bd. 6*, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1998, 135 - 148. 05. - 07. 10. 1998, Erlangen.
- [58] P. W. Yu, G.D. Robinson, J.R. Sizelove, C.E. Stutz, *Phys. Rev. B* 49 (1994) 7, 4689
- [59] P. W. Yu, C.E. Stutz, *Journal of Electronic Materials* 22 (1993) 12, 144

- [60] T. Steinegger, Dissertation; Fakultät für Chemie und Physik der TU Bergakademie Freiberg, 2001
- [61] T. Kikuta, T. Katsumata, T. Obokata, K. Ishida, *Inst. Phys. Conf. Ser.* 74 (1985), 47
- [62] P. Hlinomaz, V. Smid, J. Kristofik, *Sol. State Comm.* 86 (1993) 6 , 363
- [63] H Ch Alt, *Semicond. Sci. Technol.* 6 (1991), B121
- [64] D. Seghier, H.P. Gislason, *Mat. Sci. For.* 258-263 (1997), 1003
- [65] R. Leon, P. Werner, U. M. Yu, M. Kaminska, E.R. Weber, *Appl. Phys. A* 61 (1995), 7
- [66] C.C. Tin, C.K. The, F.L. Weichmann, *J. Appl. Phys.* 62 (1987) 6, 2329
- [67] K. Kuriyama, K. Tomizawa, S. Uematsu, K. Takahashi, *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994) 6, 746
- [68] B.-H. Yang, H.P. Gislason, *Mat. Sci. For.* 196-201 (1995), 713
- [69] B.H. Yang, D. Seghier, H.P. Gislason, *Proceedings , Proc IEEE-SIMC9 meeting, Toulouse (1996).* Ed. C. Fontaine, 166
- [70] K. Seeger, *Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig / Wiesbaden,* 1992
ISBN 3-528-06506-0
- [71] R.E. Kremer, M.C. Arikian, J.C. Abele, J.S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* 62 (1987) 6, 2424
- [72] O. Yoshie, M. Kamihara, *Jap. J. Appl. Phys.* 22 (1983) 4, 621
- [73] M.J.S.P. Brasil, P. Motisuke, *Sol. State Comm.* 74 (1990) 9, 935
- [74] X. Le Cleac'h, *Sol. State Comm.* 85 (1993) 9, 799
- [75] J.C. Balland, J.P. Zielinger, M. Tapiero, J.G. Gross, C. Noguét, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 19 (1986), 71

- [76] O. Yoshie, M. Kamihara, Jap. J. Appl. Phys. 22 (1983) 4, 629
- [77] O Yoshie; M. Kaminhara, Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985), 431
- [78] P. Hlinomaz, V. Smid, J. Kristofik, J.J. Mares, Sol. State Comm. 78 (1991) 11, 947
- [79] D. Seghier, H.P. Gislason, Proc. 9th Conf. Semicond. and Semiinsul. Mat. SIMC 9 Toulouse 1996, 145
- [80] P. Hlinomaz, V. Smid, J. Ktsitofik, J.J. Mares, P. Hubik, J. Zeman, Sol. State Comm. 77 (1991) 6, 409
- [81] C. Eiche, D. Maier, M. Schneider, D. Sinerius, J. Weese, K.W. Benz, J. Honerkamp, J. Phys. Condensed Matter 4 (1992), 6131
- [82] J.C. Abele, R.E. Kremer, J.S. Blakemore, J. Appl. Phys. 62 (1987) 6, 2432
- [83] M. Ayoub et al., Mat. Sci. Eng. 83 (2001) 1-3, 173
- [84] P. K. Giri, Y.N. Mohapatra, J. Appl. Phys. 78 (1995) 1, 262
- [85] G. Zychowitz, persönliche Mitteilung
- [86] W. Zhangao, L. Chengji, Z. Hui, L. Yunyan, L. Lanying, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 261 (1992); Materials Research Society, 259
- [87] Y.N. Mohapatra; V. Kumar, phys. stat. sol (a) 114 (1989), 659
- [88] U.V. Desnica, B. Santic, Appl. Phys. Lett. 54 (1989) 9, 810
- [89] G. Beck, M. Kunst, Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 2, 197
- [90] S.R. Blight, H. Thomas, J. Appl. Phys. 65 (1989) 1, 215
- [91] Ch. Wang; A. Neugroschel, IEEE Transactions of Electron Devices (1991)
- [92] M. Schöfthaler, R. Brendel, J. Appl. Phys. 77 (1995) 7, 3162

- [93] H. Hashizume, S. Sumie, Y. Nakai, ASTM Special Technical Publication 1340 (1998), 47
- [94] D.C. Look, In Semiconductors and Semimetals, edited by R.K. Willardson and A.C. Beer (academic, New York) 19 (1983), 75
- [95] P. Hlinomaz, V. Smid, J. Kristofik, sol. state commun. 86 (1993) 6, 357
- [96] V.C. Lo, P.W. Chan, S.D. Xu, S.P. Wong, Semicond. Sci. Technol. 7 (May 1992), 668
- [97] C. Hurtes, M. Boulou., A. Mitonneau, D. Bois, Appl. Phys. Lett. 32 (1978), 821
- [98] M. Ogawa, T. Kamiya, H. Yanai, Inst. Phys. Conf. Ser. 63 (1982), 571
- [99] B. Deveaud, B. Toulouse, Semi-Insulating III-V Materials, Nottingham, England (Shiva, England, 1980) 241
- [100] Z.Q. Fang, D.C. Look, J. Appl. Phys. 69 (1991) 12, 8177
- [101] M. Matsumura, H. Emori, K. Terashima, T. Fukuda, Jap. J. Appl. Phys. 22 (1983), L154
- [102] M.S. Wang, J.M. Borrego, J. Electrochem. Society 137 (1990) 11, 3648
- [103] Y. Tamura, C. Hamaguchi, Extended Abstracts of the 18th (1986 International) Conference on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1986, 655
- [104] Y. Fujisaki, Y. Takano, J. Appl. Phys. 61 (1987) 8, 2910
- [105] B. Hoffmann, M. Jurisch, G. Kissinger, A. Köhler, G. Kühnel, T. Reinhold, W. Siegel, B. Weinert
C. Fontaine (Ed.), Semicondng and Semi-insulating Materials Conf., IEEE SIMC-9, Toulouse, IEEE, Piscataway, 1996, 63
- [106] M. Ichimura, H. Tapiri, Y. Morita, N. Yamada, A. Usami, Appl. Pys. Lett. 70 (1997) 13, 1745
- [107] M.C. Chen, J. Appl. Phys. 64 (1988) 2, 945
- [108] S.S. Collier, A.K. Weiss, R.F. Reithel, Photogr. Sci. Eng. 20 (1976), 54

- [109] Y. Fujisaki, Y. Takano, T. Ishiba, *Semi-insulating III-V Materials* ed. H. Kukimoto, S. Miyazawa (Tokyo: OHMSHA) (1986), 163
- [110] C. Stockinger, F. Kuchar, R. Meisels, *Measurement Science & Technology* 5 (1994) 5, 584
- [111] M. Kunst, G. Beck, *J. Appl. Phys.* 60 (1986) 10, 3558
- [112] G. Citarella, S. von Aichberger, M. Kunst, *Mat. Sci. Eng. B91-92* (2002), 224
- [113] S.A.Buldygin, S.V. Golod, V.V. Preobrazhenskii, B.P. Semyagin, E.M. Shok, *Mat. Sci. Engin. B* 44 (1997), 223
- [114] J.M. Borrego, R.J. Cutman, N. Jensen, O. Paz, *Sol. State Electron.* 30 (1987), 195
- [115] B. Pödör, *J. Appl. Phys.* 55 (1984), 3603
- [116] Z. Wang, Y. Chu, *Solid-State Electronics* 34 (1991) 7, 735
- [117] J.-M. Spaeth, J.R. Niklas, R.H. Bartram, Springer Verlag Berlin Heidelberg. 1. Auf. USA (1992), S. 286
ISBN 3-540-53615-9
- [118] C.P. Poole jr., Dover Publications, Inc. 2. Aufl. Mineola New York (1993)
ISBN 0-486-69444-5
- [119] J.A. Weil, J.R. Bolton, J.E. Wertz, John Wiley & Sons, Inc. , 1. Auf. USA (1994)
ISBN 0-471-57234-9
- [120] S. Weiss, R. Kassing, *Sol. State Electr.* 31 (1988) 12, 1733
- [121] A.P. Ramsa, H. Jacob, F.A. Brand, *J. Appl. Phys.* 30 (1959), 1054
- [122] K.D. Cumming, S.J. Pearton, G.P. Vella-Coleiro, *J. Appl. Phys.* 60 (1986) 5, 1676
- [123] Method and Apparatus for measuring minority carrier lifetime in semiconductor materials

- Patent US 005406214 A
- [124] Institut für Angewandte Festkörperphysik
EAT -Meßsystem
Technische Dokumentation; Fraunhofer Gesellschaft – Institut für Angewandte
Festkörperphysik, 1999
- [125] M. Wickert, Dissertation; Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
im Breisgau, 1998
- [126] P.K. Bhatnagar, V.N. Ojha, Solar Cells 8 (1983), 197
- [127] G. Gruber, F. Ritzmann, ETP 22 (1974), 143
- [128] X. Le Cleac'h; P.N. Favenne, Int. Symp. GaAs and Related Compounds Atlanta
(1988), 317
- [129] D.C. Look, Semicond. and Semimet. 38 (1993), 91
- [130] U. Kretzer, persönliche Mitteilung
- [131] A. Wohlrab, persönliche Mitteilung
- [132] O. Oda, H. Yamamoto, M. Seiwa, G. Kano, T. Inoue, H. Mori, H. Shomakura, M.
Oyake, Semicond. Sci. Techn. 7 (1992), A215
- [133] M. Jurisch, Beitrag zur DGKK-Herbsttagung in Freiberg, 2004

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Weitere Personen waren an der Abfassung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Die Hilfe eines Promotionsberaters habe ich nicht in Anspruch genommen. Weitere Personen haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die nicht als solche kenntlich gemacht worden sind.

Diese Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Veröffentlichungen (2005)

Publikationen:

K. Dornich, B. Gründig-Wendrock, T. Hahn, J.R. Niklas

Topography of defect parameters on Si and GaAs wafers

Adv. Eng. Mat. 6 (2004) 7, 598-602

B. Gründig-Wendrock, K. Dornich, T. Hahn, J.R. Niklas, U. Kretzer

Contact free investigation of the EL2 defect in surface regions of GaAs wafers

Eur. Phys. J. Appl. Phys. 27 (2004), 363-366

A. Wohlrab, B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, F.-M. Kiessling and J. R. Niklas

Oxygen in GaAs and its relation to the EL3 defect investigated by TSC and PICTS

Eur. Phys. J. Appl. Phys. 27 (2004), 223-226

B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas

Defect specific topography on GaAs wafers by microwave detected photo induced current transient spectroscopy

phys. stat. sol. (c) 0, No. 3, 2003, 885-888

V. Bondarenko, R. Krause-Rehberg, B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas

Vacancy like defects in Si GaAs post growth treatment

Proceedings of the 3rd International Workshop on Positron Studies of Semiconductor Defects, PSSD-02, Sendai (2002)

Th. Steinegger, B. Gründig-Wendrock, M. Baeumler, M. Jurisch, W. Jantz, J.R. Niklas

Photoluminescence topography, PICTS and microwave conductivity investigation of EL6 in GaAs

Mat. Sci. Eng. B 91-92, 2002, 29-32

B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas

Defect specific topography of GaAs wafers by microwave detected photo induced current transient spectroscopy

Mat. Sci. Eng. B 91-92, 2002, 371-375

Th. Steinegger, B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas

On the microscopic structure of the EL6 defect in GaAs

Physica B 308-310, 2001, 745-748

Vorträge:

S. Hahn, K. Dornich, T. Hahn, B. Gründig-Wendrock, G. Gärtner, P. Schwesig, U. Sahr, G. Müller

Fe als Rekombinationszentrum in InP

DGKK – Herstellung und Charakterisierung von massiven Verbindungshalbleitern, Freiberg,

06./07.10. 2004

A. Wohlrab, B. Gründig-Wendrock, K. Dornich, G. Gärtner, T. Hahn, J.R. Niklas

F.M. Kießling

Weiterführende PICTS und TSC- Untersuchungen von EL2 und EL3 in GaAs

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Halle, 31.03./01.04.2004

K. Dornich, P. Schwesig, T. Hahn, B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas, U. Sahr, G. Müller

Untersuchung der Fe Verteilung in SI InP durch MDP und MD-PICTS erste Ergebnisse

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Halle, 31.03./01.04.2004

B. Gründig-Wendrock, K. Dornich, T. Hahn, J.R. Niklas, U. Kretzer

Contact free investigation of the EL2-defect in surface regions of GaAs wafers

10th International Conference on Defects – Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors,

Batz-sur-Mer, Frankreich, 29.09.-02.10.2003

B. Gründig-Wendrock, U. Kretzer, M. Jurisch, J.R. Niklas

Einfluss des Kompensationsgrades auf MD-PICTS-Spektren des EL2

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Erlangen, 02./03. 04.2003

A. Wohlrab, G. Kühnel, B. Gründig-Wendrock, W. Siegel, M. Jurisch

Tiefe Störstellen in LEC-, VGF- und VCz-GaAs untersucht mittels TSC-Messungen

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Freiberg, 16./17. 10.2002

B. Gründig-Wendrock, K. Dornich, T. Hahn, J.R. Niklas

Oberflächennahe Detektion von EL2/EL2⁺ in GaAs mittels HT-MD-PICTS

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Freiberg, 16./17.10.2002

B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas

Mikrowellendetektierte PICTS – Weitere Ergebnisse

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Erlangen, 06./07. 03.2002

B. Gründig-Wendrock

Mikrowellendetektierte Photoleitung und PICTS – Ein neuer experimenteller Zugang zur defektspezifischen Topographie

IEP-Institutsseminar , TU Bergakademie Freiberg, 28.11.2001

B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas

Defect Specific Topography of GaAs wafers by Microwave Detected Photo Induced Current Transient Spectroscopy

9th International Conference on Defects – Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors, Rimini, Italien, 24.-28.09.2001

B. Gründig

Introduction into photo induced current transient spectroscopy (PICTS)

Kristall-Seminar, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 07.05.2001

B. Gründig, T.Hahn, J.R. Niklas

Mikrowellendetektierte PICTS-Untersuchungen an GaAs – Erste Ergebnisse

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Berlin, 21./22. 03.2001

B. Gründig, J.R. Niklas, M. Jurisch, U. Kretzer

Vergleichende Mikrowellen-Photoleitungs- und PL-Topographie an GaAs-Wafern

DGKK – Arbeitskreistagung GaAs, InP und SiC, Freiberg, 11. / 12. 10.2000

Poster:

K. Dornich, T. Hahn, K. Niemietz, B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas, A. Kempf, G. Schramm

Zerstörungsfreie Defektcharakterisierung und Topographie an Silizium Wafern

10th Augustusburg Conference od Advanced Science, Augustusburg, Deutschland, 23.-25.09.2004

K. Dornich, K. Niemietz, T. Hahn, U. Weissker, B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas

Kontaktlose topographische Defektanalytik an Poly Si

10th Augustusburg Conference od Advanced Science, Augustusburg, Deutschland, 23.-25.09.2004

A. Wohlrab, B. Gründig-Wendrock, J.R. Niklas, M. Jurisch, F.M. Kießling

The role of oxygen in GaAs and its relation to the EL3 defect investigated by different spectroscopic methods

10th International Conference on Defects – Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors, Batz-sur-Mer, Frankreich, 29.09.-02.10.2003

B. Gründig-Wendrock, J. R. Niklas

Defect specific topography on GaAs wafers by microwave-detected photo-induced current transient spectroscopy

Expert Evaluation and Control of Compound Semiconductor Materials and Technologies,

Budapest, Ungarn, 26.-29.05.2002

Th. Steinegger, B. Gründig-Wendrock, M. Baeumler, M. Jurisch, W. Jantz, J.R. Niklas

Photoluminescence topography, PICTS and microwave conductivity investigation of EL6 in GaAs

9th International Conference on Defects – Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors,

Rimini, 24-28. 09.2001

Th. Steinegger, B. Gründig-Wendrock, M. Jurisch, J.R. Niklas

On the microscopic structure of the EL6 defect in GaAs

21st International Conference on Defects in Semiconductors, Gießen, Deutschland, 16.-20. 07.2001

Danksagung

Für alle erfahrene Unterstützung im fachlichem wie nichtfachlichen Bereich, die die Anfertigung dieser Dissertation ermöglicht hat, möchte ich mich hiermit ausdrücklich und herzlich bedanken bei:

- Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. J. R. Niklas für seine kompetente Leitung, seine sehr innovativen Diskussions- und Lösungsbeiträge und seine Kompetenz in der Entwicklung der Anlagen und ihrer Elektronik.
- Der Firma Freiburger Compound Materials GmbH für die finanzielle Unterstützung und die Bereitstellung eines großen und sehr gut vorcharakterisierten Probenumfangs.
- Herrn Dip. Nat. Kay Dornich für seinen umfassenden Beitrag zu Entwicklung und Bau der MD-PICTS-Anlagen für Messungen bei tiefen und hohen Temperaturen.
- Herrn Dipl. Nat. Torsten Hahn für die ständige Verbesserung seines PICTS-Messprogrammes und wertvolle Tipps zur Programmierung der Steuerung der Motoren der Verschiebetische und der Auswertesoftware in C++ und Mathematica.
- Frau Antje Buckentin aus der Elektronikwerkstatt und Herrn Volker Bellmann sowie Herrn Volker Müller aus der mechanischen Werkstatt der TU Bergakademie und der Firma Maschinenbau Werzner für die schnelle und engagierte Realisierung der Anlagenentwicklungen.
- Herrn Dr.-Ing. M. Jurisch für die sehr gute Zusammenarbeit, die äußerst anregenden Diskussionen und die Weitergabe seiner hohen Motivation und Freude an Forschung und Entwicklung.
- Herrn Frank Börner, Herrn Ulrich Kretzer und Herrn Stefan Eichler für die sehr guten Diskussionsrunden zu prinzipiellen Fragen von MD-PL und MD-PICTS sowie der Problematik des EL2 und EL3.
- Frau Anke Wohlrab für die gemeinsame Dissertationszeit mit allen Höhen und Tiefen und alle anregenden Diskussionen und die Zusammenarbeit auf dem Gebiet des EL3.
- Frau Siegrid Siegel und Frau Elke Kubsch für die Präparation der Proben.

- Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. P. Rudolph für seine wertvollen Hinweise und Diskussionen.
- Auch bei allen Mitarbeitern der TU Bergakademie Freiberg, die mich unterstützten, aber nicht persönlich erwähnt wurden, möchte ich mich hiermit bedanken.

Die vorliegende Arbeit ist Forschungsteilprojekt des BMBF-FE-Vorhabens „01 BM 154 – Grundlagen für die 200 mm GaAs-SI-Kristallzüchtung und –Substratpräparation“ mit dem Titel „Erweiterung der Defektspezifischen Topographie technologisch relevanter Störstellen in GaAs-Wafern mit Mikrowellen-detektierter Photoleitungs- und Photoleitungstransienten-Spektroskopie“. Dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sei damit für die finanzielle Unterstützung herzlich gedankt.

Schließlich möchte ich mich bei meinem Mann Ronald Wendrock herzlich bedanken, der der Durchführung dieser Dissertation stets unterstützend gegenüber gestanden und den langen Arbeitszeiten und Fahrtwegen und der häufigen Wochenendarbeit sehr viel Toleranz entgegen gebracht hat.

LEBENS LAUF

Daten zur Person

Dipl.-Nat (Univ.) Bianca Gründig-Wendrock
 geb. am 14.02.1978 in Marienberg-Gebirge (Mittlerer
 Erzgebirgskreis)
 verheiratet, 1 Kind
 deutsche Staatsbürgerschaft

Schulbildung

09.84 – 06.92
 08.92 – 06.96

Polytechnische Oberschule Marienberg
 Gymnasium Marienberg; Allgemeine Hochschulreife

Universitäre Bildung

10.96 – 05.01

Studium der Angewandten Naturwissenschaften mit dem
 Vertiefungsfach „Naturwissenschaftliche Grundlagen
 Stoffe der Mikroelektronik“ an der TU Bergakademie
 Freiberg
 Diplom-Naturwissenschaftlerin (Univ.)
 Diplomarbeit zum Thema „Mikrowellendetektierte
 PICTS an Störstellen in GaAs“ am Lehrstuhl Prof. Dr.
 rer. nat. J. R. Niklas der TU-Bergakademie Freiberg
 (Experimentelle Physik)

Berufliche Entwicklung

05.01 – 12.04

Beschäftigung als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
 Institut für Experimentelle Physik der TU Bergakademie
 Freiberg

seit 01.05

Mutterschutz und Erziehungsurlaub

Marienberg-Gebirge, den 09.Juni 2005

B. Gründig-Wendrock