

Raum-zeitliche Abbildungen von Stromfilamenten in p-Germanium mit Hilfe eines Tieftemperatur- Raster-Laser-Mikroskops



Vom Fachbereich Physik der Universität Oldenburg
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
angenommene Dissertation

Lars Bornemann
geb. am 24. Mai 1968
in Stuttgart

Erstreferent: Prof. Dr. J. Parisi
Korreferent: Priv.-Doz. Dr. W. Tuszynski
Drittreferent: Priv.-Doz. Dr. A. Kittel
Tag der Disputation: 09.01.2002

ZUSAMMENFASSUNG

Bornemann, Lars

Raum-zeitliche Abbildungen von Stromfilamenten in p-Germanium mit Hilfe eines Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Phänomenen des Ladungstransports in Halbleitern im Temperaturbereich des flüssigen Heliums. Die tiefen Temperaturen bewirken in einem Halbleiter eine Entkopplung der Systeme Ladungsträger und Gitter. Das Anlegen eines elektrischen Feldes an den Halbleiter hat die Bildung eines heißen Elektronengases zur Folge. Oberhalb eines kritischen elektrischen Feldes kommt es zum Effekt des Stoßionisationsdurchbruchs, welcher die Bildung von Stromfilamenten zur Folge hat. Hierbei treten räumlich inhomogene, leitende Bereiche auf, bei denen Strukturbildung, geknüpft an ein nichtlineares Verhalten in Form einer S-förmigen negativ differentiellen Leitfähigkeit des Halbleiters, zu beobachten ist.

Als Material wird hierbei homogen dotiertes p-Germanium verwendet, das im Fall des Stoßionisationsdurchbruchs eine ungeheure Vielfalt an Verhaltensmustern zeigt. Der Halbleiter reagiert empfindlich auf externe Parameter wie angelegte Probenspannung oder Probenstrom, transversale magnetische Felder, Temperatur und zusätzliche Bestrahlung durch IR-Licht.

Im Zusammenhang mit der nichtlinearen Dynamik des Halbleitersystems ergab sich die Herausforderung, den Stoßionisationsdurchbruch in p-Germanium ohne störende Wärmestrahlung räumlich zu untersuchen. Um entsprechende Messungen durchzuführen zu können, wurde ein selbstgebautes Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskop aufgebaut. Die extremen Anforderungen an das Probenystem (Tieftemperatur) und die geplanten Messungen mit hohen Magnetfeldern (ortsaufgelöste Untersuchung des Quanten-Hall-Effekts) dienen hierbei als Motivation für das Mikroskop, da kommerzielle Systeme diese Anforderungen nicht erfüllen.

Anhand der Ergebnisse läßt sich das dynamische Verhalten des Halbleiters anhand von Strom-Spannungs-Kennlinien, zeitlicher (spontane Oszillationen des Probenwiderstandes) als auch räumlicher (räumlich inhomogene Stromdichteverteilung - Stromfilamente) Strukturbildung verstehen. So werden typische Struktureigenschaften wie das Oszillationsverhalten und das Filamentwachstum durch eingeführte Modelle beschrieben und mit den durchgeführten Messungen verglichen.

Schließlich werden der Einfluß der Gittertemperatur, zusätzlicher IR-Bestrahlung, Intensität des Laserstrahls und die Beeinflussung durch ein transversales Magnetfeld auf das Probenverhalten untersucht. Hierbei wird die extreme Empfindlichkeit des p-Germaniums auf Temperatureffekte deutlich. Mit Hilfe der Strom-Spannungs-Kennlinien läßt sich eine kritische Temperatur bezüglich der Oszillationen und der Stabilität der Stromfilamente angeben. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Struktureigenschaften läßt sich mit Hilfe der Elektronendynamik erklären.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	3
1.1 Einführung	3
1.2 Überblick bisheriger Arbeiten	3
1.3 Überblick kommerzieller Raster-Laser-Mikroskope	5
1.4 Nachteile kommerzieller Systeme	7
1.5 Gliederung der Arbeit	9
2. Der Aufbau des Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops	10
2.1 Aufbau und Funktionsweise des Kryostaten	10
2.2 Übersicht des Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops	13
2.3 Aufbau des Mikroskops im Detail	14
2.3.1 Der Mikroskophalter	15
2.3.2 Die Probenhalterung	16
2.3.3 Die Grundplatte und der Laser	17
2.3.4 Die Rastereinheit mit Faserablenkung	18
2.3.5 Funktionsweise der Rastereinheit	22
2.3.6 Ablenkeinheit mit Miniaturzahnradern	23
2.3.7 Die Fokussiereinheit	26
3. Bestimmung der Funktionsfähigkeit des Mikroskops	29
3.1 Bestimmung des Temperaturverhaltens	29
3.1.1 Abbildungsfehler	29
3.2 Einfluß eines Magnetfeldes	31
3.3 Reproduzierbarkeit und Auflösung	32
4. Probenpräparation und Probengeometrie	34
5. Physikalische Grundlagen	38
5.1 Materialeigenschaften von p-Germanium	38
5.2 Elektrische Eigenschaften von p-Germanium	39
5.2.1 Ladungstransport bei tiefen Temperaturen	39
5.2.2 Physik des Stoßionisationsdurchbruchs	41
5.3 Nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie	45
5.3.1 Schaltungsbedingte Oszillationen	47
5.4 Signalentstehung bei der Abbildung von Stromfilamenten	49
6. Methoden der Messungen und Experimenteller Aufbau	53
6.1 Strom-Spannungs-Kennlinien	53
6.2 Meßmethoden der räumlichen Abbildung	55
6.3 Beschreibung des Meßaufbaus	56

7. Experimentelle Resultate	58
7.1 Strom-Spannungs-Kennlinien	58
7.1.1 Schaltungsbedingte Oszillationen	65
7.2 Laserimpulsantwort der Probe	67
7.3 Räumlich aufgelöste Abbildungen von Stromfilamenten	70
7.3.1 Abbildung im oszillatorischen Bereich	70
7.3.2 Abbildung im stationären Bereich	73
7.3.3 Abbildung im stationären Bereich im nicht abgeschirmten Raster-Laser-Mikroskop	83
8. Zusammenfassung und Ausblick	85
8.1 Zusammenfassung	85
8.1.1 Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskop	85
8.1.2 Messungen an p-Germanium	87
8.2 Ausblick	89
8.2.1 Verbesserung der optischen Auflösung	89
8.2.2 Dynamik der Stromfilamente	89
8.2.3 Quanten-Hall-Effekt	90
8.2.4 Superconducting Quantum Interference Devices (SQUIDs)	92
8.2.5 Weitere Probensysteme	93
9. Anhang	94
9.1 Übersicht der verwendeten Symbole.	94
9.2 Materialparameter	95
9.3 Schnüre aus Chemiefasern	96
9.4 Technische Daten	97

1. EINLEITUNG

1.1 Einführung

Von der Antike bis zu unserer Zeit haben Gewitter mit den elektrischen Blitzentladungen nach wie vor ihre faszinierende Wirkung auf den Menschen nicht verloren. Erst in den vergangenen Jahrzehnten konnten Wissenschaftler das Geheimnis der Blitze endgültig lüften. Hierbei findet ab einem bestimmten kritischen Spannungspotential zwischen Erde und Wolken ein Ladungsausgleich statt. In ihm werden Elektronen stark beschleunigt und schaffen durch spontane Stoßionisation einen Kanal hoher Leitfähigkeit. Es kommt zu einer auf den Blitzkanal beschränkten Bildung eines heißen Elektronengases, in dem sich die Luft explosionsartig ausdehnt. Die damit verbundene Druckwelle läßt dann den Donner entstehen. Die räumliche Bildung von Stromfilamenten in Halbleitern ist der Entstehung eines Gewitterblitzes sehr ähnlich. Durch ein überkritisches elektrisches Feld kommt es durch den Effekt der spontanen Stoßionisation zu einem lokal begrenzten Bereich hoher Leitfähigkeit. In diesem Strompfad befindet sich ein heißes Elektronengas, welches eine vielfach höhere Temperatur als das umgebende Halbleitermaterial besitzt, in welchem sich das Stromfilament befindet. In der Physik der Gasentladungen konnten Blitze kontrolliert in Edelgasen als stationäre Entladungen studiert werden [1]. In der Halbleiterphysik wurden bereits in den 50er Jahren Stromfilamentierungen beobachtet. Erste experimentelle Arbeiten über den elektrischen Durchbruch in Germanium (Ge) wurden von Selar und Burstein [2] durchgeführt.

Materialien wie Germanium wurden bei der Entwicklung von hochempfindlichen, mit flüssigem Helium gekühlten Detektoren für den fernen Infrarot-Bereich eingesetzt. Hierbei wurde die extrinsische Photoleitung untersucht, deren elektrisches Durchbruchverhalten durch unverstandenes starkes Rauschen die Detektorleistung limitierte. Das elektrische Durchbruchverhalten von Ge wurde durch Koenig et al. [3, 4] experimentell und theoretisch weiter untersucht.

1.2 Überblick bisheriger Arbeiten

Das unverstandene starke Rauschen wurde erstmals von Ivanov und Ryvkin [5] als spontane Strom-Oszillationen in Ge beobachtet. Eine Reihe von Wissenschaftlern untersuchten diesen nichtlinearen Ladungstransport durch Ionisation neutraler Störstellen in Ge und Galliumarsenid(GaAs), die Gunn-Oszillationen in GaAs und (Indiumphosphid) InP oder die akusto-elektrischen Effekte in (Cadmiumsulfid) CdS, um diese für neue schnelle Schalt-Bauelemente nutzen zu können. Aufgrund der irregulären Oszillationen und der unzuverlässigen Schaltvorgänge konnte nur die Gunn-Diode entwickelt werden. Erst der in den späten 70er Jahren entstehende physikalische Bereich der *nicht-linearen Dynamik* konnte die Oszillationen und Schaltvorgänge mit einem chaotischem Verhalten in Verbindung bringen und stellte nichtlineare Gleichungssysteme zur Be-

schreibung dieser zeitlichen Strukturen auf.

Hier schließen eine ganze Reihe von Arbeiten an, die dieses Verhalten in Halbleiter-elementen wie p-Ge (z.B. Peinke et al. [6, 7, 8], Clauss et al. [9]), n-GaAs (Aoki et al. [10, 11]), n-Si (z.B. Barnett et al. [12]), n-InP oder in pin-Dioden (z.B. Barnett und Milnes [13, 14]) untersuchen. Man hatte mit dem Halbleiter-Durchbruch ein ideales Studienobjekt für diese chaotischen Strukturen gefunden, da hier, anders als z.B. bei den biologischen oder chemischen und den meisten anderen physikalischen Systemen, die relevanten Größen für das zeitliche Verhalten einfach über Variation von Probenstrom oder Probenspannung abgegriffen werden konnten. Die Strom- oder Spannungsmessungen zeigen jedoch keine Möglichkeit, *räumliche Informationen* der zeitlichen Strominstabilitäten zu erhalten.

Räumliche Instabilitäten, die sogenannten *Stromfilamente* (*Strominhomogenitäten*) wurden unabhängig von der Chaos-Forschung schon von Ridley [15] und Melngailis und Milnes [16] in den 60er Jahren vorhergesagt und auf indirekte Weise nachgewiesen. Die ersten räumlichen Abbildungen von Stromfilamenten wurden zunächst an Si-pnpn-Dioden bei 77K durchgeführt. Hierbei wurde die bei der Rekombination der Ladungsträger entstehende Lumineszenzstrahlung über langzeitbelichtete Photographien aufgenommen [12, 14]. Eine bessere Meßmethode (für die pnpn-Dioden), die Verwendung einer analogen Zeilenkamera, wurde von Niedernostheide et al. verwendet [17, 18, 19, 20]. Der gleiche Autor untersuchte mit einem anderen Abbildungsverfahren einfache pin-Dioden, bei denen durch die Stromfilamentierung keine Rekombinationsstrahlung entsteht. Hierbei wurde eine Methode eingesetzt, welche von Jäger et al. [21] und Baumann et al. [22] erstmals verwendet wurde. Bei diesem Verfahren wird die Diode mit einer Potentiometerspitze abgerastert. Diese Methode eignete sich jedoch nur für Messungen bei Raumtemperatur.

Mit Hilfe der Raster-Elektronen-Mikroskopie und der fortschreitenden Entwicklung in der Kryotechnik gelang es, Abbildungen des elektrischen Durchbruchs in weiteren Halbleitermaterialien wie n-GaAs oder n-InP zu untersuchen. Der geringe Erfolg der Abbildung von Stromfilamenten in p-Ge hängt direkt mit der extrem starken Empfindlichkeit auf Infrarot(IR)-Strahlung zusammen. Diese stört in einem erheblichen Maße die Ausbildung der Strominhomogenitäten. Eine Möglichkeit, den Tieftemperatur-Stoßionisationsdurchbruch abbilden zu können, stellen *Tieftemperatur-Raster-Elektronen-Mikroskope (TTREM)* mit integrierten Kühlblenden oder *Tieftemperatur-Raster-Tunnel-Mikroskope (TTRTM)* dar. Die TTREM-Systeme kamen bereits an der Universität Tübingen in den Arbeiten von Mayer et al. [23, 24], Rau et al. [25, 26] und Morhard [27] zum Einsatz. Diese Methode ermöglichte, Informationen über die räumliche Ausbildung von stationären Stromfilamenten während der lawinenartigen Stoßionisation in Halbleitermaterialien bei tiefen Temperaturen aufzunehmen [28, 29, 30, 31]. Ein wesentlicher Nachteil ist, daß trotz der Kühlblenden ein Rest der Temperaturstrahlung das Verhalten der Probe global beeinflusst [32]. Letztendlich sind Messungen unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes aufgrund der Beeinflussung des Elektronenstrahls nur sehr begrenzt (max. 100 mT) möglich. Bei der Verwendung eines TTRTM ist der limitierende Faktor die maximale Größe des Abbildungsbereiches bei Temperaturen des flüssigen Heliums (wenige μm) [33]. Dieser Rasterbereich reicht bei weitem nicht aus, um Stromfilamente, deren minimale Filamentdurchmesser bei ca. $100\mu\text{m}$ liegen, in ihrer Gesamtheit abzubilden [32]. Die apparative Komplexität beider Systeme verhindert, neben einem nicht zu vernachlässigenden finanziellen und experimentellen Aufwand, eine flexible und einfache Handhabung der

Systeme.

Eine Alternative stellt die orts aufgelöste gequentschte Photolumineszenz dar. Bei diesem Verfahren der Gruppe um Prettl an der Universität Regensburg (Prettl et al. [34, 35, 36], Novak und Prettl [37] und Eberle [38]) werden die Stromfilamente mit einer IR-Kamera abgebildet. Bei dem zu untersuchenden Material handelt es sich nicht um p-Ge, sondern um n-GaAs, welches nicht im gleichen Maße durch IR-Strahlung beeinflussbar ist. Im Gegensatz zu den oben genannten Abtastverfahren mit globaler Probenantwort auf eine lokale Anregung befindet sich die Probe hier in einem Zustand, der durch die globale Anregung homogen durch Beleuchtung mit IR-Dioden gestört wird. Die IR-Kamera bildet dann die im Filamentbereich unterdrückte Photolumineszenz an den Stellen der Probe ab, wo praktisch kein Strom fließt (also außerhalb des Stromfilaments)[38]. Die Untersuchungen finden auch hier bei Temperaturen des flüssigen Heliums statt. Jedoch ist es nicht möglich, eine komplette Abschirmung gegen IR-Strahlung zu erreichen, da die Probe für die unterdrückte Photolumineszenz beleuchtet werden muß. Diese Beleuchtung hätte bei p-Ge eine Zerstörung der Stromfilamentierung zur Folge. Dieses Verhalten bei n-GaAs dürfte den deutlich kleineren Lebensdauern der freien Ladungsträger zuzuschreiben sein. Die erzeugten Ladungsträger rekombinieren so schnell, daß sie die Bildung von Stromfilamenten nicht stören. Die optisch angeregten Überschuss-Ladungsträgerdichten liegen um zwei Größenordnungen unter den Ge-Werten [32].

1.3 Überblick kommerzieller Raster-Laser-Mikroskope

Ausgehend von den Arbeiten zum 'Flying Spot Microscope' von Roberts & Young 1951 wurde die Rastermikroskopie mehr und mehr entwickelt. Die Vorteile eines optischen Rastermikroskops sind z.B. die Unabhängigkeit der Abbildung eines Objektes bezüglich seiner Parameter oder die Vermeidung der Lichthofbildung ('halation'), die bei der Ganzfeldbeleuchtung durch Interferenz der an benachbarten Teilchen gestreuten Lichtwellen unvermeidbar ist. Eine entscheidende Verbesserung der Rastermikroskopie wurde durch die Verwendung eines Lasers als Lichtquelle erreicht, da dieser sich besonders durch die geringe Divergenz und die damit verbundene gute Fokussierbarkeit des Laserstrahls auszeichnet. Als Rasterverfahren wird im allgemeinen ein Objekt-Raster-Prinzip benutzt, d.h. der auf das Objekt fokussierte Laserstrahl bleibt in Ruhe und das Objekt wird rasterförmig bewegt. Die Vorteile eines solchen Verfahrens sind zum einen ein achsenparalleler, konstanter Strahlengang und zum anderen eine zentrale Benutzung der Abbildungsoptik, was eine konstante Fokusgröße des Laserstrahls zur Folge hat. Dieses Objekt-Raster-Prinzip wird von den meisten kommerziell erhältlichen Raster-Laser-Mikroskopen verwendet. Das Abrastern des Objekts hat aber auch Nachteile: z.B. die große, mechanisch zu bewegende Masse von Rastertisch und Objekt, oder die Zeit, die erforderlich ist um ein Objekt komplett abzurastern. Eine alternative Möglichkeit ist die Strahlablenkung mit nur einer Achse und die zweite Achse per Objekt rastern durchzuführen. Dieses Prinzip wurde von Achatz et al. [39] und Bartels et al. [40] beschrieben. Eine weitere Möglichkeit ist, den Laserstrahl über optische Deflektoren in zwei Dimensionen abzulenken. Diese Deflektoren haben in der Regel große Ablenkgeschwindigkeiten und große Ablenkwinkel. Hierbei müssen sie eine sehr enge Toleranz bezüglich Reproduzierbarkeit und Positionskontrolle erfüllen.

Es existieren eine Reihe von Möglichkeiten, einen Laserstrahl abzulenken. Typische

Ablenkeinheiten mit Vor- und Nachteilen sind in der Tabelle 1.1 einander gegenübergestellt.

Deflektor	Punktzahl	Zeilenzeit	Bildzeit	Vorteile	Nachteile
akusto-optisch	470	15-60 μs	10 ms	variabel schnell Positionskontrolle	dispersiv Strahlintensität ist winkelabh. aufw. Strahlengang
Galvanometer (geregelt)	610	4 ms	2 s	variabel Linearität Positionskontrolle	langsam 20 % Totzeit/Zeile
Galvanometer (resonanz)	610	30 μs	64 ms	variabel schnell	nichtlinearer Scan lange Totzeit (90 μs)
refl. Polygon, 12 Flächen, 10.000 rpm	16700	18 μs	250 ms	Linearität	Scanwinkel nicht variabel Totzeit (500 μs) Rastergeschw. kaum veränderbar

Tab. 1.1: Übersicht einiger Deflektoren für Raster-Laser-Mikroskope [41].

In Abb. 1.1 ist der typische Strahlengang eines kommerziellen Raster-Laser-Mikroskops (RLM) schematisch gezeigt. Die Strahlablenkung wird hier über zwei rotierende Rasterspiegel realisiert, welche über Galvanometer angetrieben werden.

Die Rasterspiegel werden mittels telezentrischer Systeme ineinander abgebildet, d.h. man hat am Ort des zweiten Spiegels wieder einen örtlich ruhenden Strahl und desgleichen in der Eintrittspupille des Objektivs. Dadurch wird während des Rastervorgangs Beschnitt des Rasterbereichs durch optische Komponenten vermieden, und man nutzt unabhängig vom Rasterwinkel die volle Apertur des Mikroskopobjektivs aus. Das Objektiv fokussiert den Laserstrahl auf das Objekt, und dieser Fokus bewegt sich durch die Bewegung der Spiegel über das Objekt. Um ein Bild des Objektes zu erhalten, muß die vom Objekt reflektierte Strahlung einem Detektor zugeführt werden. Bei dem in Abb.1.1 dargestellten Auflichtverfahren wird das in das Mikroskopobjektiv zurückgelangende reflektierte Licht über die Rasterspiegel zurückgeführt und auf einen Photomultiplier (PMT) ausgekoppelt. In der Regel stellt die Einhaltung der Toleranzen bezüglich optischer Fehler der Linsen bei der Verwendung von Mikroskopobjektiven kein Problem dar. Ein entscheidender Nachteil der Strahlablenkung ist es, daß sich der Laserstrahl während des Rastervorgangs auf einer Kugeloberfläche über der Probe bewegt und dadurch die Objektschärfe von der Strahlposition auf der Probe abhängig ist. Aufgrund der geringen Brennweite besitzen Mikroskopobjektive nur ein kleines Objekt- bzw. Bildfeld, womit die Größe des maximal abzubildenden Bereiches der Probe bei dem Verfahren der Strahlablenkung limitiert ist.

Die Einsatzmöglichkeiten von RLMs sind sehr vielseitig. Sie reichen von der Biologie/Medizin, wo Abbildungen schwacher Kontraste an der Grenze der Auflösung liegen oder ungefärbte bzw. fast homogen gefärbte Präparate untersucht werden sollen. Ebenso spielt die Abbildung schwacher Fluoreszenz eine Rolle. Durch die möglichen

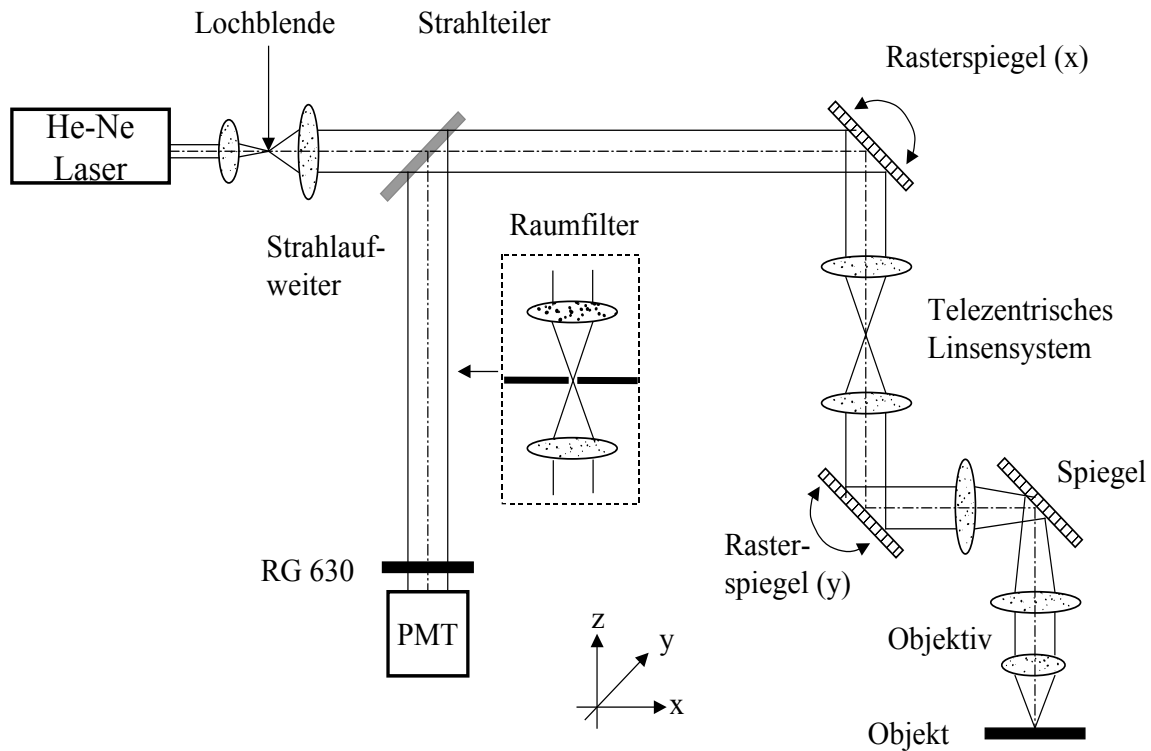


Abb. 1.1: Schematischer Strahlengang eines kommerziellen Raster-Laser-Mikroskops. Die Spiegelablenkung in x- und y-Richtung wird über Galvanometerdeflektoren realisiert. Die x- und y-Spiegel werden mittels telezentrischer Systeme ineinander abgebildet. Als Photodetektor dient ein Photomultiplier (PMT) [41].

hohen Rastergeschwindigkeiten kann die Strahlenbelastung während des Abrasterns minimiert werden, oder es können gezielt z.B. Zellteile durch den Laser zerstört werden. Im industriellen Bereich konzentrieren sich die Einsatzmöglichkeiten vor allem auf den Einsatz des RLM als Qualitätskontroll- und Meßinstrument in der Halbleiterfertigung. Die Einsatzgebiete liegen in der Defektanalyse während oder nach der Fertigung von Halbleitersystemen, wodurch optisch unsichtbare Oberflächendefekte oder Unterbrechungen in Leiterbahnen erkannt werden können.

Im folgenden Abschnitt wird dargestellt, warum zur Abbildung von Stromfilamenten in p-Germanium die Verwendung kommerzieller RLMs bzw. kommerzieller Teillösungen, zum Einbau innerhalb des Mikroskops, nicht in Frage kommt.

1.4 Nachteile kommerzieller Systeme

Wie bereits in Abschnitt 1.2 erwähnt, ist die Untersuchung von Stromfilamenten in p-Ge durch die extreme IR-Abhängigkeit sehr schwierig. Befindet sich das p-Ge bei einer Temperatur von 4,2K, so geht die Probe in einen sehr hochohmigen Zustand über, und es können spontane Stromfilamentierungen entstehen. Die Beleuchtung mit einer in das Mikroskop eingebauten IR-Diode zeigt eine empfindliche Reaktion der Probe auf diese zusätzliche IR-Bestrahlung. Diese stört in einem erheblichen Maße die in den Abbildungen erkennbaren Stromfilamente (siehe Abb. 7.18 in Abschnitt 7.3.2). Weiterhin

hat eine Temperaturerhöhung der Probe von nur 1K zur Folge, daß die Ausbildung von spontanen Stromfilamenten im Bereich der schaltungsbedingten Oszillationen ebenfalls gestört werden und somit eine Interpretation der Messungen nicht mehr möglich ist (siehe Kapitel 7.3). Bislang existierte keine geeignete Methode, um alle Anforderungen der kompletten IR-Abschirmung, einer störungsfreien Beobachtbarkeit des Stoßionisationsdurchbruchs, eines großen Rasterbereichs (Probengröße: $5 \times 5 \text{ mm}^2$), einer hohen Flexibilität und einfachen Handhabung des Mikroskops in einem einzigen System zu integrieren.

Da weiterhin orts aufgelöste Messungen des *Quanten-Hall-Effekts (QHE)*, oder orts aufgelöste Untersuchungen an *SQUIDs (Superconducting-Quantum-Interference-Devices)* und Josephson-Kontakte usw. (siehe Ausblick in Abschnitt 8.2) unter Magnetfeldern bis zu 15T durchgeführt werden sollen, muß das Mikroskop komplett unempfindlich gegen magnetische Einflüsse sein bzw. keine eigenen magnetischen Störungen erzeugen. Dieses dient als Motivation für die Konzeption und den Bau des *Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops (TTRLM)*, welches damit ein universelles Meßinstrument für extreme Anforderungen darstellt und schließlich für einen kompromisslosen Einsatz in Temperaturbereichen des flüssigen Heliums und hohen magnetischen Feldern in Frage kommt.

Bei der Umsetzung der oben genannten Anforderungen muß darauf geachtet werden, daß alle Komponenten des Mikroskops (Laserdiode, Rastereinheit, Fokussiereinheit usw.) bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern zuverlässig arbeiten. Dies impliziert ein sorgfältiges Auswählen und Kombinieren der Materialien und Techniken. Der Einsatz von kommerziellen RLMs oder kommerzieller Teillösungen wie kompletten Linsensystemen, in denen die einzelnen Linsen optimal (meist auf Temperaturen oberhalb von 77K) aufeinander abgestimmt sind, oder kompletten Rastereinheiten können aufgrund der extremen Bedingungen nicht eingesetzt werden. Eine Reduzierung auf Temperaturen des flüssigen Heliums hätte eine Dejustage und evtl. eine Zerstörung des Linsensystems zur Folge.¹ Die Verwendung von kommerziellen Rastereinheiten (siehe Tabelle 1.1) kommt nicht in Frage, da diese nicht magnetfeldunempfindlich sind bzw. im Falle der akusto-optischen Modulatoren nicht tieftemperaturtauglich sind.

Abhilfe könnte durch das Objekt-Raster-Verfahren erlangt werden, da hier, wie bereits erwähnt, mit einer durch den starren Laserstrahl optimalen Fokussierbarkeit gearbeitet werden kann. Da aber ein solcher Antriebsmechanismus aufgrund der geforderten Meßbedingungen Tieftemperaturtauglichkeit, Magnetfeldunempfindlichkeit, großer Rasterbereich und einer optimalen Anbindung an das Kältebad nur sehr schwer zu realisieren ist, kann dieses Verfahren nicht angewendet werden. Piezoantriebe, wie sogenannte Inchworms, arbeiten unzuverlässig bei tiefen Temperaturen, Biegepiezos oder Scherpiezos haben eine zu geringe Stellkraft für die großen Massen (Probentisch, Wärmeankopplung, Probe) und besitzen nur kleine Stellwege.

Neben kommerziellen RLMs existiert eine Reihe von RLMs für spezielle Anwendungen in der Tieftemperaturphysik. Aber auch hierbei kommen kommerzielle Teillösungen wie Rastereinheiten oder Linsensysteme zum Einsatz. Die Vorgehensweise bei diesen Mikroskopen ist, daß sich das zu untersuchende Objekt innerhalb eines optischen Kryostaten (Kryostat mit Sichtfenster) bei tiefen Temperaturen (77K oder 4,2K) befindet.

¹ Nach aktuellen Informationen gibt es Linsensysteme der Firma Microthek GmbH die geeignet sind für diese Anforderungen. Da diese nicht mehr eingebaut und getestet werden konnten, wird weiter von einer Nichtverträglichkeit der Linsensysteme ausgegangen.

Die gesamte Optik, die Strahlableitung und der Laser, befindet sich bei Raumtemperatur außerhalb des optischen Kryostaten (siehe z.B. gequentschte Photolumineszenz in Abschnitt 1.2). Aufgrund der durch das Sichtfenster eindringenden IR-Strahlung kommen diese Systeme für die Untersuchung von p-Ge nicht in Frage.

Auch die Möglichkeit, den Laser aufgrund des hohen Wärmeeintrages aus dem Mikroskop auszugliedern, stellt große Schwierigkeiten dar. Befindet sich der Laser außerhalb des Mikroskops, so muß das Laserlicht z.B. mit Hilfe einer Lichtfaser in das Mikroskop eingekoppelt werden. Dies hätte jedoch zur Folge, daß auch hier ein Rest von IR-Strahlung auf die Probe gelangen könnte.

1.5 Gliederung der Arbeit

In der vorliegenden Dissertationsschrift wird erstmals die Abbildung von Stromfilamenten in p-Ge ohne störende IR-Strahlung mittels eines selbstgebauten Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops möglich gemacht und diskutiert. Da der Hauptteil der Arbeit in dem Aufbau des Mikroskops lag, wird in dem ersten Kapitel ausführlich darauf eingegangen. Im *Kapitel 2* werden der Aufbau und die Funktionsweise des Kryostaten, der Fokussiereinheit und besonders der Rastereinheit zur Ablenkung des Laserstrahls ausgiebig behandelt und diskutiert. Dies beinhaltet die alternativen Möglichkeiten der Rasterung und Fokussierung. Die Bestimmung der Funktionsfähigkeit des Mikroskops bezüglich der Beeinflussung durch tiefe Temperaturen und hohen Magnetfeldern aber auch der Reproduzierbarkeit und der Auflösung wird in *Kapitel 3* besprochen, gefolgt durch das *Kapitel 4* mit der Probenpräparation und Geometrie der Proben. Das *Kapitel 6* beschreibt den experimentellen Aufbau bezüglich des Mikroskops als auch der Aufnahme von Strom-Spannungs Kennlinien und die Vorstellung der drei Meßmethoden. Anschließend wird im *Kapitel 5* neben den theoretischen Grundlagen zum Stoßionisationsdurchbruch die Signalentstehung bei der Abbildung von Strominhomogenitäten behandelt. In *Kapitel 7* werden die experimentellen Ergebnisse der Strom-Spannungsmessungen, der Abbildungen von Stromfilamenten im oszillatorischen als auch im stationären Bereich dargestellt, ausgewertet und ausgiebig diskutiert. Das *Kapitel 8* faßt die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick über mögliche Änderungen am Mikroskop und geplante Messungen.

2. DER AUFBAU DES TIEFTEMPERATUR-RASTER-LASER-MIKROSKOPS

2.1 Aufbau und Funktionsweise des Kryostaten

Die Anforderungen an das Experiment bestimmen in weiten Teilen den Aufbau und damit die Funktionsweise des eingesetzten Kryostaten. Aufgrund der Flexibilität, der leichten Handhabung und des kompakten Aufbaus des Mikroskops ist der Einsatz prinzipiell in einem Durchfluß- oder Bad-Kryostaten möglich. Die experimentellen Anforderungen an das Probensystem bei der Untersuchung von p-Ge machen hier den Einsatz eines Badkryostaten erforderlich. Die Abb. 2.1 zeigt die einzelnen Elemente des Kryostaten, welcher in den Werkstätten der Universität Oldenburg hergestellt wurde.

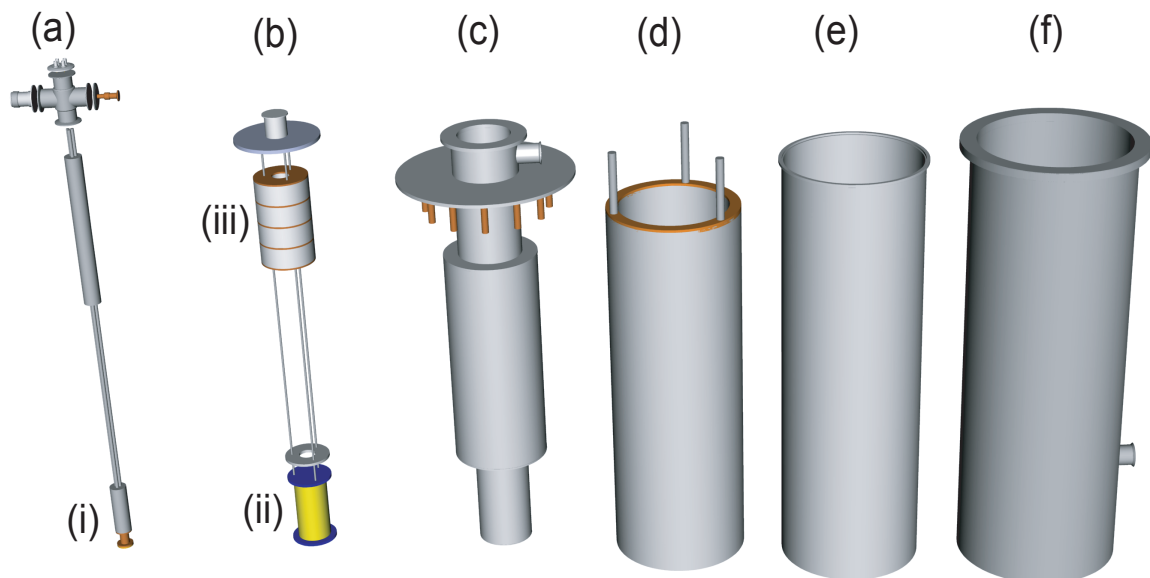


Abb. 2.1: Darstellung der Komponenten des Bad-Kryostaten. Der Mikroskophalter (a) (siehe Abschnitt 2.3.1) mit dem im Bereich (i) liegenden Mikroskop wird in die Halterung (b) des supraleitenden Magneten (ii) und der Strahlungsschilde (iii) eingesetzt. Beide befinden sich in dem Heliumtank (c), welcher von einem Stickstoffschild (d) umgeben ist. Zusammen mit einer Magnetfeldabschirmung aus μ -Metall (e) befinden sich alle Komponenten innerhalb des Kryostatentopfes (f), der die Erzeugung des Isolationsvakuums innerhalb des Kryostaten ermöglicht.

In der Abbildung 2.1 (a) ist der Mikroskophalter (siehe Abschnitt 2.3.1) zu erkennen, welcher am unteren Ende den Zylinder (i) mit dem eingebauten Mikroskop beinhaltet. Der Mikroskophalter wird in einer Halterung (b) für den 5T supraleitenden Magneten

(ii) befestigt. Zur axialen Abschirmung der Wärmestrahlung werden im oberen Bereich Strahlungsschilde (iii) aus Kupfer befestigt. Der Halter für den Magneten wird zusammen mit dem Mikrophalter an dem Heliumtank (c) befestigt. Zur radialen Abschirmung von Wärmestrahlung ist der gesamte Heliumtank mit mehreren Lagen Superisulationsfolie umgeben. Als zusätzliche Wärmeabschirmung wird der Heliumtank von einem Behälter mit flüssigen Stickstoff (d) umgeben. Dieser hat zusätzlich die Aufgabe, den Hals des Heliumtanks auf 77K zu kühlen und damit die Abdampfprate des flüssigen Heliums zu verringern. Als Schutz bei Messungen unter hohen magnetischen Feldern wird das nach außen dringende magnetische Feld durch einen 1 cm starken Mantel aus μ -Metall (e) vermindert. Zusätzlich erfüllt das μ -Metall den Zweck, das Erdmagnetfeld aus dem Inneren des Heliumtanks (für Messungen ohne Magnetfeld an SQUIDs) fernzuhalten. Der Kryostatopf (f) umgibt sämtliche Komponenten und ermöglicht es im Innern des Kryostaten, ein Vakuum zu erzeugen, welches ein Verdampfen des flüssigen Heliums und Stickstoffs vermindert, und eine Isolation des Heliumtanks und des Stickstoffschildes gegenüber Wärmestrahlung bewirkt. Eine Übersicht des gesamten Kryostaten und der Lage des Mikrophalters ist in der Abb. 2.2 als Schnitt dargestellt.

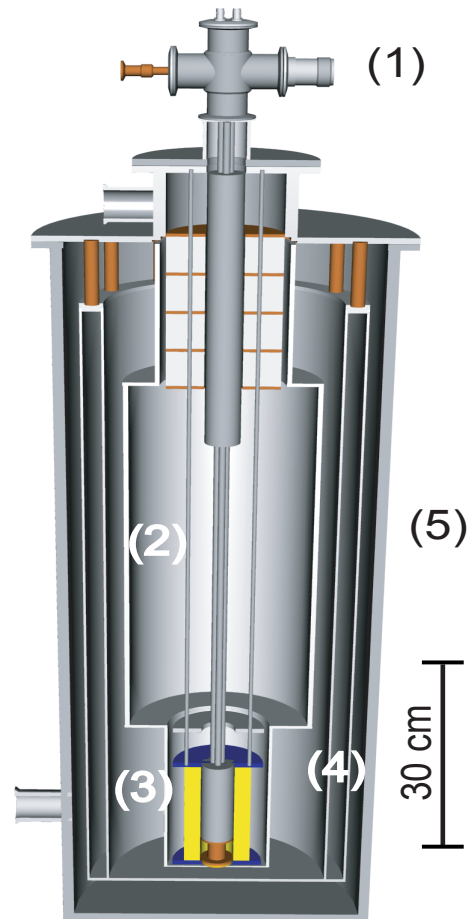


Abb. 2.2: Darstellung des Bad-Kryostaten im Schnitt. Zu erkennen ist der Mikrophalter (1), welcher sich mit der Halterung für den supraleitenden Magneten (3) innerhalb des Heliumtanks (2) befindet. Dieser ist umgeben von dem Stickstoffschild und der μ -Metall-Abschirmung (4). Den Abschluß bildet der Kryostatopf (5).

Zur Vermeidung großer Abdampfraten des Heliums ist ein Isolationsvakuum von einem Druck $p < 10^{-5} \text{ mbar}$ zu erzeugen. Die Verwendung eines Bad-Kryostaten machen Temperatureinstellungen von ca. 1,6K bis 300K möglich. Temperaturen im Bereich $< 4K$ werden durch das Abpumpen des gasförmigen Heliums (oberhalb des flüssigen Heliums) erreicht. Als Temperatursensor wird ein Cernox (CX-1050-SD) eingesetzt, welcher sich auf der Außenseite am Boden des Heliumtanks befindet.

Für die Funktionsfähigkeit des Kryostaten sind die Standzeiten des Helium-Tanks und des Stickstoff-Schildes maßgebend. Diese sind von der Qualität des Isolationsvakuums, der Leckrate und der Einkopplung über Wärmeleitung in den Kryostaten abhängig. Da eine schlechte Standzeit zu einem hohen Heliumverbrauch führt, müssen diese Faktoren optimiert werden. Die Abb. 2.3 zeigt den Druckverlauf des Isolationsvakuums in Abhängigkeit der Zeit.

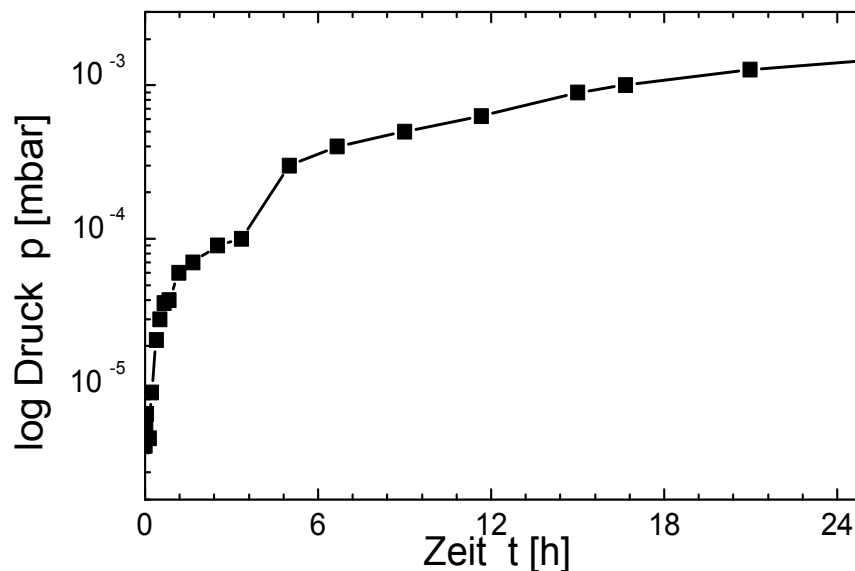


Abb. 2.3: Darstellung des Druckverlaufs für das Isolationsvakuum im Kryostaten über der Zeit. Deutlich erkennbar ist schon nach 24 Stunden ein Druckanstieg von $p=3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ auf $p=2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$, was auf eine hohen Leckrate zurückzuführen ist.

Hierbei ist zu sehen, daß der Anfangsdruck von $p = 3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ innerhalb von 24 Stunden auf $p = 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ abfällt. Dies ist wahrscheinlich auf eine hohen Leckrate zurückzuführen. Da das Leck im Rahmen der Dissertation trotz intensiver Bemühungen nicht gefunden wurde, mußte an dem Isolationsvakuum kontinuierlich gepumpt werden. Die Abb. 2.4 zeigt die Änderung des Füllstands von Kühlmittel innerhalb des Heliumtanks und des Stickstoffschildes über der Zeit, wobei das Isolationsvakuum durch Abpumpen aufrechterhalten wurde. Deutlich ist der starke Verbrauch an Helium zu erkennen. Der Verbrauch von 10 Litern innerhalb eines Zeitraumes von ca. 14 Stunden ist eindeutig zu hoch und muß in der Zukunft verbessert werden. Die gleiche Menge Stickstoff hat eine Verdampfungszeit von 75 Stunden. Der Grund für die geringere Abdampfrate liegt zum einen an der größeren Wärmekapazität und zum anderen an einer höheren Verdampfungstemperatur. Der Stickstoff ist damit um den Faktor 6 länger nutzbar. Die hohe Verdampfungsrate des Heliums ist auf einen zu hohen Wärmeeintrag in den Heliumtank zurückzuführen. Hier ließe sich beispielsweise durch zusätzliche,

fest an den Heliumtank montierte Wärmeschilde eine Verbesserung erwarten.

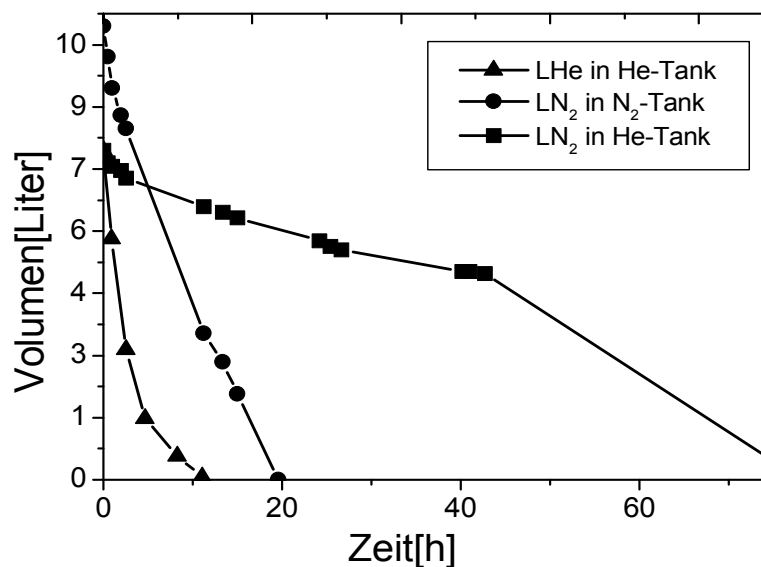


Abb. 2.4: Darstellung des Füllstands an Kühlmittel über der Zeit. Deutlich ist eine schnelle Abnahme des flüssigen Heliums erkennbar. Gleiches gilt für die Entleerung des Stickstoffschildes. Beides zeugt von einem hohen Wärmeeintrag in das Kühlmittel. Zum Vergleich hat die Befüllung des Heliumtanks mit flüssigem Stickstoff eine sechs mal längere Abdampfzeit.

Um den Kryostaten auf eine Arbeitstemperatur von $4,2\text{K}$ zu bringen, muß nach dem Einbringen des Probenhalters der Helium-Tank zunächst mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt werden. Anschließend wird der Stickstoffschild befüllt (Füllmenge ca. 11 Liter). Vor dem Einfüllen des Heliums in den Innentank (Füllmenge ca. 10 Liter) muß der gesamte Stickstoff aus dem Helium-Tank mit Hilfe der Bodenheizung (Heizspule mit einem Widerstand von $40\ \Omega$) restlos entfernt werden. Die Bodenheizung befindet sich außerhalb des Heliumtanks an dessen Boden.

Vor dem Befüllen mit flüssigem Helium muß aus dem Heliumtank sämtlicher Gasrückstand des vorher eingefüllten Stickstoffs entfernt werden. Dies geschieht durch das Evakuieren des Heliumtanks. Hierdurch wird das Ausfrieren des Stickstoffes vermieden, wodurch eine Beeinflussung der Funktionsfähigkeit von Kryostat und Magnet verhindert werden kann. Das während der Messung verbrauchte gasförmige Helium wird über eine Heliumrückgewinnung in Druckflaschen gesammelt.

2.2 Übersicht des Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops

Eine der Hauptanforderungen bei der Erzeugung von Bildern mittels eines Raster-Mikroskops ist die Auflösung verbunden mit der Reproduzierbarkeit und der originalgetreuen Abbildung (keine Abbildungsfehler) der abzubildenden Probe. Speziell im Falle des TTRLM sind die Herausforderungen an die Komponenten bezüglich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder von material-spezifischen und mechanisch-physikalischen Problemen geprägt. Die wichtige Forderung nach nichtmagnetischen Materialien (besonders für die beweglichen Elemente der Rastereinheit) stellt neben der Tieftemperatur und der kompletten IR-Abschirmung bezüglich der zu untersuchenden

Probe die größte zu nehmende Hürde dar. Ohne einwandfrei arbeitende Komponenten und das problemlose Zusammenspiel des gesamten Systems ist die Funktionstüchtigkeit mit anschließenden Messungen in dem TTRLM nicht möglich. Die Abb. 2.5 zeigt eine Übersicht des Mikroskops. Die einzelnen Komponenten werden in dem Abschnitt 2.3 genauer beschrieben.

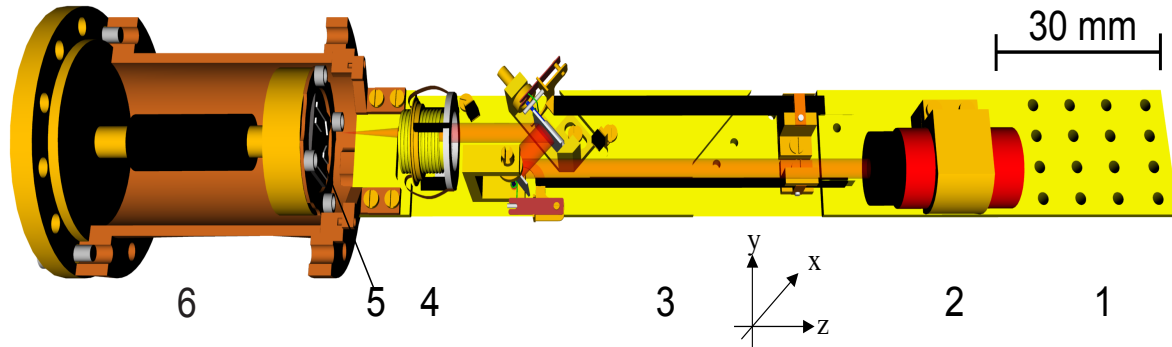


Abb. 2.5: Darstellung des Mikroskops mit der Grundplatte (1), Laserdiode (2), Rastereinheit (3), Fokussiereinheit (4), Probensystem (5) und dem Schnitt durch den Probenbecher (6) mit Probenstempel und Heizung. Die Länge der Grundplatte beträgt 15 cm und die Breite 2 cm.

Das Mikroskop besteht aus fünf Einheiten. Auf der Grundplatte (1) befindet sich die Laserdiode (2) (siehe Abschnitt 2.3.3). Im Anschluß wird der Laserstrahl durch die Ablenkeinheit (3) (siehe Abschnitt 2.3.4) in die x - und y -Raumrichtung abgelenkt. Die Fokussierung des Laserstrahls wird über die Fokussiereinheit (4) (siehe Abschnitt 2.3.7) übernommen. Der fokussierte Laserstrahl wird auf den Probenbecher (6) (siehe Abschnitt 2.3.2) mit Probensystem (5) gelenkt und befindet sich in direktem Kontakt zum Kühlmittel. Die Einheiten (2) bis (4) werden fest mit der Grundplatte (1) verschraubt.

Das Konzept des TTRLM wurde schon von 4 Diplomarbeiten bearbeitet. Dabei hat Andreas Willmann [42] einen ersten Aufbau realisiert. Wolfram Birmili [43] baute das Mikroskop um 180 Grad gedreht auf. Hierdurch wurde jedoch auf eine Anbindung der Probe an das Kältebad weitestgehend verzichtet. Barbara Weidlich [44] hatte sich hauptsächlich mit den mechanischen Problemen der Ablenkeinheit beschäftigt. Abgeschlossen wurde die Vorarbeit von Stagge [45]. Diese Arbeiten waren nur teilweise von Erfolg. Probleme mit kleinen Rasterbereichen und Probleme der Rastereinheit bei tiefen Temperaturen machten letztendlich einen kompletten Neubau nötig, wie er in dieser Arbeit beschrieben wird.

2.3 Aufbau des Mikroskops im Detail

In diesem Abschnitt soll detailliert auf den Aufbau und das Funktionsprinzip des Mikroskops eingegangen werden. Ausgehend vom Mikroskophalter werden die einzelnen Elemente des Mikroskops wie Probenhalter, Laserdiode, Rastereinheit und Fokussiereinheit, ausgehend von der Grundplatte entlang des optischen Strahlenganges, beschrieben und diskutiert.

2.3.1 Der Mikroskophalter

Da das Mikroskop mit allen Komponenten und die Probe sich bei Temperaturen des flüssigen Heliums befinden, muß Luft von den Komponenten des Mikroskops und der Probe ferngehalten werden. Bei $4,2\text{K}$ sind alle Gase verflüssigt bzw. vereist. Dies hätte eine Beeinträchtigung des Mikroskops oder gar eine Zerstörung zur Folge. Weiterhin muß vermieden werden, daß sich eine Eisschicht auf der Oberfläche der Probe oder auf der Linse bildet. Um dies zu erreichen, muß der das Mikroskop umgebende Raum evakuiert werden. Ebenso läßt sich durch das Evakuieren kontrollieren, ob der Antrieb der Rastereinheit ohne Luftfeuchtigkeit und unter Vakuumbedingungen einwandfrei funktioniert. Das Mikroskop befindet sich daher in einem Mikroskophalter aus V4A-Stahl (siehe Abb. 2.6), welcher komplett evakuiert werden kann (siehe auch Abb.2.1(a)). Detaillierte technische Zeichnungen zum Mikroskophalter finden sich in [42].

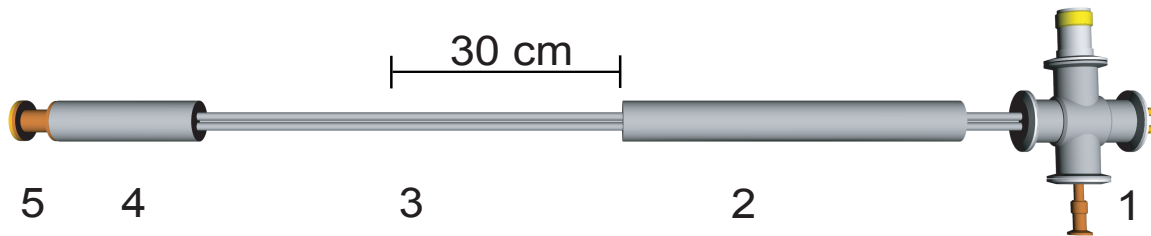


Abb. 2.6: Aufbau des Mikroskophalters zur Befestigung des Mikroskops. Der Vakuumananschluß sowie elektrische Steckverbindungen befinden sich im Kopf (1). Drei durchgängige Rohre (3) laufen vom Kopf bis zum unteren Zylinder (4) (in welchem sich das Mikroskop befindet) und Probenbecher (5) (siehe Abschnitt 2.3.2). Der zylindrische Ansatz (2) dient der Dichtung des Heliumtanks mittels einer Quetschverschraubung und der mechanischen Stabilität der drei Rohre. Die Gesamtlänge beträgt 1,5 m.

Das Material V4A hat den Vorteil, daß es nur sehr schwach magnetisch ist. Der Mikroskophalter besteht im wesentlichen aus vier Teilen. Im oberen Teil, dem Kopf (1), befinden sich der Vakuumananschluß und die Stecker für die elektrischen Zuleitungen des Mikroskops. Diese Zuleitungen werden über drei dünnwandige Rohre (3) bis an den Zylinder (4) herangeführt. Innerhalb des Zylinders befindet sich das Mikroskop zusammen mit der Probe, welche in dem Probenbecher (5) befestigt ist. Der zylindrische Ansatz (2) hat die Aufgaben, die drei Rohre (3) zu stabilisieren, mittels einer Quetschverbindung den Heliumtank des Kryostaten zu dichten und zu befestigen. Der Probenhalter befindet sich bis zur Hälfte des Ansatzes (2) in flüssigem Helium (Stickstoff). Der Zylinder (4) mit Probenhalter (5) hat eine Länge von 27 cm. Die gesamte Länge des Mikroskophalters beträgt 1,5 m. Beide sind auf dem Durchmesser eines KF50-Vakuuman Anschlusses angepaßt, um auch Messungen direkt in einer Heliumkanne (Stickstoffkanne) durchführen zu können. Durch die V4A-Konstruktion des Probenhalters bietet dieser eine optimale Abschirmung gegen elektromagnetische Strahlung.

IR-Abschirmung

Wie in dem Abschnitt 1 ausführlich behandelt wurde, ist eine IR-Abschirmung für die Untersuchung von p-Ge von entscheidender Bedeutung. Daher wurden zusätzliche IR-Abschirmungen eingebaut.

Die Entkopplung der IR-Strahlung kann über zwei Wege erfolgen: zum einen über den Mikroskophalter, zum anderen kann eine IR-Einkopplung über die elektrischen Zuleitungen zum Mikroskop erfolgen, da die V4A-Rohre (siehe Abb. 2.6 (3)) bis an den Zylinder (siehe Abb. 2.6 (4)) und sämtliche elektrische Zuleitungen direkt an das Mikroskop heranführen. Die Meßleitungen werden sogar direkt bis an das p-Ge geführt. Um sämtliche IR-Strahlung zu absorbieren, wird die Innenseite des Zylinders mit einem IR-Absorber beschichtet. Hierbei handelt es sich um eine Mischung aus Stycast (schwarz), Glaskugeln ($\text{Ø}10-30\mu\text{m}$ aus der Sandstrahltechnik) und Graphitpulver [46]. Die Innenseite des Zylinders wird zunächst max. 1 mm dick mit Stycast bestrichen. Eine gleichmäßige Verteilung des Stycast läßt sich durch leichtes Erwärmen (ca. 50°C) bei ständiger Rotation des Zylinders (z.B. an einer Drehbank bei 1000 U/min) erreichen. In den flüssigen Stycast werden die Glaskugeln eingebettet. Das Einfüllen der Glaskugeln findet unter Rotation (ca. 300 U/min) so lange statt, bis der Stycast fast keine Glaskugeln mehr aufnehmen kann. Um eine maximale IR-Absorption zu erhalten, müssen die Glaskugeln ein kleines Stück aus dem Stycast herausragen. Eindringende IR-Strahlung wird somit an der Innenseite der Glaskugeln möglichst häufig reflektiert und durch Stycast, bzw. Graphit absorbiert. Zur Vermeidung von Restreflexion an der Stycastoberfläche wird Graphit in den Zylinder hineingeblasen, wobei sich das Graphitpulver mit dem Stycast verbindet. Nach der Aushärtung des Stycast wird das Innere mit Aceton und destilliertem Wasser von ungebundenem Graphit gereinigt. Mit dem gleichen Absorbermaterial wird das obere Ende des Zylinders durch eine Scheibe aus 3mm Kupfer mit schmalen Kabeldurchführungen verschlossen. Zusätzlich wird in die Enden der V4A-Rohre ein dichtes, ca. 4 cm langes Metall-Geflecht gepreßt. Um die Einkopplung über die elektrischen Zuleitungen zu vermeiden, werden alle Kabel an der Grundplatte bzw. am Probenbecher befestigt, wodurch die Kabel zusätzlich durch thermisches Ankern gekühlt werden.

Durch diese Maßnahmen ist es möglich, Aufnahmen von Strominhomogenitäten ohne störende IR-Strahlung durchzuführen.

2.3.2 Die Probenhalterung

Um eine optimale Anbindung des Probensystems an das Kältebad und eine Variation der Probentemperatur über einen weiten Bereich, bis hinunter zu Temperaturen des flüssigen Heliums, zu erreichen, wird die Anbindung über einen Probenstempel (1) mit integrierter Heizstufe (5) realisiert (siehe Abb. 2.7).

Dieser befindet sich mit der Unterseite direkt im flüssigen Helium. Die Proben (3) werden mit Stycast 2825FT auf ein Saphirfenster geklebt und auf der Oberseite des Probenstempels befestigt. Saphir und Stycast wirken als elektrische Isolatoren, bei einer sehr guten thermischen Leitfähigkeit. Weiterhin wird zwischen Saphir und Probenstempel eine Mischung aus Vakuumfett und Aluminiumoxid zur guten thermischen Anbindung aufgebracht. Diese bewirkt zusätzlich, daß thermische Energie hervorgerufen durch Beleuchtung der Probe und durch das Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen den Probenkontakten möglichst schnell abgeführt werden kann, so daß die Probentemperatur davon nahezu unbeeinflusst bleibt. Mit einem Ring (2) wird das Saphirfenster mit Probe (3) auf den Probenstempel gepreßt und fest verschraubt. Um zu verhindern, daß die Kontaktfläche des Stempels oxidiert, wird dieser mit einer Goldschicht ($10\mu\text{m}$) umgeben. Für das Durchführen von temperaturabhängigen Messungen an der Probe ist an dem Probenstempel zusätzlich eine Heizung (5) (Heizwiderstand 27

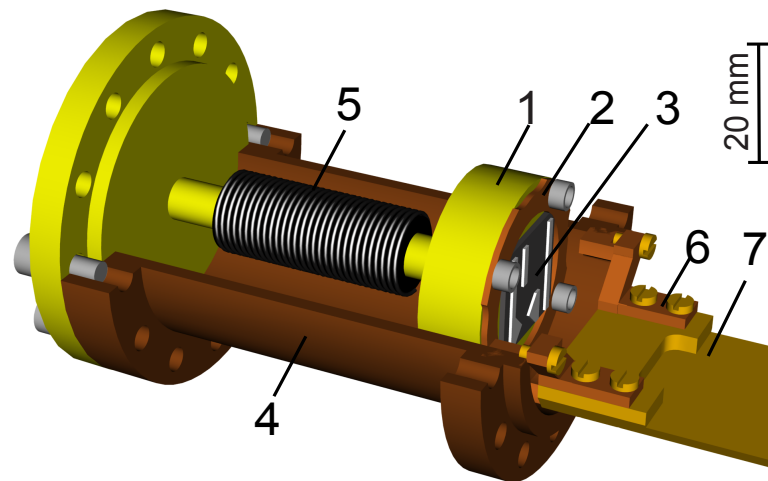


Abb. 2.7: Aufbau des untersten Flansches des Mikroskophalters mit Probenstempel und Probenbecher. Die Probe (3) befindet sich auf dem oberen Bereich des Probenstempels (1) und wird durch den Ring (2) befestigt. Beide sind fest mit dem Probenbecher (4) verbunden. Zusätzlich ist eine Heizung (5) eingebaut, womit Messungen bei Temperaturen oberhalb von 4,2 K bis 350 K möglich werden. Die Grundplatte des Mikroskops (7) ist mit Winkeln (6) an dem Probenbecher (4) befestigt.

Ω) angebracht. Je nach Heizleistung sind damit Messungen in einem Temperaturbereich von 4,2 K bis 350 K möglich. Zur Temperaturmessung dient ein Cernox-Widerstand (Cernox CX-1050-SD, Sr. Nr: X15946), welcher neben dem Saphirfenster auf der Oberseite des Probenstempels befestigt ist. Am unteren Flansch des Probenstempels wird ein Becher aus Kupfer (4) aufgesetzt und mit Indium abgedichtet. Die Vakuumbedingung und die Bauform des Stempels sorgen für stabile Temperaturen im Bereich der Probe. Der Wärmefluß kann nur über den zylinderförmigen Fuß des Stempels erfolgen und bildet somit eine Sackgasse für den Wärmefluß. Dadurch ist zu erwarten, daß sich nur geringe Temperaturgradienten im Bereich des Stempelkopfes ausbilden. Über den Becher wird auch die thermische Ankopplung der Grundplatte (7) über Winkel (6) ausgeführt (siehe Abschnitt 2.3.3).

2.3.3 Die Grundplatte und der Laser

Die Grundplatte (Länge 23 cm, Breite 2 cm) dient der Befestigung und der guten thermischen Ankopplung der einzelnen Komponenten des Mikroskops (insbesondere des Lasers) an das Kältebad. Aus diesem Grund besteht die Grundplatte aus sauerstofffreiem Kupfer. Dieses Material hat auch bei tiefen Temperaturen eine hohe thermische Leitfähigkeit. Um eine gute thermische Ankopplung an die Komponenten des Mikroskops zu erreichen, ist die Grundplatte zusätzlich mit einer ca. $30\mu\text{m}$ dicken Goldschicht umgeben. Ebenso darf das Kupfer aufgrund von Messungen unter hohen Magnetfeldern keinerlei magnetische Einschlüsse aufweisen. Die Grundplatte wird mit Winkeln an dem vorderen Flansch des Bechers angeschraubt (siehe Abb. 2.7 (7) und (6)). Zwischen Winkel und Becher wird zusätzlich eine dünne Schicht aus Indium gelegt, um eine bessere Wärmeankopplung der Grundplatte zu erreichen.

Die verwendete Laserdiode ist ein kommerziell erhältlicher *AlGaInP*-Laser mit ei-

ner Wellenlänge von $\lambda=675\text{nm}$ bei Raumtemperatur und einer max. optischen Leistung von 10mW (alternativ können beliebige Laserdioden eingesetzt werden). Aufgrund der Tatsache, daß die Majoritätsladungsträger verantwortlich sind für die Funktionsfähigkeit des Lasers, arbeitet der Laser auch bei tiefen Temperaturen. Dies liegt an der Reduzierung der elektrischen Verluste bei Abnahme der Temperatur, welche durch Rekombinationsprozesse der Ladungsträger bestimmt werden [47]. Durch eine Zunahme der Wandlungseffizienz des Lasers mit sinkender Temperatur nimmt der Schwellstrom I_{th} des Lasers ab. Um eine Zerstörung des Lasers zu vermeiden, muß daher der Laserdiodenstrom I_{LD} entsprechend der Temperatur angepaßt werden. Im Falle der verwendeten Laserdiode liegt der Schwellstrom bei Raumtemperatur bei 50mA . Dieser reduziert sich bei Temperaturen des flüssigen Heliums auf 5mA (siehe auch [45]). Als ein geeigneter Kontrollparameter der optischen Laserleistung steht eine in das Gehäuse der Laserdiode integrierte Si-pin-Diode zur Verfügung. Damit kann der Arbeitspunkt des Lasers der jeweiligen Temperatur durch Nachregeln von I_{LD} angepaßt werden, so daß der Strom der pin-Diode über die Temperatur konstant bleibt. Weiterhin nimmt bei abnehmender Temperatur die Wellenlänge des Lasers gemäß der Verkleinerung der Gitterkonstanten mit $0,1-0,2\text{nm/K}$ [48] ab.

Die Laserdiode wurde in ein zylindrisches Gehäuse ($\phi 1,1\text{ cm}$, Länge: $2,5\text{ cm}$) mit einer Kollimatoroptik (GFO) montiert. Hier wird der Laserstrahl zu einem Parallelstrahl von $3,2\text{mm}$ gebündelt, bei einem Öffnungsfehler von $0,36\text{ mrad}$ in der einen und $0,41\text{ mrad}$ in der anderen Richtung. Desweiteren ist das Laserlicht, wie typisch für Laserdioden, linear polarisiert.

Die in die Laserdiode eingespeiste elektrische Leistung wird nur zu einem kleineren Teil in optische Leistung umgewandelt, der Rest wird in thermische Energie umgesetzt. Daher ist die thermische Ankopplung der Laserdiode äußerst wichtig und geschieht über eine Kollimatorhalterung an der Grundplatte. Eine Beeinflussung der elektrischen und optischen Eigenschaften der Laserdiode durch das Einschalten eines hohen Magnetfeldes ist nicht zu erkennen.

2.3.4 Die Rastereinheit mit Faserablenkung

Der kollimierte Laserstrahl wird durch die drehbaren Spiegel der Rastereinheit in x- und y-Richtung abgelenkt. Die Rastereinheit bildet ein zentrales Element des Mikroskops und hat eine Reihe von wichtigen Kriterien zu erfüllen:

1. Die eindeutige und reproduzierbare Bewegung der Ablenkspiegel.
2. Die möglichen Ablenkwinkel der Spiegel sollen 10° betragen, um bei gegebener Brennweite der Fokussierlinse eine Fläche von $10 \times 10\text{mm}^2$ abbilden zu können.
3. Die Rastereinheit muß sehr kompakt, robust und einfach aufgebaut sein.
4. Die Funktionsweise darf nicht durch hohe magnetische Felder und Temperaturen des flüssigen Heliums gestört werden.

Aufgrund der in dem Abschnitt 1.3 diskutierten Eigenschaften kann das Objekt-Rastern der Probe bei festgehaltenem Laserstrahl nicht verwendet werden. Die Nichtverträglichkeit elektromagnetischer Antriebe im Inneren des Mikroskops oder die Verwendung von akusto-optischen Modulatoren (Kerr-Effekt) zur Strahl-Rasterung

können aufgrund der extremen Anforderungen an das Mikroskop nicht eingesetzt werden.

Die einzige Alternative stellt die Strahlablenkung mittels zweier sich drehender Spiegel dar. Die Strahlablenkung der Rasterspiegel in x- und y-Richtung wird, anders als bei dem kommerziellen RLM in Abb. 1.1, nicht durch Galvanometer angetrieben, sondern die Ansteuerung der Spiegel findet mit piezoelektrischen Aktuatoren (weiterhin Piezos genannt) statt. Die Merkmale von Piezos sind die fast unbegrenzte Feinheit der Bewegung bei Auslenkungen bis in den mm-Bereich, eine hohe erreichbare Dynamik, Vakuum- und Tieftemperaturtauglichkeit, eine lange Lebensdauer und eine Unabhängigkeit bezüglich magnetischen Feldern. Beim piezoelektrischen Effekt erfährt ein piezoelektrisches Material eine Verformung, wenn eine äußere elektrische Spannung angelegt wird. Der Piezoeffekt hängt dabei von der angelegten elektrischen Feldstärke ab. Piezos werden in den verschiedensten Gebieten eingesetzt, z.B. in der Optik oder Lasertechnik, dem Maschinenbau (Werkzeugzustellung), der Ventil- und Hydrauliktechnik, im Automobilbau und der Biologie/Medizin. Es gibt eine Reihe verschiedener Bauformen von Piezos: Scheibenpiezos (Akustik), Stapelpiezoes (Hubbewegungen), Röhrenpiezos (Inchwormmotoren im RTM oder AFM (Atomic Force Microscope)) oder die hier verwendeten Bimorph-Piezoes aus zwei aufeinandergeklebten Piezolamellen. Während sich die eine Seite des Bimorphelements ausdehnt, wird die andere Seite so angesteuert, daß eine Kontraktion erfolgt. Die daraus resultierende Verbiegung (wie beim Bimetall) kann eine Wegdifferenz bis in den mm-Bereich am Ende des Piezos ergeben, welche proportional der angelegten Spannung ist.

Aufgrund der hohen Auslenkungen haben wir uns zur Ansteuerung der Spiegel für die Bimorphpiezos (Parallelbimorph) entschieden. Die grundlegende Idee der Strahl-Rasterung ist nun die Bewegung der Biegepiezos in eine drehende Bewegung der Rasterspiegel zu überführen. Um dies zu erreichen, wird ein Spiegelachsen-Bogen-Prinzip angewendet (siehe Abb. 2.8).

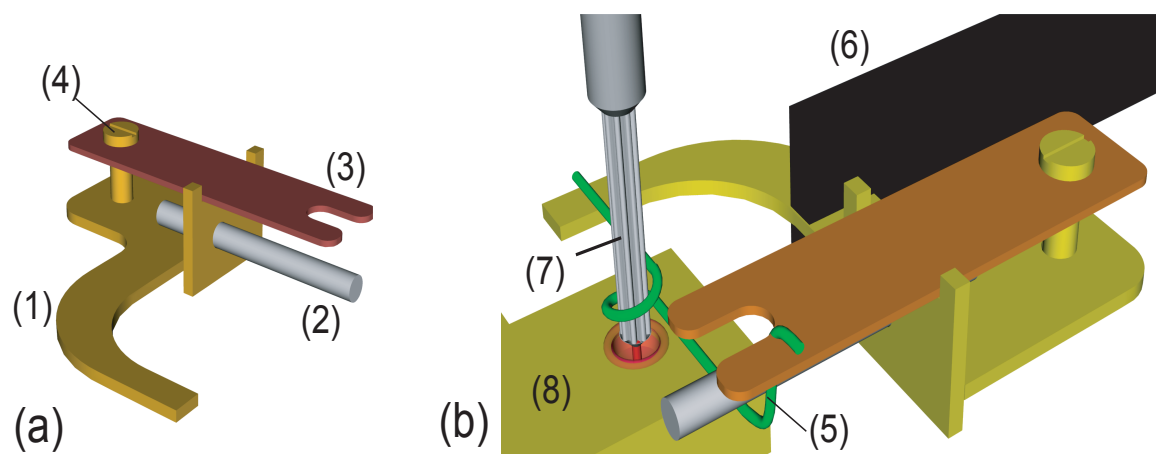


Abb. 2.8: Darstellung des Bogens (a) und der Ankoppeung über die Faser (b). Die Faser wird zwischen Gabel (1) und Feder (3) über eine Umlenkrolle (2) gespannt. Mit Hilfe der Verstellschraube (4) läßt sich die Federkraft und damit die Faserspannung kontrollieren. Die Faser (5) ist mit Piezo (6), Spiegelachse (7) und einem Teil der Achsenhalterung (8) in (b) dargestellt.

Hierbei wird an den Enden des Bogens eine Faser derart befestigt, daß diese die Spiegelachse einmal umläuft. Die Spiegelachse steht dabei senkrecht zur Faser und zum

Bogen. Die Bewegungsfreiheit der Spiegelachse ist auf ihre Rotationsebene in Längsrichtung eingeschränkt. Durch diese Anordnung vollführt die Spiegelachse eine Drehung bei gleichzeitiger Bewegung des Bogens und der Faser.

Der Bogen ist in Abb. 2.8 (a) dargestellt. Dieser setzt sich im wesentlichen aus einem starren und einem federnden Teil zusammen. Der starre Teil des Bogens (1) besteht aus Messing, wohingegen die andere Seite des Bogens durch eine Feder (3) aus Kupfer-Berillium gebildet wird. Die Faser wird mit Hilfe der Welle (2) zwischen den beiden Enden des Bogens befestigt. Mit Hilfe einer Verstellerschraube (4) läßt sich die Federkraft und damit die Faserspannung optimal einstellen.

Die Abb. 2.8 (b) zeigt den Bogen, welcher direkt mit dem Piezo (6) (Bimorph-Bieger in Kohlefasertechnologie, Version 8312A der Firma Siemens) verbunden ist. Die Spiegelachse (7) befindet sich in einer Halterung (8) (nur teilweise dargestellt), welche die Achse in ihrer Rotationsebene fest einspannt. Deutlich ist die Faser (5) erkennbar, welche sich zwischen dem Bogen (1) und der Feder (3) befindet und einmal um die Spiegelachse gespannt ist. Das Prinzip der Ankopplung zwischen Biegepiezo und Spiegelachse mittels eines Bogens wird für beide Ablenkspiegel angewendet. Eine Übersicht der gesamten Rastereinheit zeigt die Abb. 2.9.

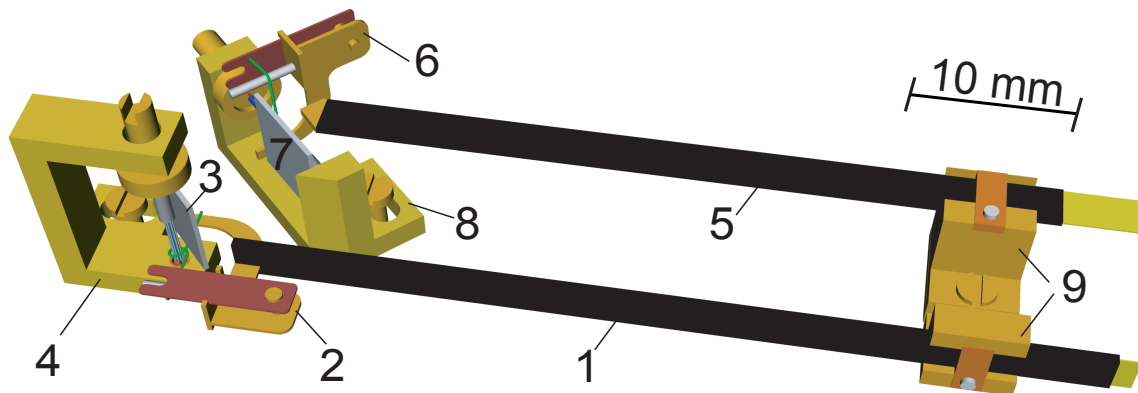


Abb. 2.9: Darstellung der Rastereinheit. Diese wird gebildet aus der Ablenkung in x-Richtung mit Piezo (1), Bogen (2), Spiegel (3), die x-Spiegelachsenhalterung (4), und der Ablenkung in y-Richtung mit Piezo (5), Bogen (6), dem Spiegel (7) und der y-Spiegelachsenhalterung (8). Die Piezohalterungen (9) und die Halterungen (4, 8) werden fest auf der Grundplatte befestigt.

Zu erkennen ist die Ablenkeinheit in x-Richtung. Dieser setzt sich aus x-Piezo (1), Bogen (2), Spiegel mit Spiegelachse (3) und der Halterung für die Spiegelachse (4) zusammen. Die Ablenkeinheit in y-Richtung bildet sich aus dem y-Piezo (5) (um 90° zum x-Piezo gedreht), Bogen (6) (um zwei Raumrichtungen zum Bogen (2) gedreht), Spiegel mit Spiegelachse (7) und der y-Halterung für die Spiegelachse (8). Die Piezos werden mit einer Halterung (9), ebenso wie die beiden Halterungen (4) und (8), auf der Grundplatte befestigt. Mit Hilfe einer Verstellerschraube an den Spiegelachsenhalterungen werden die Spiegelachsen möglichst spielfrei und reibungsfrei in die Halterungen eingepaßt. Die Piezos haben eine Länge von 49 mm, eine Breite von 2,3 mm und eine Dicke von 0,8 mm. Die maximale Spannung, welche an die Piezos angelegt werden kann, beträgt ± 110 Volt. Dies entspricht einer maximalen Auslenkung bei Raumtemperatur von $\pm 0,7$ mm.

Die Funktionsfähigkeit der Ankopplung mittels der Faser hängt entscheidend von

der Zugkraft der Feder ab, welche die Spannung der Faser bestimmt. Die Einstellung der Faserspannung muß sehr vorsichtig vorgenommen werden, denn die Faser darf weder zu schwach gespannt werden, da diese sonst bei der Bewegung des Bogens an der Spiegelachse durchrutschen würde, noch darf die Spannung zu groß sein, da sonst der sehr wichtige Stick-Slip-Mechanismus (Trägheitsantrieb) (siehe Abschnitt 2.3.5) nicht mehr funktionieren würde. Eine weitere wichtige Aufgabe der Feder ist es, Längenänderungen der Faser auszugleichen, wie sie bei Temperaturunterschieden von über 300K hervorgerufen werden.

Die Materialauswahl der Faser ist daher von entscheidender Bedeutung. Diese muß auch bei Temperaturen des flüssigen Heliums biegsam bleiben. Ebenso muß die Zug-, Knick- und Scheuerfestigkeit möglichst hoch sein. Als Fasern dienen daher zwei Kevlarfasern (wenige $10\mu\text{m}$ im Durchmesser), da diese zusätzlich zu den notwendigen Anforderungen eine gute Glattheit besitzen, was für den Stick-Slip-Mechanismus von Vorteil ist. Das Material Kevlar wird z.B. in schußsicheren Westen, in Formel-I-Fahrzeugen oder in Seilen für das Bergsteigen eingesetzt. Noch bessere Eigenschaften weist die Kunstfaser Spectra auf, welche in diesem System jedoch noch nicht eingesetzt wurde. Eine Zusammenfassung einiger Fasern und ihrer Eigenschaften zeigt die Tabelle in Abb. 9.2 im Anhang.

Die Bewegung der Spiegel läßt sich über den Aufbau der Spiegelachsen und deren Lagerung in den Spiegelhalterungen optimieren. Für die Lagerung werden Lochsteine (Rubinlager) aus der Uhrenindustrie verwendet. Als Spiegelachsen werden speziell gefertigte Wellen aus Neusilber eingesetzt (s. Abb.2.10).

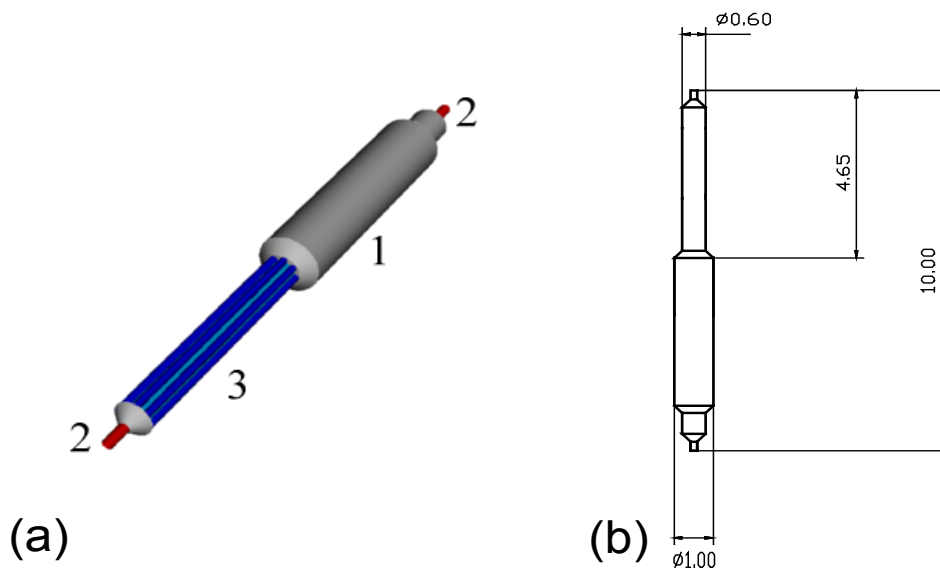


Abb. 2.10: Darstellung der Spiegelachse aus Neusilber (a) und deren Abmessungen in mm (b). Die Spiegel werden an der Verdickung (1) der Spiegelachse verklebt. Die Zapfen (2) dienen der Aufnahme in die Rubinlager der Spiegelhalterung. Der Bereich der Achsenverjüngung (3) ist für die Faser vorgesehen. In diesem polierten Bereich sind Längsriefen geschnitten, die ein besseres Durchrutschen bei dem Stick-Slip-Verfahren ermöglichen.

Neusilber läßt sich leicht bearbeiten und ist sehr schwach magnetisch. Die Verdickung (1) ist für die Befestigung der Spiegel (mit Stycast schwarz) vorgesehen und dient dabei

der mechanischen Stabilität der Achse. Die Zapfen (2) an den Enden der Achse dienen der Aufnahme in den Rubinlagern und gewährleisten, daß die Achse symmetrisch in ihrer Rotationsachse gehalten wird. Die Wellen sind mit Längsriefen (7 pro Achsensumfang) in dem Bereich (3) versehen. Diese haben eine Tiefe von 50-90 μm und eine Breite von ca. 200 μm . Weiterhin wird die Achse im Bereich der Längsriefen poliert. Damit wird das Durchrutschen bei der Anwendung des Stick-Slip Verfahrens erheblich verbessert. Der Durchmesser der Zapfen wird genau auf die jeweiligen Lochdurchmesser der Rubinlager abgestimmt, wodurch das Spiel der Wellen in den Lagern minimiert werden kann.

Durch den minimierten Achsendurchmesser im Bereich (3) von 0,6mm wird eine maximale Übersetzung zwischen der Piezobewegung und der Rotationsbewegung der Spiegel erreicht. Bei Raumtemperatur sind damit Ablenkwinkel von 360° möglich. Selbst bei einer Reduzierung von 70% des Piezoausschlages bei 4,2 K [49] sind damit noch Ablenkwinkel von $> 15^\circ$ und damit ein Rasterbereich von $> 1\text{cm}$ erreichbar.

Damit wurde gezeigt, daß durch die Wahl der Materialien und geeigneter Konzepte des Zusammenspiels der einzelnen Einheiten eine kompakte, einfache und robuste Rastereinheit aufgebaut werden konnte, welche nur unwesentlich durch magnetische Felder und tiefe Temperaturen beeinflusst wird (siehe Abschnitt 3).

Der Abschnitt 2.3.6 stellt einen alternativen Ankoppelmechanismus vor, welcher durch speziell gefertigte Miniaturzahnäder und Lochbleche bzw. Zahnstangen aufgebaut wird.

2.3.5 Funktionsweise der Rastereinheit

Wie in dem Abschnitt 2.3.4 beschrieben, wird die Biegebewegung der Piezos über eine Bogenankopplung in eine Rotationsbewegung der Spiegel übertragen. Eine generelle Schwierigkeit in der Funktionsweise der Rastereinheit besteht darin, daß beide Spiegel keine definierte Nullposition aufweisen. Um die Spiegel so auszurichten, daß sie den Laserstrahl in die gewünschte Richtung ablenken, müssen diese in x- und y-Richtung justiert werden. Die Rastereinheit kann zwar bei Raumtemperatur im geöffnetem Zustand justiert werden, durch Erschütterungen beim Einbau des Mikroskops in den Kryostaten dejustieren sich jedoch die Spiegel und befinden sich dann an einer beliebigen Position. Eine einfache Korrektur ist bei Raumtemperatur durch einen geeigneten Spannungsoffset an den Piezos, mit anschließender Änderung der Spannungssignale um den Offset herum, in der Regel möglich. Da die Reduzierung der Temperatur eine Abnahme der Piezoauslenkung zur Folge hat, kann diese Möglichkeit der Nachjustage bei tiefen Temperaturen in der Regel nicht angewendet werden. Erschwerend kommt hinzu, daß die zusätzliche Dejustage der Spiegel durch das Abkühlen nicht aufgefangen werden kann. Zusätzliche Unregelmäßigkeiten in dem Schichtaufbau der Piezos bewirken durch Temperaturänderung ohne Anlegen einer Spannung eine Biegebewegung (ähnlich wie bei einem Bi-Metall).

Aus diesem Grund müssen die Spiegel bei geschlossenem Mikroskop beliebig justiert werden können. Hierzu wird das bereits in Kapitel 2.3.4 erwähnte Stick-Slip-Verfahren angewendet. Hierbei handelt es sich um einen Trägheitsantrieb, der auf der Massenträgheit von Spiegelachse und Spiegel beruht. Hierbei wird der Piezo über ein sägezahnähnliches Spannungssignal angesteuert. Dies hat zur Folge, daß der Piezo in der ersten Hälfte der Sägezahnfunktion eine langsame Drehbewegung des Spiegels erzeugt. Die Faser haftet an der Achse ("Stick-Phase"). In der steilen Flanke der Sägezahnfunk-

tion wird der Piezo schnell zurückgefahren. Die Spiegelachse und der Spiegel können der Piezobewegung aufgrund ihrer Massenträgheit nicht mehr folgen. Die Faser rutscht an der Spiegelachse durch ("Slip-Phase").

Um die Nullpositionen der Spiegel bestimmen zu können, werden zwei pin-Dioden (Siemens BPW 34B) in der optischen Achse des Laserstrahls als Detektoren in das Mikroskop eingebaut. Der Detektor für die Bestimmung der x-Position befindet sich neben der Spiegelhalterung der y-Ablenkung. Für die y-Position wird ein Detektor zwischen x-Ablenkung und Fokussiereinheit befestigt. Da sich die x-Ablenkeinheit im optischen Strahlengang vor der y-Ablenkung befindet, muß zuerst die x-Ablenkeinheit justiert werden. Ein Justierdurchgang wird durch die Stick-Slip-Periode, gefolgt durch eine langsame Hin- und Herbewegung des x-Spiegels (Zeilenabtastung) gebildet. Der Justiervorgang wird solange wiederholt, bis der Laserstrahl bei der Zeilenabtastung den x-Detektor überstreift. Damit ist die Position des x-Spiegels bekannt, und es kann die y-Ablenkeinheit justiert werden. Der Justiervorgang in y-Richtung wird durch die Stick-Slip-Periode der y-Ablenkeinheit, gefolgt von einer Zeilenabtastung der x-Ablenkeinheit gebildet. Auch hier wird der Justiervorgang solange wiederholt, bis der Laserstrahl bei der Zeilenabtastung den y-Detektor überstreift. Durch die Wahl des Stick-Slip-Signals können die x- und y-Spiegel wahlweise in beide Richtungen justiert werden.

2.3.6 Ablenkeinheit mit Miniaturzahnradern

In diesem Abschnitt wird auf einen alternativen Ankoppelmechanismus zwischen Piezo und Spiegelachse eingegangen, der aber zugunsten der zuvor beschriebenen Lösung, aufgrund von Ungenauigkeiten in der Herstellung, nicht weiter verfolgt wurde. Es handelt sich hierbei um den Einsatz einer Kombination von Miniaturzahnradern mit Lochblech bzw. Zahnstange. Die Notwendigkeit, eine alternative Ankopplung einzusetzen, wurde durch die schlechte Handhabung der Kohlefaser gegeben, welche vor der Kevlarfaser zum Einsatz kam. Da zusätzlich zu den Problemen mit der Faser eine Dejustage der Spiegel durch Abkühlung (Längenänderung der Faser) und Einbau des Mikroskops (Erschütterungen) auftauchten, wurde eine Ankopplung über die Kombination Zahnrad und Zahnstange bzw. Lochblech aufgebaut, welche in der Abb. 2.11 (a) dargestellt ist.

Der Vorteil eines Zahnradantriebes liegt darin, daß die Dejustage der Spiegel durch Erschütterungen beim Einbau des Mikroskops in den Kryostaten durch eine direkte Ankopplung vermieden wird. Um eine möglichst große Übersetzung zwischen Piezoauslenkung und Spiegelbewegung zu ermöglichen, muß einerseits der Durchmesser des Zahnrades minimal gewählt werden, andererseits muß das Zahnrad robust gegenüber mechanischen Einflüssen bleiben. Die Handhabung bezüglich Einbau und Justage des Zahnrades darf bei dieser Miniaturisierung nicht zu schwierig werden. Daher wurde ein Zahnrad (VA-Stahl) mit 1mm Durchmesser und einer Dicke von 0,2 mm und einem Lochblech (VA-Stahl) mit einer Dicke von 0,1 mm und einer Länge von 10 mm (s. Abb. 2.11 (b)) von der Firma Metafot GmbH Mikro-Mechanik [50] hergestellt. Aufgrund der Miniaturisierung der Rastereinheit ist die Fertigung von Zahnrad und Lochblech nur mit Hilfe der Mikro-System-Technologie ausführbar. Hierbei werden über ein Laserfeinschnittsystem (Nd-YAG-Laser) Zahnrad und Lochblech aus einem Volumenmaterial herausgeschnitten.

Bei maximaler Auslenkung der Piezos bei Raumtemperatur ist damit eine Umdrehung der Spiegelachse von 230 Grad möglich, und bei 4,2K ist die geforderte Minde-

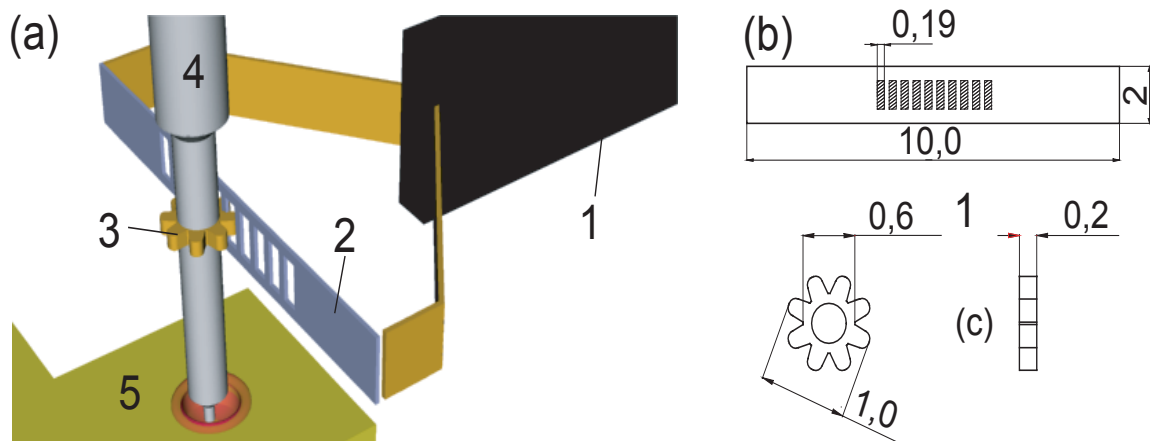


Abb. 2.11: Darstellung der Ankopplung Piezo-Spiegelachse über ein Zahnradsystem (a). Auf dem Piezo (1) befindet sich ein Bogen, auf dem ein Lochblech (2) befestigt ist. Das Lochblech greift in ein Zahnrad (3), welches fest an der Spiegelachse (4) befestigt ist. Um Verspannungen durch Temperaturänderungen zwischen Zahnrad und Lochblech zu vermeiden, wird das Lochblech nur einseitig und damit federnd befestigt. Die Abmessungen in mm des Zahnrades und des Lochbleches sind in der Grafik (b) dargestellt.

stablentung von 8 Grad gerade noch realisierbar. Die Abbildungen 2.12 zeigen Photos von Zahnrad (a) und Lochblech (b).

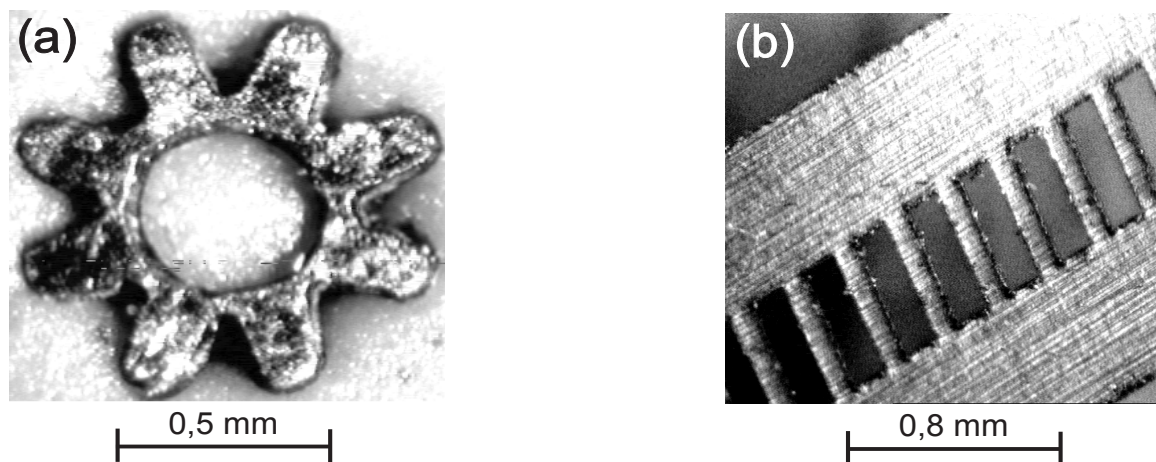


Abb. 2.12: Photos der mit dem Laserfeinschnittsystem gefertigten Zahnrad und Lochblech. Deutlich sind die Bearbeitungsspuren durch Bildung eines Metallgrates zu erkennen. Hierdurch kommt es zu einer erhöhten Reibung und zu einem Verkanten bei der Zusammenführung beider Bauteile.

Die sonst sehr guten Toleranzen dieser Technologie von $1 \mu\text{m}$ konnten bei diesen Schnitten nicht eingehalten werden. Der Grund hierfür könnte an dem kegelförmigen Materialabtrag liegen, welcher durch den Schneidvorgang des Lasers am Material entsteht oder am Material selbst. Durch das Heraustrennen der Bauteile bildete sich zusätzlich an den Kanten ein Grad aus geschmolzenem Metall, welcher bei einer Bewegung beider Bauteile gegeneinander zu einer erhöhten Reibung oder einem Verkanten des Antriebes führt. Dieses wurde bei der Aufnahme von Reflexionsbildern deutlich, welche nicht

eindeutige und nicht reproduzierbare Bilder ergaben.

Eine Möglichkeit der Entfernung des Metallgrades ist das Elektropolieren. Hierbei werden die Bauteile in eine chemische Lösung gehalten. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen Bauteil und Flüssigkeit werden die Kanten des Zahnrades bzw. Lochbleches abgeätzt. Durch diesen Materialabtrag wird das Verkanten des Antriebes verhindert, die Genauigkeit des Zahnrades wird aber weiter reduziert, wodurch das Spiel an dem Antrieb vergrößert wird.

Da der Hauptgrund für die Probleme in dem verwendeten Material und in der Geometrie der Bauteile zu suchen ist wird ein weiteres Zahnrad mit Zahnstange von dem LFM Laserzentrum [51] hergestellt. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß das Zahnrad mit einer Evolventengeometrie hergestellt werden soll. Das Lochblech wird durch eine entsprechende Zahnstange ersetzt, welche das Negativ zum Evolventenzahnrad darstellt (siehe Abb. 2.13).

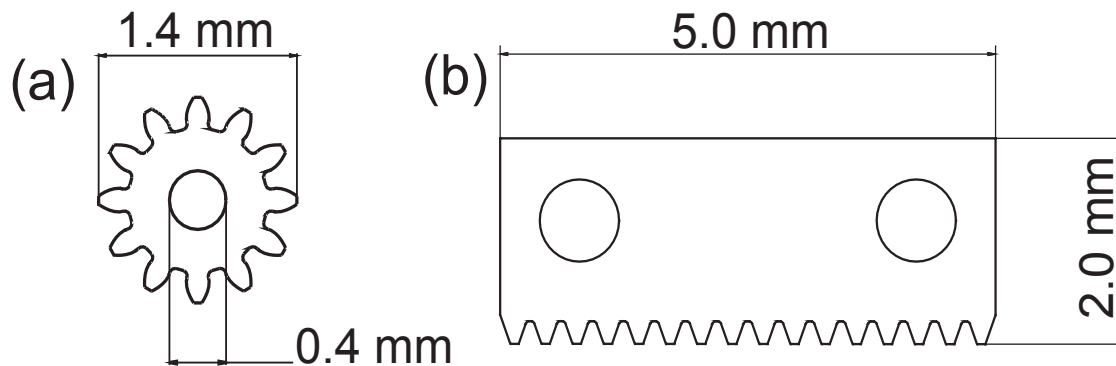


Abb. 2.13: Darstellung des Zahnrades (a) mit Evolventengeometrie mit entsprechender Zahnstange(b) aus einer Mikrokeramik.

Die Evolventengeometrie verspricht eine spielfreiere Bewegung. Als Material wird eine Mikrokeramik verwendet. Aufgrund ihrer feinen Körnung von $1\mu\text{m}$ wird diese speziell für die Mikro-Systemtechnik eingesetzt. Alternativ kann Si oder Aluminium verwendet werden. Die Brüchigkeit von Silizium und das weiche Aluminium machen die Verwendung von der stabileren Keramik allerdings sinnvoller. Die Dicke der Keramikwafer beträgt $230\mu\text{m}$ und die maximale Strukturgröße liegt bei $1,7\text{mm}^2$. Der effektive Durchmesser des Zahnrades beträgt 1mm. Die Zahnstange hat eine Länge von 5mm und eine Dicke von 2 mm. Aufgrund der Abmessungen der Zahnstange ist die Herstellung aus einem Stück daher nicht möglich. Um die Längsdimension zu erhalten müssen daher mehrere Schnitte hintereinander ausgeführt werden, was zu Fehlern an den Anschlüssen führen kann. Ebenfalls kann es bei dem Aufeinanderkleben zu Versetzungen führen. Trotz der veränderten Parameter konnten die geforderten Toleranzen auch hier nicht eingehalten werden. Das Photo in der Abb. 2.14 zeigt auch hier deutliche Bearbeitungsspuren, hervorgerufen durch das Laserschnittverfahren.

Nach Herstellerangaben wäre eine höhere Toleranz nur durch aufwendiges Verändern der Herstellungsparameter möglich [51]. Da auch hier nicht garantiert werden konnte, die Toleranzen von $\pm 10\mu\text{m}$ zu erfüllen, wurde diese Art der Ankopplung nicht weiter verfolgt.

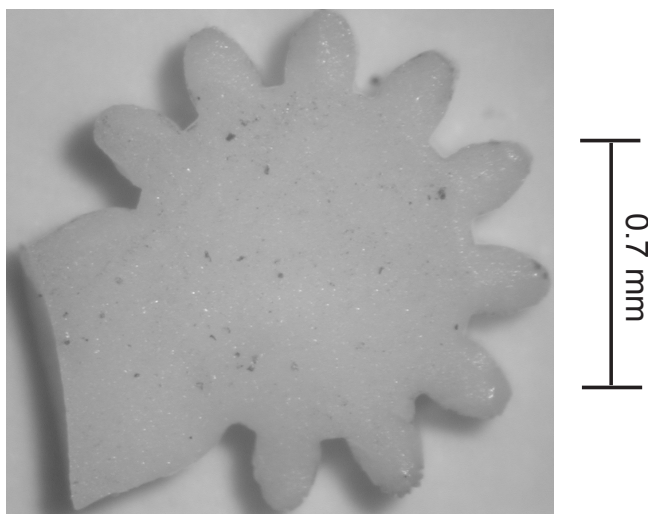


Abb. 2.14: Photo des mit dem Laserfeinschnittsystem gefertigten Zahnrades aus einer Mikrokeramik. Deutlich sind auch hier Bearbeitungsspuren durch den Laserschnitt zu erkennen.

2.3.7 Die Fokussiereinheit

Die nächste Komponente im optischen Strahlengang ist die Linse, welche sich in einer Fokussierungseinheit befindet. Für das Auflösungsvermögen des Mikroskops ist der Fokusbereich auf der Probe entscheidend. Der Laserstrahl mit einem Durchmesser von 3,2 mm muß möglichst gut fokussiert werden. Aufgrund der in Abschnitt 1.4 erwähnten Nachteile kommerzieller Fokussierungsmöglichkeiten kann zur Fokussierung nur eine Linse verwendet werden. Es handelt sich dabei um eine unsymmetrische Bikonvexlinse bester Form (Spindler & Hoyer, Bestellnummer: 31 13002). Sie hat einen Durchmesser von 10 mm und eine Brennweite von 20 mm. Bei einer Vollaussleuchtung der Linse liegt die minimal erreichbare Fokusgröße (gegeben durch die Größe des Airyscheibchens) bei ca. $13 \mu\text{m}$. Da der Laserstrahl während des Rastervorgangs nicht zentral durch die Linse geführt wird, sondern unter verschiedenen Einstrahlwinkeln über die Linsenoberfläche geführt wird, bewegt sich der Fokus auf einer Kugeloberfläche. Damit wird lediglich ein Durchmesser von durchschnittlich $18 \mu\text{m}$ erreicht. Durch das Abkühlen des Mikroskops von Raumtemperatur auf 4,2 K tritt eine Kontraktion der Grundplatte ein. Dies führt zu einer Reduzierung des Abstands Linse zu Probe um ca. $80 \mu\text{m}$. Diese Dejustierung hat eine zusätzliche Vergrößerung des Fokusbereichs um ca. $10 \mu\text{m}$ zur Folge. Um diese Dejustage aufzuheben, muß die Linse entsprechend der Veränderung des Abstandes von Linse zu Probe nachgeführt werden können. Hierfür wurde eine Justiereinrichtung aufgebaut, wie sie in Abb. 2.15 zu sehen ist.

Bei der Realisierung der Fokussiereinheit wurden wieder die magnetfeldunempfindlichen und tieftemperaturtauglichen Biege-Piezos in Abb. 2.15 (5) eingesetzt. Diese werden symmetrisch in Abständen von 120 Grad fest mit dem auf der Grundplatte befestigten Stator (1) aus V4A-Stahl verklebt. Das Gegenstück zum Stator bildet der bewegliche Rotor. Dieser besteht aus V4A-Stahl und ist mit Titannitrid oberflächenbehandelt (minimierte Reibung) [45]. Der Rotor setzt sich aus einem Zylinder (2), in dem die Linse (4) eingesetzt ist, und einem schmalen Ring (3) zusammen. Auf der Außenseite des Zylinders befindet sich ein Flachgewinde (Gewindesteigung: 0,3 mm, Stegbreite:

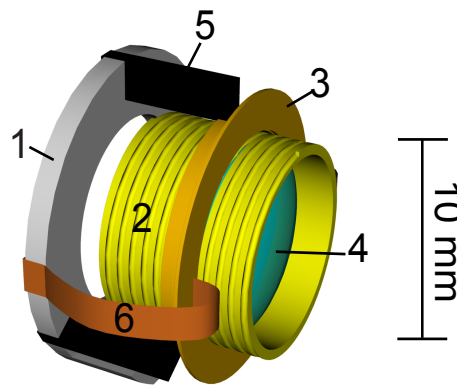


Abb. 2.15: Darstellung der Fokussierungseinheit zur Aufnahme und Justierung der Linse. In einem Zylinder mit Außengewinde (2) befindet sich die Linse (4). Gelagert ist der Zylinder durch einen schmalen Messingring mit Innengewinde (3) (Rotor). Die zwei gegenüberliegenden Federn (6) drücken den Rotor gegen die Piezos. Den Motor bilden drei symmetrisch angeordnete Piezos (5), welche fest mit dem Ring und der Halterung (1) (Stator) verbunden sind. Die Halterung wird fest auf die Grundplatte montiert.

0,2 mm) [45]. Der Zylinder wird durch den schmalen Ring (3) eingefasst, welcher auf der Innenseite das entsprechende Gegengewinde trägt. Der Zylinder ist somit im Ring frei drehbar. Stator und Rotor werden nun mit den 3 Piezos über zwei gegenüberliegende Federn (6) aus Kupfer-Berillium angekoppelt. Dabei drücken die Federn den Ring gegen die Piezos, ohne dabei die Bewegungsfreiheit der Piezos (wie durch eine Klebeverbindung) zu beeinträchtigen. Um trotz der kleinen Piezoausschläge von max. $\pm 200\mu\text{m}$ (bei Raumtemperatur) einen großen Bereich zur Linsenverstellung zu erzielen, wird auch hier das Stick-Slip-Verfahren angewendet. Dieses Verfahren ermöglicht es, durch eine langsame Bewegung der Piezos den Ring und den Zylinder mit Linse aufgrund der Haftreibung in gleicher Richtung zu bewegen (Stick-Phase). Durch eine schnelle Bewegung der Piezos in die entgegengesetzte Richtung bleibt der Zylinder mit Linse hinter der Bewegung der Piezos und des Ringes zurück. Der Zylinder rutscht durch (Slip-Phase). Das an die Piezos angelegte Spannungssignal ist ein Sägezahnimpuls, welcher mit einer Frequenz von max. 300 Hz (Resonanzfrequenz der Fokussiereinheit) die Piezos antreibt. Durch mehrmaliges Anwenden des Stick-Slip-Prinzips ist es möglich, auch bei kleinen Ausschlägen der Piezos einen großen Stellweg (mehrere mm) des Zylinders mit Linse in Vor- und Rückwärtsrichtung zu ermöglichen. Über Reflexionsmessungen (siehe Abschnitt 3) an den Probenkontakten kann dabei der Fokusdurchmesser kontrolliert und eingestellt werden.

Realisierung der Fokussiereinheit durch ein Schlittensystem

Aufgrund anfänglicher Probleme bei der Realisierung der Fokussiereinheit aus Abschnitt 2.3.7 wurde ein alternatives Verfahren zur Linsenpositionierung aufgebaut, welches aber zugunsten der zuvor beschriebenen Lösung nicht weiter verfolgt wurde. Hierbei handelt es sich um die Möglichkeit, die Linse mit einem Schlitten zu bewegen. Dieses Prinzip ist in der Abbildung 2.16 dargestellt.

Die Bewegung der Linse wird wieder über das Stick-Slip-Verfahren realisiert. Die Linse mit Linsenhalterung (1) und der Schlitten (2) bilden dabei den Aktor. Damit

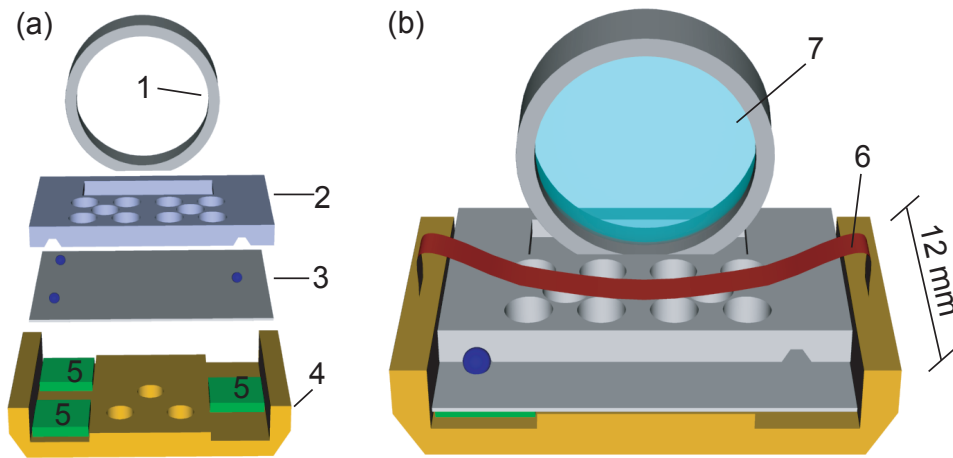


Abb. 2.16: Darstellung des Schlittenantriebes zur Fokussierung des Laserstrahls. In Bild (a) sind die einzelnen Elemente zu erkennen. Die Linsefassung (1) bildet zusammen mit dem Schlitten (2) den Aktor. Der Stator wird durch eine Kontaktplatte mit drei Stahlkugeln (3), den Scherpiezos (5) und der Grundplattenhalterung (4) gebildet. Die Bewegung des Aktors wird über das bekannte Stick-Slip-Verfahren realisiert. Bild (b) zeigt den zusammengesetzten Schlittenantrieb mit Andruckfeder (6). Der gesamte Antrieb ist 20 mm breit und 12 mm lang.

der Aktor möglichst leicht wird, besteht dieser aus Aluminium und wird zusätzlich mit mehreren Bohrungen versehen. Der Stator besteht aus der Halterung (4) (20 mm breit, 12 mm lang), welche fest mit der Grundplatte verschraubt wird, den Scherpiezos (5) (PIC155 A6 der Firma Piezosystem Jena; Abmessungen: $4 \times 4 \times 0.75 \text{ mm}^3$) und einer Kontaktplatte mit drei Stahlkugeln (3). Die Kontaktplatte wird mit den Piezos fest verbunden und dient zu deren Kontaktierung. Bei Anlegen einer Spannung an die Scherpiezos (zwischen (3) und (4)) vollführen diese eine Scherbewegung. Bei maximaler Spannung von 130 V bewegt sich damit die Kontaktplatte bei Raumtemperatur um rund $\pm 50 \mu\text{m}$ [49].

Um eine gleichmäßige Bewegung des Schlittens zu ermöglichen, spannen Scherpiezos eine Ebene auf, wobei dieses Aufspannen durch drei auf dem Kontaktblech befindliche Stahlkugeln übernommen wird. Die Scherpiezos werden fest mit der Halterung (4) verbunden. Lediglich die drei Stahlkugeln bilden den Kontakt zwischen Aktor und Stator. Der Aktor bewegt sich auf den drei Stahlkugeln, welche in zwei an der Unterseite des Schlittens befindlichen Einkerbungen laufen.

Der Einbau des Schlittenantriebes war nicht erfolgreich. Der Hauptgrund liegt in der senkrechten Orientierung des Antriebes an der Grundplatte. Hierbei rutschte der Schlitten trotz einer an den Schlitten gepressten und an dem Stator befestigten Feder (6) immer wieder von dem Stator herunter. Dieses müßte durch einen stärkeren, sehr fein einstellbaren Anpressdruck der Feder geändert werden, welches jedoch die Reibung an den Stahlkugeln ungleichmäßig verteilt und es somit zu einer Verkantung führen kann. Ein weiterer Schwachpunkt ist die geringe Auslenkung der Piezos bei Temperaturen des flüssigen Heliums. Hier reduziert sich diese auf $\pm 25 \mu\text{m}$. Diese Auslenkung reichte nicht aus, um das Stick-Slip-Verfahren anzuwenden.

3. BESTIMMUNG DER FUNKTIONSFÄHIGKEIT DES MIKROSKOPS

Die Bestimmung der Funktionsfähigkeit stellt ein wichtiges Kriterium dar, um die Ergebnisse der elektrischen Messungen an p-Ge in Kapitel 7.3 richtig interpretieren zu können. Unabhängig von den Parametern Temperatur und Magnetfeld darf die Funktionsfähigkeit des Mikroskops nicht gestört werden bzw. dürfen die Parameter keine gravierenden Abbildungsfehler verursachen. In diesem Kapitel sollen daher diese Kriterien überprüft werden. Durch die Angabe der Reproduzierbarkeit und der Auflösung werden zwei wichtige Parameter der Leistungsfähigkeit des Mikroskops bereitgestellt.

3.1 Bestimmung des Temperaturverhaltens

Die Funktionsfähigkeit des Mikroskops wurde unter drei verschiedenen Temperaturen an Reflexionsmessungen der Probe 11015 (siehe Abschnitt 4) durchgeführt. Die Signalentstehung bei Reflexionsmessungen beruht auf der Detektion des diffus gestreuten Laserlichts der Probe in Abhängigkeit von der Position des Laserstrahls auf der Probe. Die Abb. 3.1 zeigt Reflexionsmessungen bei Raumtemperatur, bei Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77K) und bei Temperaturen des flüssigen Heliums.

In Abb. 3.1 (a) ist ein Photo der Probe mit Bonddrähten und seitlichen Kupferpads (Kupferblechstücke, die als Lötstützpunkte dienen) dargestellt. Die Abb. 3.1 (b) wurde bei Raumtemperatur aufgenommen. Deutlich sind die Aluminiumkontakte der Probe, die Bonddrähte und das obere rechte Kupferpad zu erkennen. Hierbei belief sich die maximale Spannung des x-Piezos auf 15V und des y-Piezos auf 18V. Bei Reduzierung der Temperatur auf 77K, Abb. 3.1 (c), ist das Bild vergrößert durch die Reduktion der Piezokoeffizienten dargestellt, sonst sind keine Abweichungen zu erkennen. Die Spannungen an den Piezos wurden dabei um den Faktor zwei erhöht. Die Abb. 3.1 (d) wurde bei einer Temperatur des flüssigen Heliums aufgenommen, wobei die Piezospannung noch einmal um den Faktor drei erhöht wurde. Auch hier ist die Probengeometrie neben einer Änderung der Abbildungsdimension und einer Abnahme der Bildschärfe gut zu erkennen.

3.1.1 Abbildungsfehler

Durch Vergleich der Photographie (a) und den nachfolgenden Reflexionsaufnahmen (b)-(d) in Abb. 3.1 sind zwei Unterschiede zu erkennen. Zum einen beobachtet man eine leichte Verzerrung der Reflexionsaufnahmen. Während bei der Photographie in Abb. 3.1 die Aufnahmerichtung senkrecht zur Probe gerichtet ist, liegt diese bei den

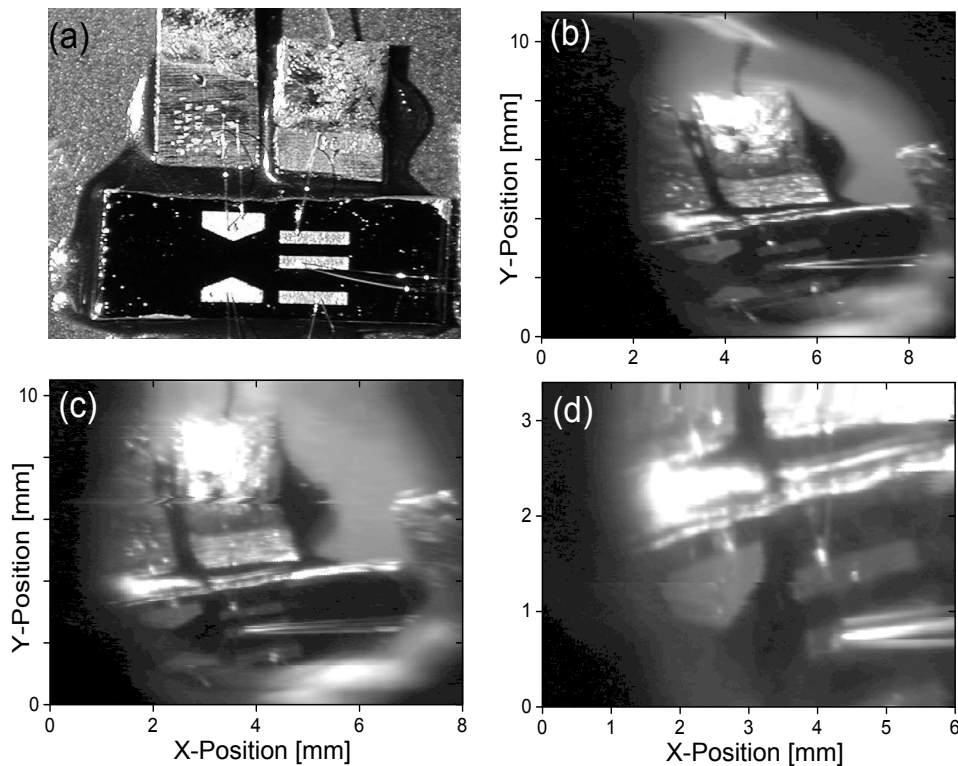


Abb. 3.1: Bestimmung der Funktionsfähigkeit des Mikroskops anhand von Reflexionsbildern in Abhängigkeit der Temperatur. In Bild (a) ist eine Photographie der Probe 11015 (siehe Abschnitt 4) mit Kontaktierungen zu erkennen. Diese werden unabhängig von der Temperatur (b)300K, (c)77K, (d)4,2K gut durch Reflexionsaufnahmen abgebildet. Durch den sich in 30 Grad zur Probe befindlichen Photodetektor erscheinen die Bilder (b) bis (c) lediglich leicht verzerrt.

Reflexionsaufnahmen in einem Winkel von ca. 30 Grad. In diesem Betrachtungswinkel befindet sich die pin-Diode zur Aufnahme der Reflexionsbilder. Durch die seitliche Betrachtung treten ebenfalls leichte Abschattungseffekte auf. Letzteres ist einer der Gründe, warum diese Abweichungen von Objekt zu aufgenommenem Bild nicht softwaretechnisch durch Vergleich mit der Photographie ausgeglichen werden kann. Die Abweichungen der Reflexionsaufnahmen werden durch die Verzerrung und die Abschattung jedoch nicht beeinflusst. Ein Abbildungsfehler ist in Abbildung 3.1 (b) in den ersten Zeilen in einer Art 'Verwischen' der Struktur zu erkennen. Diese tritt verstärkt bei Temperaturen oberhalb von 77K auf. Die Ursache ist in erster Linie in dem Driftverhalten der Piezos zu finden. Die Driftbewegung ist eine für Piezos charakteristische Eigenschaft, welche nach Einstellen einer bestimmten Spannung eintritt und durch Nachpolarisation der Keramik begründet ist. Die Driftbewegung ist abhängig von der angelegten Piezospannung, von Materialparametern und von der Zeit. Die Drift nimmt einige Sekunden nach Einstellen einer Spannung schnell ab [49]. Um die Auswirkungen der Drift zu minimieren, besteht zum einen die Möglichkeit, nach dem ersten Anfahren der Piezos die Bildaufnahme zeitverzögert zu beginnen, oder zum anderen über das Anlegen einer Offset-Spannung, welche langsam verringert wird. Diese Änderung in der Piezoansteuerung ließ die Piezodrift fast vollständig verschwinden. Da die Drift bei periodischer Ansteuerung mit einem festen wiederkehrenden Zeitregime eine un-

tergeordnete Rolle spielt, ist sie für die x-Zeilenablenkung nicht relevant. Aufgrund der kurzen Zeitintervalle ist diese sehr klein [49]. Die Korrektur ist daher nur für die y-Zeilenablenkung eingesetzt worden.

3.2 Einfluß eines Magnetfeldes

Bei der Bestimmung der Abhängigkeit von der Stärke des magnetischen Feldes wurden fünf Reflexionsaufnahmen an der Probe 11015 (veränderte Kontaktierung der Bonddrähte) für Feldstärken bis zu 5T durchgeführt. Dieses ist in der Abb. 3.2 dargestellt.

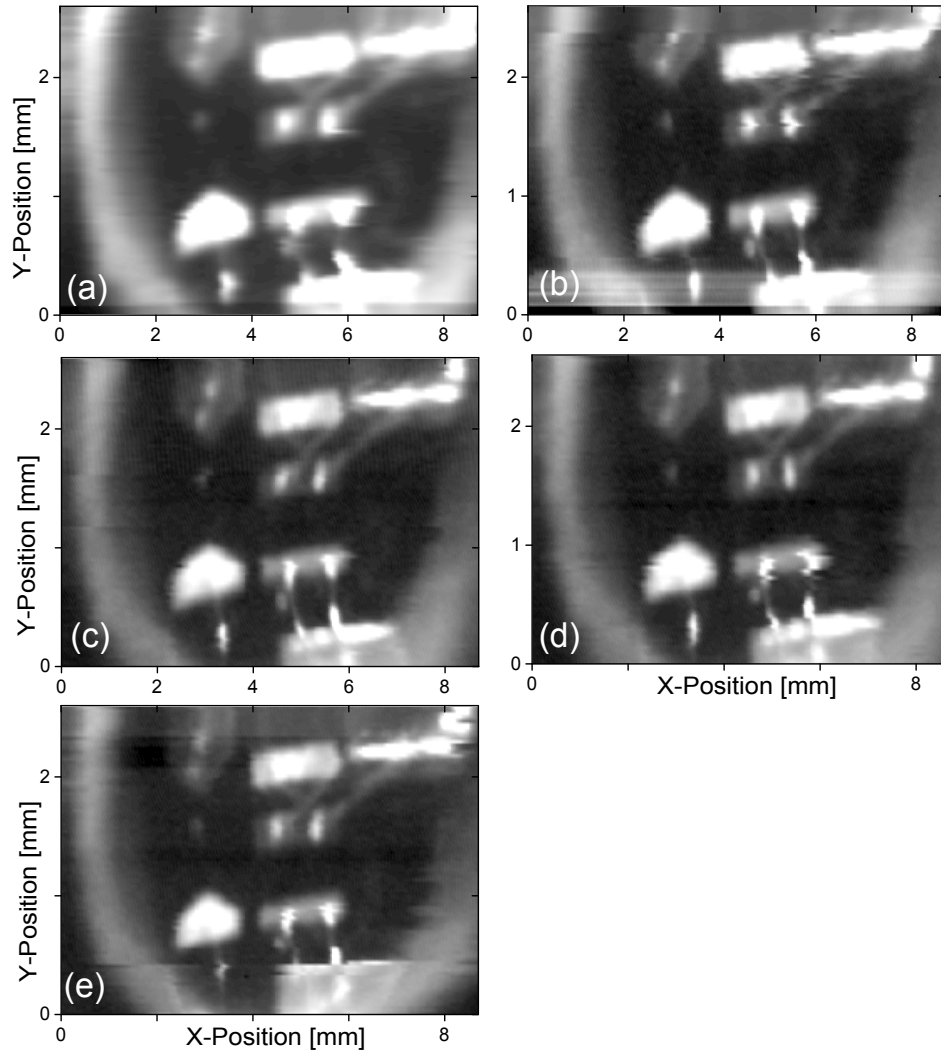


Abb. 3.2: Funktionsfähigkeit des Mikroskops bei Anlegen eines Magnetfeldes von 1T (a) bis 5T (e) bei 4,2K. Die Abbildungen zeigen bis auf eine leichte Abnahme der Intensität (helle Bildbereiche) durch eine verminderte Quanteneffizienz der pin-Diode keine Beeinflussung durch das Magnetfeld.

Die Feldstärke wurde von 1T in Abb. 3.2 (a) bis auf 5T in Abb. 3.2 (e) erhöht, wobei keine Abbildungsfehler (z.B. Verzerrungen) hervorgerufen durch die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit dem Mikroskop erkennbar sind. Es tritt lediglich eine leichte Beeinflussung der pin-Diode durch eine Reduzierung der Quanteneffizienz ein. Dieses ist

an einer leichten Abnahme der hellen Bildbereiche zu erkennen. Die Beeinträchtigung der Quanteneffizienz an der pin-Diode könnte minimiert werden, wenn die pin-Diode unter einem Spannungsbias betrieben würde. Die unscharf wirkenden Abbildungen liegen an einem schlecht fokussierten Laserstrahl. Unter der Annahme, daß sich auch bei höheren Magnetfeldern $B > 5T$ keine Beeinflussung des Mikroskops ergibt, kann das Mikroskop für die Untersuchung z.B. an Quanten-Hall-Proben oder an SQUIDs verwendet werden (s. Abschnitt 8.2).

3.3 Reproduzierbarkeit und Auflösung

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, ist die Reproduzierbarkeit neben der Auflösung einer der wichtigsten Kriterien zur Interpretation der Filamentaufnahmen in Kapitel 7.3. Die Reproduzierbarkeit wurde anhand mehrerer Reflexionsaufnahmen bei 4,5K geprüft, indem jeweils an der gleichen Stelle der Bilder eine Zeilenabtastung in x- und in y-Richtung herausgegriffen wurde (siehe Abb. 3.3).

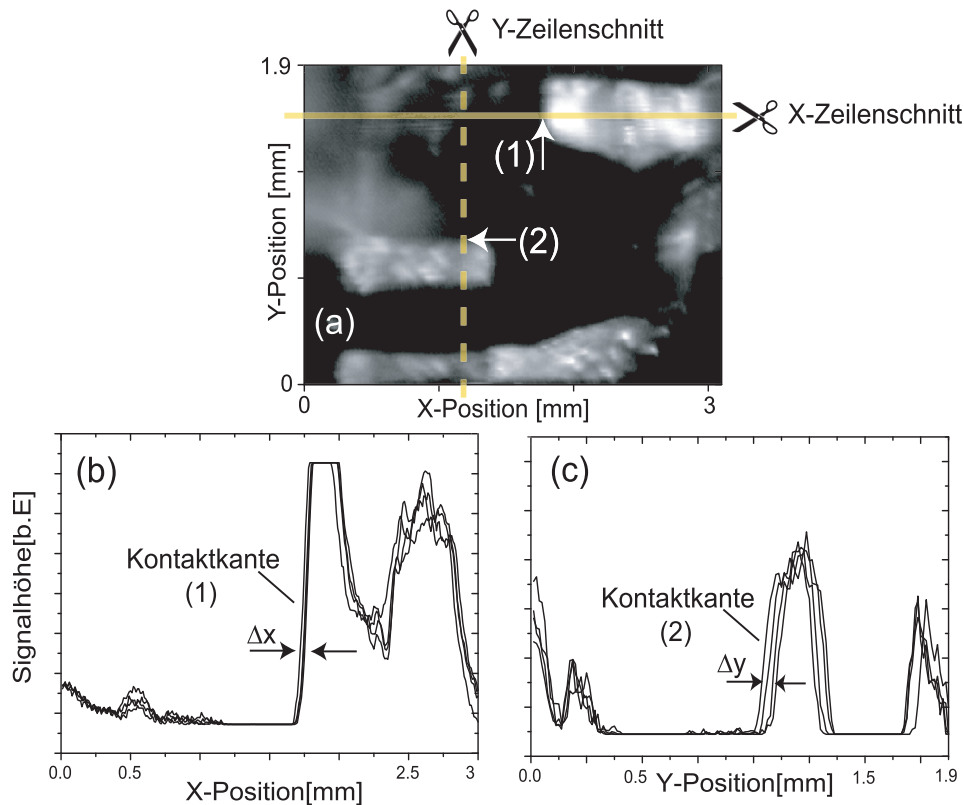


Abb. 3.3: Bestimmung der Reproduzierbarkeit und Auflösung des Laserspots anhand von Reflexionsaufnahmen bei 4,5K. In (a) ist eine von fünf Reflexionsaufnahmen dargestellt. An diesen wurden x- und y-Zeilenabtastungen durchgeführt. In (b) und (c) ist die Signalthöhe über der x- und y-Position der Zeilenabtastungen dargestellt. Die Reproduzierbarkeit ergibt sich durch einen Vergleich der x- und y-Zeilenabtastungen an den Kontaktkanten (1) bzw. (2) und beträgt in x-Richtung $\Delta x \sim 20\mu m$ und in y-Richtung $\Delta y \sim 80\mu m$. Die Auflösung wird an der Flankensteilheit der einzelnen Zeilenabtastungen aus Bild (b) zu $16\mu m \pm 2\mu m$ bestimmt.

Hierbei ergibt sich die Reproduzierbarkeit für die x-Ablenkung Δx und für die y-Ablenkung Δy durch den Vergleich der x- und y-Zeilenabtastungen anhand von Reflexionsaufnahmen an Kanten der Aluminiumkontakte. Die Abb. 3.3 (a) zeigt repräsentativ eines der aufgenommenen Reflexionsbilder. Anhand dieses Bildes ist die Position der Zeilenabtastung in x- und y-Richtung zu erkennen. Diese sind in den Abb. 3.3 (b) für x-Zeilenabtastungen und (c) für y-Zeilenabtastungen miteinander verglichen. Die Reproduzierbarkeit in x-Richtung, $\Delta x \sim 20\mu m$ ist nach Abb. 3.3(b) deutlich besser als die in y-Richtung, $\Delta y \sim 80\mu m$ nach Abb. 3.3(c). Die schlechte Reproduzierbarkeit des y-Antriebes liegt an einer defekten Spiegelachse, deren Zapfen bei der Aufnahme der Bilder verbogen war.

Die Auflösung wird anhand der Flankensteilheit des starken Anstieges der Zeilenabtastungen aus Abb. 3.3(b) bestimmt und liegt bei $16\mu m \pm 2\mu m$. Vergleicht man die Auflösung mit der Reproduzierbarkeit in x- und in y-Richtung, so liegt Δx innerhalb der Fehlertoleranz der Auflösung.

4. PROBENPRÄPARATION UND PROBENGEOMETRIE

Für die Durchführung der Untersuchung des Stoßionisationsdurchbruches ist es notwendig, ohmsche Metallkontakte auf der Halbleiteroberfläche zu strukturieren. Das Aufbringen der verschiedenen Kontaktstrukturen, die Probenpräparation, soll in diesem Kapitel ausführlich behandelt werden.

Sämtliches, in dieser Arbeit verwendetes p-Ge ist im Standardverfahren gesägt, geschliffen und poliert worden. Die Proben waren über einen längeren Zeitraum von mindestens drei Jahren nicht in Schutzgas gelagert. Daher ist davon auszugehen, daß sich eine Oxidschicht auf der Oberfläche gebildet hat. Der erste Arbeitsschritt beinhaltet daher das Oberflächenätzen. Die Proben mit den Dotierungen $3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (Probenname: 11014) und $1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ (Probenname: 11015) wurden früher bereits mit einer CP4-Ätzlösung behandelt. Da die Ätzlösung zu teilweise stark ausgeprägten Ätzgruben führte und dadurch den späteren Lift-Off-Prozeß erschwerte, wurde stattdessen die sogenannte Theisbeize verwendet [52]. Diese setzt sich aus 50Vol.% Flußsäure (48%ig), 25Vol% rauchende Salpetersäure und 25Vol% Essigsäure zusammen. Die Abtragungsgeschwindigkeit beträgt ca. $23 \mu\text{m}$ pro Minute [53]. Für eine möglichst gleichmäßige Abtragung muß die frisch angesetzte Ätzlösung mit einem Germaniumstück abgestumpft werden. Die typische Ätzdauer beträgt in etwa 90 Sekunden. Mit diesem Ätzprozeß der Theisbeize wird die Probenoberfläche nur leicht wellig, und es treten keine Ätzgruben mehr auf [27]. Die Proben wurden anschließend für ca. 3 min in einem Salzsäurebad endgereinigt. Die Behandlung mit Salzsäure ist notwendig, damit der sich anschließende Standard-Photolithographieprozeß einwandfrei durchgeführt werden kann. Hierbei wird die Oberfläche mit H_2 -Ionen der Salzsäure gesättigt.

Grundsätzlich wird die Photolithographie in mehrere Arbeitsschritte eingeteilt. Zuerst wird ein Photolack (Photoresist) auf die Oberfläche aufgetragen und mit einer definierten Negativ-Kontaktstruktur belichtet. Anschließend wird der Photolack entwickelt. Auf die gesamte Oberfläche wird eine Aluminiumschicht aufgetragen, die im anschließenden Lift-Off-Prozeß teilweise wieder entfernt wird, so daß die gewünschte Positiv-Kontaktstruktur aus Aluminium entsteht. Die beiden in dieser Arbeit verwendeten Kontaktstrukturen sind in der Abb. 4.1 dargestellt.

Die Probe 11015 in Abb. 4.1(a) hat eine Dotierungskonzentration von $1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ und die Probe 11014 in Abb. 4.1(b) eine Dotierungskonzentration von $3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Die Materialparameter finden sich in der Tabelle 9.1. Ausgehend von der gewünschten Kontaktstruktur aus Abb. 4.1 wird diese zunächst mit einer Grafiksoftware gezeichnet und anschließend auf sehr gutem Papier (z.B. Glossypapier) in hoher Auflösung über einen Grafikdrucker ausgegeben. Für die Herstellung des Dias wurde das Reproverfahren verwendet. Hierbei wird der Ausdruck mit der Kontaktgeometrie in einem Photolabor auf die gewünschte Größe auf 'hartem' Dokumentenfilm (Dokumentenfilm vom Typ Ortho der Firma Agfa) abphotographiert. Alternativ steht noch ein Diare-

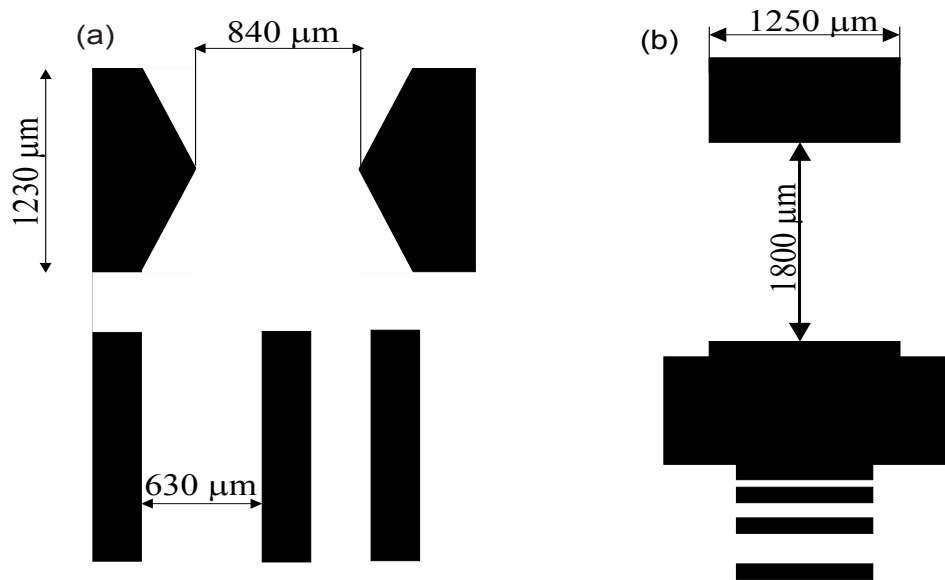


Abb. 4.1: Darstellung der Probengeometrie der Proben mit einer Dotierung von (a) $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (Probenname: 11015) und (b) $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (Probenname: 31014). Die dunklen Bereiche stellen die mit Hilfe der Photolithographie hergestellten ohmschen Aluminiumkontakte dar.

corder mit einer Auflösung von 2500 dpi zur Verfügung. Dieser eignet sich jedoch nur für planparallele Kontakte, nicht aber für Dreiecks- oder Kreiskontakte, da hierbei aufgrund des Belichtungsverfahrens mit einem Elektronenstrahl eine Treppenstruktur an den Außenkanten zu beobachten ist.

Die Arbeitsschritte zur Herstellung der Aluminiumkontakte wird nun im folgenden beschrieben. Diese sind in den Abb. 4.2 und 4.3 dargestellt.

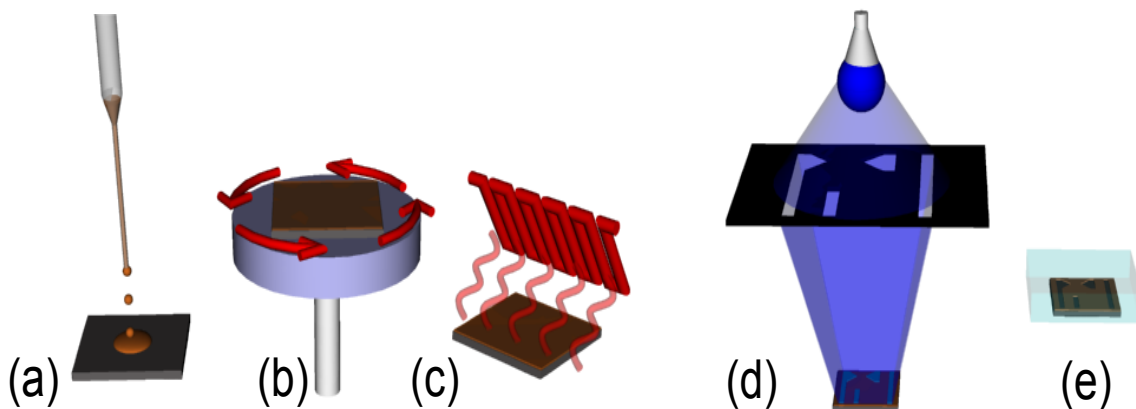


Abb. 4.2: Darstellung der ersten Arbeitsschritte des Photolithographieprozesses. In (a) wird der Photolack aufgebracht, durch den Spin-Coater (b) gleichmäßig verteilt und anschließend gehärtet (c). Nach der Aushärtung wird der Photolack mit einer Dia-Maske belichtet (d) und anschließend entwickelt (e).

Zuerst wird auf das geätzte p-Ge-Plättchen Photolack mit einer Pipette aufgetragen (a). Der Photolack der Bezeichnung ARP 5350 eignet sich besonders für den wichtigen Lift-Off-Prozess, auf den später eingegangen werden soll. Nach dem Auftragen wird

das Plättchen mit Hilfe eines Spin-Coaters (b) in Rotation versetzt. Die Umdrehung beträgt ca. 6000 U/min und die Dauer ca. 2,5 s. Danach wurde der Photolack bei einer Temperatur von 90°C für 30 Minuten getrocknet (c). Der Prozeß der Belichtung des Photolacks mit UV-Licht (d) muß sehr sorgfältig durchgeführt werden. Hierbei muß empirisch die Belichtungszeit ermittelt werden (90 s). In dem Schritt (e) wird der Photolack entwickelt (Entwickler 300-26, Verhältnis Entwickler zu destilliertem Wasser 1:5). Auch hier muß die Entwicklungszeit empirisch gefunden werden (3 min). Das Zusammenspiel von Belichtungszeit und Entwicklungszeit ist für das Gelingen des Lift-Off-Prozesses entscheidend. Wichtig ist hierbei, daß sich an den belichteten Stellen nach der Entwicklung kein Photolack mehr befindet. Außerdem sollte der Photolack an den unbelichteten Stellen in seiner ursprünglichen Dicke stehen bleiben. Zusätzlich müssen die Kanten zwischen den belichteten und den unbelichteten Bereichen möglichst scharfkantig sein. Sind beide Arbeitsschritte optimal aufeinander abgestimmt, wird unter Vakuumbedingungen auf die entwickelte Probe Aluminium aufgedampft (siehe Abb. 4.3 (a)).

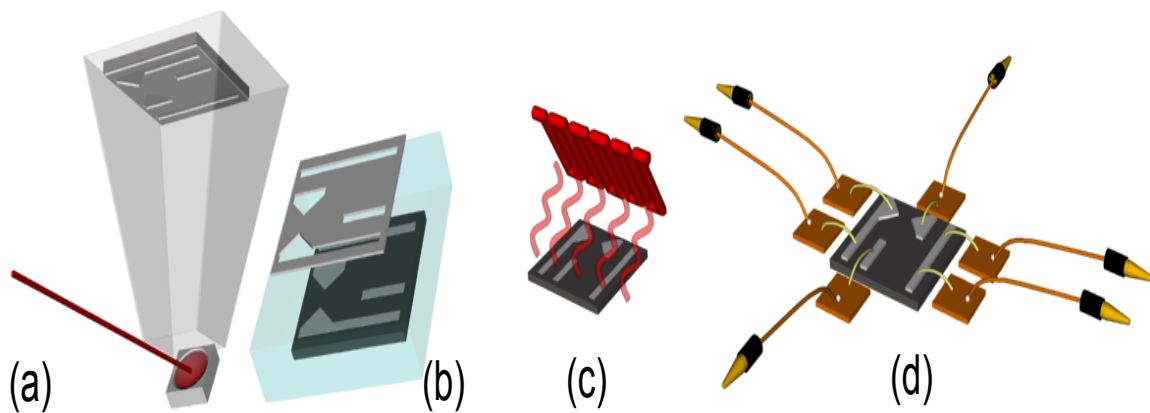


Abb. 4.3: Nach der Entwicklung des Photolacks wird die gesamte Probe mit Aluminium bedampft (a). Anschließend wird der Photolack auf der Probe durch Aceton abgelöst (b), wodurch sich die gewünschte Struktur auf der Probe ergibt. In den letzten Schritten werden die Kontakte durch eine Temperaturbehandlung einlegiert (c) und auf Kupferpads (d) kontaktiert. Auf die Kupferpads werden Steckverbindungen gelötet.

Dies geschieht mit dem Verfahren des Elektronenstrahlverdampfens (a). Die Dicke der Aluminiumschicht liegt bei ca. 200 nm. Nach dem Aufdampfen beginnt der Lift-Off-Prozeß. Hierbei wird die bedampfte Probe für ca. 10 min in ein Acetonbad gelegt (b). Das Aceton löst den unter der Aluminiumschicht befindlichen Photolack. Das sind die Bereiche der Probe, welche nicht belichtet und entsprechend nicht entwickelt wurden. Das Aluminium in den belichteten Bereichen bleibt auf der Probe. Die erzeugte Struktur ist damit identisch mit der Struktur, wie sie in Abb. 4.1 gefordert war. Im nächsten Schritt wird die Probe bei einer Temperatur von 420°C-425°C, dies entspricht dem eutektischen Punkt von Aluminium/Germanium (Genauer Temperaturwert liegt bei 420°C in einem Ofen für 15 min wärmebehandelt, um das Aluminium teilweise in das p-Ge einzulegieren. Dies bedingt, daß es keinen abrupten Übergang zwischen Halbleiter und Metall gibt, und daß die Aluminiumkontakte ein gutes ohmsches Verhalten aufweisen. Im letzten Schritt werden mittels des Bonders (Typ: Kullicke & Soffa, Serie

4500) (Bonddraht: Gold $25\ \mu\text{m}$) elektrische Verbindungen zwischen den Aluminium-Kontakten und den Kupferpads per Ultraschallverschweißen aufgebracht, siehe Abb. 4.3 (d). Hierzu wird zunächst die Probe auf ein Saphirfenster geklebt. Um die Probe herum werden die Kupferpads verklebt und auf der ersten Hälfte mit Kupferlackdraht ($100\ \mu\text{m}$) verlötet, womit die Probe fertig kontaktiert ist. Abbildung 4.4 zeigt Photos der hergestellten Proben 11015 und 31014.

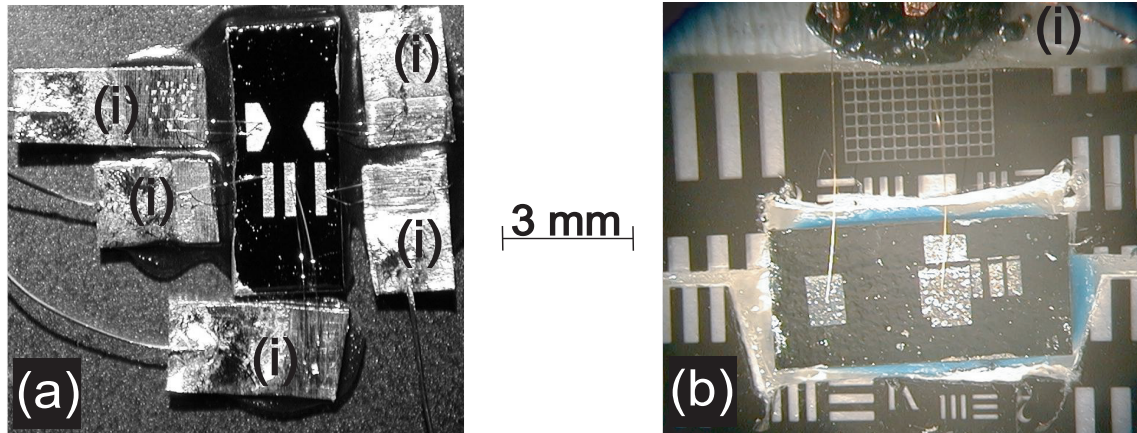


Abb. 4.4: Photos der fertig kontaktierten Proben 11015 (a) und 31014 (b). Beide sind zusammen mit den Kupferpads auf einem Saphirsubstrat verklebt. Zwischen den Aluminiumkontakten und dem Kupfer (i) sind die dünnen Bonddrähte aus Gold zu erkennen. In (b) sind um die Probe Teststrukturen zur Positionierung des Laserstrahls zu erkennen.

5. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Standardtechniken zur Charakterisierung von Halbleitern (z.B. Strom-Spannungs (I-V)-Kennlinien) lassen Aussagen über deren elektrische Eigenschaften zu. Hierbei wird das Verhalten eines Halbleiters im wesentlichen durch die fundamentalen Transportprozesse bestimmt: zum einen die Beschleunigung der Elektronen in einem elektrischen Feld, und zum zweiten die Diffusion von Elektronen und Phononen in einem Temperaturgradienten. Die thermische Leitung in den meisten Halbleitern (und allen Isolatoren) wird vom Phononenfluß beherrscht. Ausnahmen bilden Halbleiter mit sehr hohen Dotierkonzentrationen, bei denen die Elektronen- oder Löcherkonzentration sehr hoch ist. Hierbei spielt die Streuung von Elektronen und Phononen an Defekten und an schwingenden Atomen eine wichtige Rolle für die elektrische Leitfähigkeit und die Wärmeleitfähigkeit. Diese sind entscheidend für das Entstehen des Stoßionisationsdurchbruches von p-Ge bei tiefen Temperaturen. Im Folgenden soll nun etwas detaillierter die Physik des Stoßionisationsdurchbruches mittels klassischer halbleiterphysikalischer Methoden beschrieben werden. Für eine genauere Abhandlung der hier dargestellten Theorie wird auf die Bücher von Seeger, Bonch-Bruевич, Christman und Aoki [54, 55, 56, 57] verwiesen.

5.1 Materialeigenschaften von p-Germanium

Die Eigenschaften des Ge hängen von der Bildung der Kristallstruktur und dem Entstehen des Elektronensystems (Wellenfunktion und Energieniveaus der Elektronen) ab. Dies bestimmt die elektrischen und optischen Eigenschaften des Halbleiters. Bei Ge liegt die Größe der *verbotenen Zone* zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband bei $E_G \sim 0,75$ eV. Zusätzliche Energiezustände können durch Störungen des Idealgitters entstehen, die oft in der verbotenen Zone liegen. Die Art der Störungen sind:

1. Einbau von Fremdatomen (Störstellen) anstelle regulärer Gitteratome.
2. Unbesetzte Gitterplätze. Die entsprechenden Teilchen können von vornherein fehlen (Nichtstöchiometrie) oder zum Rand hin ausgewandert sein (Schottky-Fehlstellen).
3. Zwischengitterteilchen. Diese Teilchen können von vornherein im Überschuß vorhanden gewesen sein (Nichtstöchiometrie) oder sie können aus Gitterplätzen ausgewandert sein (Frenkel-Störstellen).
4. Versetzungen (Dislokationen) ganzer Kristallbereiche.

Besonders der Einbau von Atomen falscher Wertigkeit, z.B. Indium (In), auf reguläre Gitterplätze des Ge verändert die elektrischen und optischen Eigenschaften des Halbleiters. Das aus der III-Hauptgruppe des Periodensystems stammende Indium hat ein

Elektron weniger als das Ge und sättigt somit nur drei Elektronen des Ge zu Paaren ab. Dabei entsteht ein Elektronenmangel mit einem flachen *Akzeptorniveau* und einer Ionisierungsenergie von nur $E_A = 11 \text{ meV}$ (siehe Abb. 5.1).

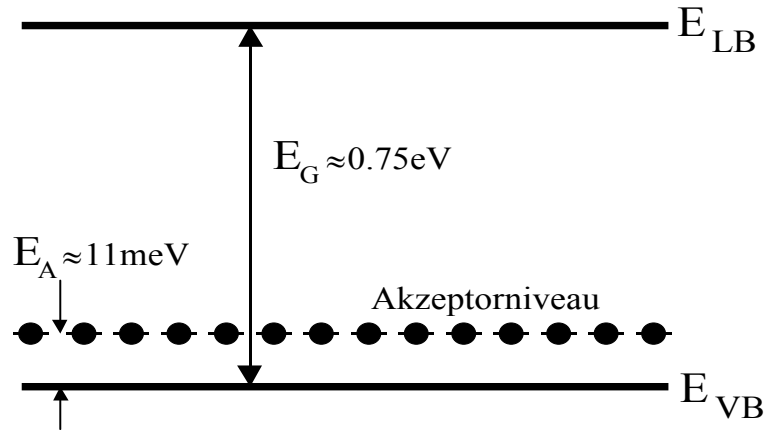


Abb. 5.1: Darstellung des Banddiagrammes von p-Germanium. Die Bandlücke des Ge liegt zwischen der Oberkante des Valenzbandes (E_{VB}) und der Unterkante des Leitungsbandes (E_{LB}) bei $E_G \approx 0,75 \text{ eV}$. Das Störstellenniveau von Indium hat eine Höhe von $E_A \approx 11 \text{ meV}$.

Damit können Ladungsträger bereits bei 100K thermisch in das Valenzband ionisiert werden. Durch das Dotieren steigt die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters um einige Größenordnungen an.

5.2 Elektrische Eigenschaften von p-Germanium

5.2.1 Ladungstransport bei tiefen Temperaturen

Die *elektrische Leitfähigkeit* σ eines Halbleiters wird bestimmt durch die Dichte der im Leitungsband und Valenzband befindlichen freien Ladungsträger. Im Bereich hoher Temperaturen tragen sowohl Elektronen als auch Löcher im Valenzband zur intrinsischen Leitfähigkeit bei, da hier die Lücke verbotener Energiezustände E_G im Bereich thermischer Energie liegt. In dotierten Halbleitern wird die Leitfähigkeit bei mittleren Temperaturen $k_B T \ll E_G$, mit k_B als die *Boltzmannkonstante*, im allgemeinen durch die Konzentration unkompensierter Dotierstellen ($N_D - N_A$) bestimmt (extrinsische Leitfähigkeit).¹ Betrachtet man sich p-Ge bei Raumtemperatur, so ist die elektrische Leitfähigkeit sehr hoch. Der Grund für diese hohe Leitfähigkeit ist in der geringen Störstellentiefe von $E_A \sim 11 \text{ meV}$ zu finden. Desweiteren ist die *Beweglichkeit* μ freier Ladungsträger aufgrund der Reinheit des Materials sehr hoch. Die hohe Leitfähigkeit bleibt im mittleren Temperaturbereich nahezu unverändert. Erst bei Temperaturen unterhalb des flüssigen Stickstoffs ($T < 77 \text{ K}$) beginnen die Ladungsträger in den Störstellen auszufrieren, bis schließlich bei Temperaturen des flüssigen Heliums ($T \sim 4,2 \text{ K}$) die Probe in einen hochohmigen Zustand übergeht (s. Abb. 5.2).

¹ Der Einfachheit halber wird im folgenden von n-dotierten Halbleitern ausgegangen, mit einer Donatorkonzentration N_D , der Akzeptorkonzentration N_A und dem Kompensationsgrad $K = N_A/N_D$.

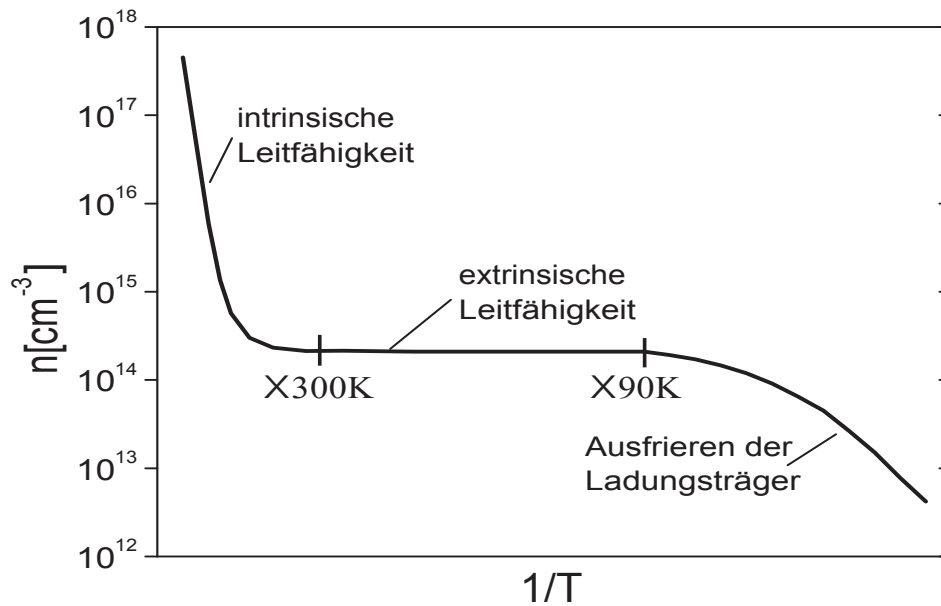


Abb. 5.2: Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration n vom Kehrwert der Temperatur T (aus [54]).

Für die p-Ge-Proben wurden *Ladungsträgerdichten* n im Bereich ausgefrorener Leitfähigkeit von $n \simeq 10^6$ bis $n \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (bei einer Dotierkonzentration von $3 \cdot 10^{14}$ bis $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) gemessen [58]. Durch die extreme Empfindlichkeit gegenüber IR-Strahlung steigt die Leitfähigkeit bei unvollständiger Abschirmung um etwa drei Größenordnungen an [32]. Dies kann zu Störungen bei der Ausbildung von Strominhomogenitäten führen.

Unter Anlegen eines *elektrischen Feldes* \vec{E} werden die elektrischen Eigenschaften von dotierten Halbleitern hauptsächlich durch die Generations- und Rekombinationsprozesse von Ladungsträgern zwischen Leitungsband und Störstellenniveaus bestimmt [59]. Bei Raumtemperatur zeigen die meisten Halbleiter mit flachen Störstellen ein ohmsches Verhalten (unter Einfluß eines geringen elektrischen Feldes). Hier entstehen durch thermische Anregung an den Dotieratomen freie Ladungsträger. Die Änderungen der elektrischen Eigenschaften von p-Ge lassen sich durch die Beziehung

$$\vec{j}(T) = \sigma(T) \cdot \vec{E} \quad (5.1)$$

ausdrücken, mit der *Stromdichte* $\vec{j}(T)$. Hierbei hängt die Stromdichte linear mit der Leitfähigkeit und kleinen elektrischen Feldern zusammen. Die Leitfähigkeit $\sigma(T)$ ist mit der *Elementarladung* e durch das Produkt $n(T) \cdot e \cdot \mu(T)$ gegeben. Hieraus ist ersichtlich, welche Größen durch die externen Parameter Temperatur und Feldstärke beeinflusst werden. Für die temperaturabhängige Ladungsträgerdichte $n(T)$ gilt

$$n(T) = \frac{N_C(N_D - N_A)}{2N_A} e^{-\frac{E_D}{k_B T}} \quad (5.2)$$

mit N_C als *effektive Zustandsdichte* und dem *Donatorniveau* E_D . Es ist ersichtlich, daß eine Temperaturreduzierung eine Abnahme der Anzahl thermisch aktivierter Ladungsträger zur Folge hat, bis im Temperaturbereich des flüssigen Heliums ($T \leq 4,2 \text{ K}$) die Ladungsträger aufgrund der Bedingung $k_B T < E_D \ll E_G$ ausfrieren (siehe Abb. 5.2).

5.2.2 Physik des Stoßionisationsdurchbruchs

Entkopplung zwischen Ladungsträger und Gitter

In welcher Weise freie Ladungsträger auf ein von außen angelegtes elektrisches Feld reagieren, wird durch die Beweglichkeit beschrieben. Die oben erwähnte Ausbildung eines nichtlinearen Ladungstransportes wird bestimmt durch die im Halbleiter stattfindenden Streuprozesse:

- Ladungsträger-Ladungsträger-Streuung,
- Streuung an neutralen Störstellen,
- Streuung an ionisierten Störstellen,
- Streuung an akustischen oder optischen Phononen,
- Streuung an Fehlstellen.

Eine genaue physikalische Beschreibung der Streuprozesse findet sich in [27]. Als dominierende Streumechanismen in p-Ge bei 4,2 K werden hier die Streuung an neutralen und an ionisierten Störstellen angegeben. Die inelastische Streuung an Phononen kann bei 4,2K vernachlässigt werden, da diese nicht angeregt sind, wodurch das Ladungsträgersystem energetisch vom Gittersystem entkoppelt ist. Hierbei kommt es zu einer reduzierten Elektron-Phonon-Wechselwirkung.

Als Folge der Entkopplung zwischen Ladungsträgersystem und Gitter kommt es zu einem Aufheizen des Ladungsträger gegenüber dem Gitter. Die *Elektronentemperatur* T_E erreicht dadurch Werte, welche deutlich über denen der *Gittertemperatur* T_L liegen ($T_E > T_L$). Aufgrund der reduzierten Wechselwirkung nehmen die Ladungsträger solange mehr Energie aus dem Feld mit der Rate $\mu e \vec{E}^2$ auf als sie an das Gitter abgeben können. Im speziellen Falle des elektrischen Durchbruchs bei Heliumtemperatur nehmen die Ladungsträger solange Energie aus dem elektrischen Feld auf, bis die Stoßionisation als neuer, starker Verlustmechanismus einsetzt.

Die durch den Stoßionisationsdurchbruch hervorgerufenen Nichtlinearitäten im Transportverhalten von p-Ge entstehen, wie oben schon erwähnt, durch Streuprozesse an neutralen Störstellen und das Aufheizen des Elektronensystems durch das Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes. Ab einer bestimmten Feldstärke ($\vec{E} \geq 0,2V/cm$) bzw. Temperatur des Elektronengases von $T_E \sim 90K$ reicht die Energie einzelner Elektronen aus, um durch inelastische Streuung neutrale Störstellen im Gittersystem zu ionisieren. Durch die Energiewechselwirkung mit dem Gitter werden neue freie Ladungsträger erzeugt, welche im elektrischen Feld beschleunigt werden und ihrerseits weitere Störstellen ionisieren können. Es kommt zu einem lawinenartigen Anwachsen freier Ladungsträger. Dies ist in der Abb. 5.3 vereinfacht dargestellt.

Die Bewegung eines freien Ladungsträgers wird über die Boltzmannsche Transportgleichung beschrieben und üblicherweise in der Relaxationszeitnäherung betrachtet. Diese setzt voraus, daß die *Lebensdauer freier Ladungsträger* τ_0 sehr viel größer sein muß als die *Impulsrelaxationszeit* τ_m : $\tau_0 \gg \tau_m$. Letztere bezieht sich auf die Umverteilung des Impulses der Ladungsträger durch elastische Streuprozesse innerhalb des Ladungsträgersystems. Zusätzlich zu den elastischen Streuprozessen sorgt die Entkopplung der Systeme Ladungsträger und Gitter zu einer inelastischen Umverteilung der Energien.

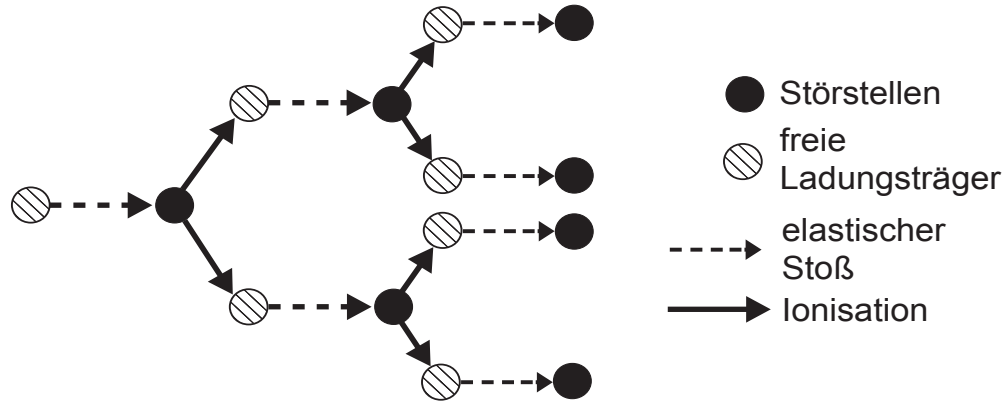


Abb. 5.3: Die Ionisation neutraler Störstellen durch inelastische Streuung von freien Ladungsträgern erzeugt weitere freie Ladungsträger, welche ihrerseits neutrale Störstellen ionisieren, welches zu einem lawinenartigen Anwachsen freier Ladungsträger und damit zum Stoßionisationsdurchbruch kommt.

Die charakteristische Zeit für diese Umverteilung wird als *Energierelaxationszeit* τ_E bezeichnet. Aus der Boltzmann-Gleichung in Relaxationszeitnäherung erhält man formal die Änderung des *mittleren Impulses* $\langle \vec{p} \rangle$ und der *mittleren Energie* $\langle \varepsilon \rangle$ der Ladungsträgerverteilung

$$\frac{d\langle \vec{p} \rangle}{dt} = e \cdot \vec{E} - \frac{\langle \vec{p} \rangle}{\langle \tau_m \rangle} \quad (5.3)$$

$$\frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dt} = \frac{e \cdot \vec{E} \cdot \langle \vec{p} \rangle}{m_0} - \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle \tau_E \rangle} \quad (5.4)$$

mit der *gemittelten Impulsrelaxationszeit* $\langle \tau_m \rangle$, der *gemittelten Energierelaxationszeit* $\langle \tau_E \rangle$ und der *effektiven Elektronenmasse* m_0 bezogen auf die Ruhemasse eines Elektrons. Im Gleichgewicht folgt damit $e \cdot \vec{E} \cdot \langle \tau_m \rangle = \langle p \rangle$ und wegen $\langle p \rangle = m_0 \cdot \mu \cdot \vec{E}$ ergibt sich die Beweglichkeit

$$\mu = \left(\frac{|e|}{m_0} \right) \cdot \langle \tau_m \rangle \quad (5.5)$$

Für Beweglichkeiten von $\mu \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [58] ergeben sich Impulsrelaxationszeiten von $\tau_m \simeq 40 \text{ ps}$. Die Lebensdauer τ_0 freier Ladungsträger beträgt $\simeq 0,1 \mu\text{s}$ [60]. Damit ist die geforderte Näherung $\tau_0 \gg \tau_m$ erfüllt. Betrachtet man die Energiebilanzgleichung, bei der sich ein Gleichgewicht bei einer höheren Elektronentemperatur zwischen Energieaufnahme und -abgabe eingestellt hat, so gilt für den Energieüberschuß

$$\mu e \vec{E}^2 = \frac{3}{2} k_B (T_E - T_L) \quad (5.6)$$

und die *mittlere kinetische Energie* $\langle \varepsilon \rangle$ der Ladungsträger definiert sich über die Elektronentemperatur T_E zu

$$\frac{3}{2} k_B T_E = \langle \varepsilon \rangle \quad (5.7)$$

Die Elektronentemperatur kann unter Voraussetzung der geringen Energieabgabe an das Gitter $(3/2)k_B T_L \sim 0$ leicht abgeschätzt werden, indem die Ionisationsenergie der Störstellen mit der mittleren Ladungsträgerenergie $\langle \varepsilon \rangle$ gleichgesetzt wird. Man erhält somit aus Gleichung (5.7) $T_E \simeq 90K$ für $E_A = 11,6meV$. Die Energierelaxationszeiten τ_E , können nun aus der Gleichung (5.6) mit $T_L = 4,2K$ und den gegebenen *Durchbruchfeldstärken* $E_{th} = 4V/cm$ zu $\tau_E \simeq 4ns$ berechnet werden. Nur wenn die Impulsrelaxationszeit τ_m sehr viel kleiner ist als die Energierelaxationszeit τ_E kann sich das Ladungsträgersystem durch inelastische Streuprozesse in einem thermischen Gleichgewicht befinden. Die Ladungsträger bilden ein heißes Elektronengas, welches eine wichtige Voraussetzung für den Stoßionisationsdurchbruch darstellt.

Negativdifferentielle Leitfähigkeit

Bei tiefen Temperaturen frieren in den Störstellen die meisten Ladungsträger aus, so daß der Halbleiter zum Isolator wird (nur eine kleine Anzahl kann thermalisiert und dadurch beweglich bleiben). Eine Erhöhung des elektrischen Feldes hat zur Folge, daß dieser kleine Anteil freier Ladungsträger genügend Energie aufnehmen kann, um durch den Prozeß der Stoßionisation an neutralen Störstellen weitere freie Ladungsträger zu erzeugen, und die Kennlinie wird nichtlinear. Hierdurch kommt es zu einem Übergang von einer geringen zu einer hohen Leitfähigkeit, mit einem Bereich *negativ-differentieller Leitfähigkeit (NDC)*. Dies stellt einen Nichtgleichgewichts-Phasenübergang dar. In der Physik des Ladungstransports in Halbleitern begegnet man einer Anzahl von Nichtgleichgewichts-Phasenübergängen. Phasenübergänge können in erster Ordnung und zweiter Ordnung eingeteilt werden. Bei einem Phasenübergang erster Ordnung zeigt der Ordnungsparameter (z.B. Probenstrom I_P , Stromdichte \vec{j}) einen diskontinuierlichen Übergang bei einer kontinuierlichen Änderung des Kontrollparameters (z.B. Probenspannung V_P , elektrisches Feld \vec{E}). Bei Phasenübergängen zweiter Ordnung ist der Übergang kontinuierlich. Jedoch zeigt deren Ableitung eine Diskontinuität im Bereich des Phasenübergangs. Da der Ladungstransport beim Stoßionisationsdurchbruch in Halbleitern in erster Linie durch einen Phasenübergang erster Ordnung beschrieben werden kann [59], wird hier ausführlicher auf diesen eingegangen.

Betrachtet man sich die \vec{j} - \vec{E} -Charakteristik (bzw. I-V-Charakteristik), so existieren zwei Formen von negativ differentieller Leitfähigkeit (bzw. negativ differentiellem Leitwert), S-Form und N-Form, welche in Abb. 5.4 dargestellt sind. Aus dieser Abbildung ist der Bereich negativ differentieller Leitfähigkeit (NDC) $\partial \vec{j} / \partial \vec{E} < 0$ zu erkennen, welches die Form einer *S-förmigen negativ differentiellen Leitfähigkeit (S-NDC)*, s. Abb. 5.4 (a), oder einer *N-förmigen negativ differentiellen Leitfähigkeit (N-NDC)*, s. Abb. 5.4 (b), annehmen kann. Im Bereich der NDC kommt es zu einer Bistabilität des Transportverhaltens. Das bedeutet, daß für einen Wert des elektrischen Feldes zwei verschiedene Werte der Stromdichte existieren. Daraus folgt dann die Entstehung von räumlich inhomogenen Stromdichten und spontanen Oszillationen, wobei mit einer bestimmten Frequenz zwischen zwei Zuständen hin und her geschaltet wird (siehe Abschnitt 5.3). Von einem thermodynamischen Ansatz ausgehend zeigt Ridley [15], daß Systeme mit S-NDC räumliche Strukturbildungen in Form von Stromfilamenten aufweisen (siehe Einsatz in Abb. 5.4 (a)), was aber streng genommen nur im thermodynamischen Gleichgewicht haltbar ist. Weitestgehend erklärt ist ein ähnliches Verhalten beim Gunn-Effekt. Hier zeigen diese Systeme ein N-NDC Verhalten mit Strukturbil-

dungen in Form von Hochfelddomänen (siehe Einsatz in Abb. 5.4 (b)).

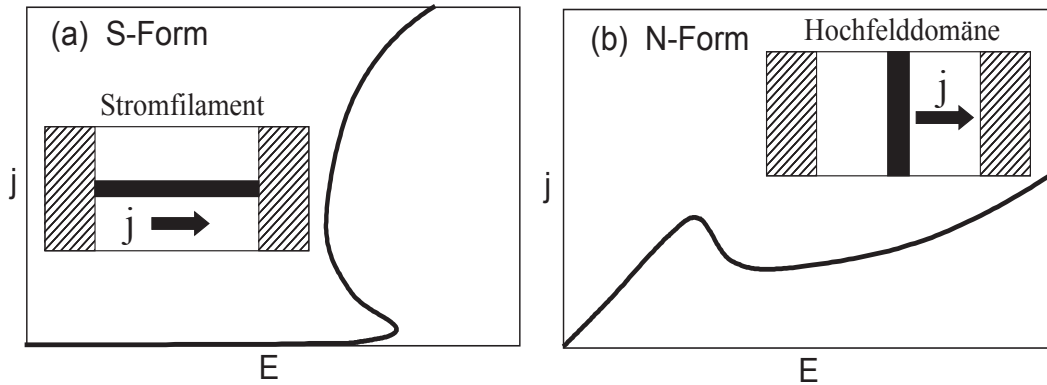


Abb. 5.4: Die beiden Ausprägungen negativ differentieller Leitfähigkeit sind als S-förmige (a) und N-förmige (b) Charakteristik schematisch dargestellt. Die Bildung der Filamente zwischen den Kontakten (gestrichelt) und der Stromfluß ist in den beiden inneren Bildern zu erkennen. Die S-Form bildet ein Stromfilament aus, während durch eine Hochfelddomäne eine N-Form in der \vec{j}/\vec{E} -Kennlinie ausbildet.

Dieser Effekt resultiert aus einer Streuung von Elektronen aus einem Energieband kleiner effektiver Masse in ein Seitenband großer effektiver Masse und damit kleiner Beweglichkeit [54, 61]. Da wir uns bei diesen Systemen weit ab vom thermodynamischen Gleichgewicht befinden, läßt sich dieses Transportverhalten als Nichtgleichgewichts-Phasenübergang erklären, welcher zusammen mit der mesoskopischen Betrachtung der lokalen Bistabilität aufgrund einer Ratengleichung von Generation und Rekombination von Ladungsträgern beim Stoßionisationsdurchbruch in der Arbeit [32] genauer behandelt wird.

Abhängigkeit des Stoßionisationsdurchbruchs von den Kontaktabständen

Betrachtet man die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger zwischen elastischen Stößen, so läßt sich diese auf $1\mu\text{m}$ abschätzen [32]. Um die Durchbruchenergie aufnehmen zu können, benötigen die Ladungsträger durchschnittlich 10 bis $20\mu\text{m}$ Flugstrecke in Feldrichtung [62]. Dies bedeutet, daß die Durchbruchfeldstärke stark abhängig ist von dem Kontaktabstand. Für kleine Abstände divergiert die Durchbruchfeldstärke, während bei großen Kontaktabständen ($a_0 \geq 200\mu\text{m}$) die Durchbruchfeldstärke konstant bleibt. Die Abweichung vom linearen Verhalten bei großen Kontaktabständen läßt sich durch die hohen Energierelaxationszeiten erklären [27, 9].

Der Stoßionisationsdurchbruch ist somit bei den hier verwendeten Probengeometrien (Kontaktabstand $a_0 \geq 200\mu\text{m}$) ein reiner Feldeffekt für eine kritische elektrische Feldstärke. Der Feldeffekt ist abhängig von dem Material, der Temperatur und der eingebrachten Energie in Form von optischer Einstrahlung oder elektrischem Aufheizen, welches schließlich zu einem lawinenartigen Anwachsen freier Ladungsträger führt und somit den Durchbruch hervorruft.

Zusammenfassung

Abschließend sollen für die Ausbildung von Strominhomogenitäten wichtige Prozesse zusammengestellt werden:

1. Im Temperaturbereich des flüssigen Heliums findet in einem äußeren elektrischen Feld durch inelastische Streuung innerhalb des Ladungsträgersystems eine Entkopplung zwischen Gittersystem und Ladungsträgersystem statt. Es kommt zu einem heißen Elektronengas.
 \Rightarrow Das Gesamtsystem ist fern ab vom thermischen Gleichgewicht.
2. Ab einer kritischen Feldstärke reicht die Energie des Elektronengases aus, um durch inelastische Streuung neutrale Störstellen zu ionisieren ($T_E \simeq 90K$). Das Transportverhalten wird aufgrund der spontanen Stoßionisation nichtlinear. Es werden zusätzliche Ladungsträger erzeugt, welche ihrerseits Ladungsträger an Störstellen ionisieren können. Es kommt zu einem lawinenartigen Anwachsen freier Ladungsträger.
 \Rightarrow Es kommt zu einem Stoßionisationsdurchbruch.
3. Es resultiert eine S-förmige Strom-Spannungs-Charakteristik, welche die Ausbildung von räumlicher Strukturbildung zur Folge hat. Damit einhergehend entstehen spontane Strukturbildungen in Form von Stromfilamenten. Diese bilden sich lokal in einem Bereich hoher Leitfähigkeit inmitten eines hochohmigen Bereichs aus.
4. In bestimmten Parameterbereichen existiert eine Bistabilität innerhalb des Kennlinienbereiches der negativ-differentiellen Leitfähigkeit. Diese führt zu komplexen Oszillationen der raum/zeitlichen Leitfähigkeit.

5.3 Nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie

Da sich die lokalen Größen des Halbleiters dem direkten Zugriff des Experiments entziehen, werden stattdessen die makroskopischen Kontrollparameter wie *Probenstrom* I_P und *Probenspannung* V_P (unter Berücksichtigung von Temperatur, optischer Einstrahlung und Magnetfeld) als integrale Meßgrößen bestimmt. Die Probenspannung und der Probenstrom ergeben sich zu

$$\begin{aligned} V_P &= \frac{1}{T_{int}} \int_0^{T_{int}} \int_0^l \vec{E}(t) dx dt \\ I_P &= \frac{1}{T_{int}} \int_0^{T_{int}} \int_0^B \int_0^D \vec{j}(t) dz dy dt \end{aligned} \quad (5.8)$$

wobei T_{int} die Integrationsdauer, l die Länge und $B \cdot D$ die Querschnittsfläche der Probe, x die Integrationsvariable in Feldrichtung, y und z Integrationsvariablen in die beiden anderen Raumrichtungen und t die Zeit bedeuten [63].

Die resultierende gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie ergibt sich aus dem Zusammenspiel der Entkopplung der Systeme, dem Stoßionisationsdurchbruch, der räumlichen Strukturbildung und der zeitlichen Oszillationen in einem nichtlinearen Verhalten, wie es in der Abb. 5.5 dargestellt ist. In der Abb. 5.5 (a) ist die gemessene

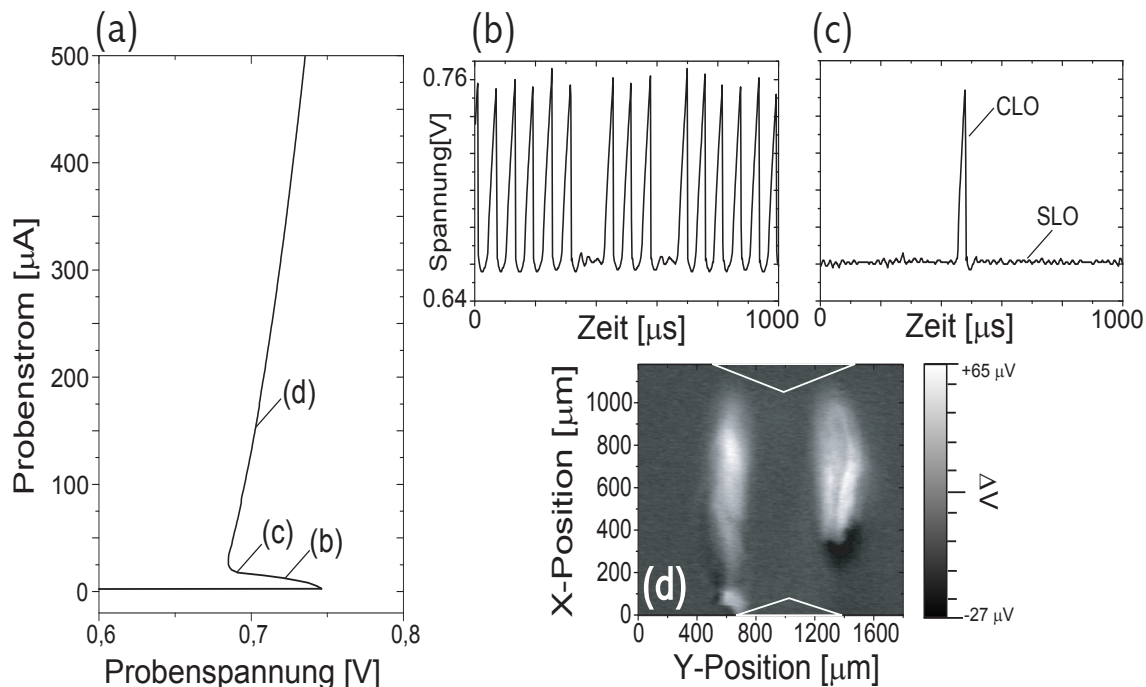


Abb. 5.5: Darstellung der Strom-Spannungs-Kennlinie einer p-Ge-Probe mit einer Dotierkonzentration von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in Dreieckskontaknanordnung (a). Deutlich ist die S-förmige Charakteristik zu erkennen, welche typisch bei der Ausbildung von Strominhomogenitäten ist. In den Abb. (b) und (c) ist jeweils die Probenspannung über der Zeit aufgetragen. Sie zeigen stochastisch zündende Filamente (CLO), während die Abb. (c) zusätzlich Größen-Oszillationen eines stationären Filaments (SLO) darstellen. In der Abb. (d) ist ein stationäres Filament mit den beiden hellen Filamenträndern zwischen den Dreieckskontakten dargestellt.

Strom-Spannungs-Kennlinie eines Dreieckskontaktes auf p-Ge bei $T=4,2\text{K}$ dargestellt. Deutlich ist die Nichtlinearität dieser Kennlinie zu erkennen. Diese zeigt eine S-förmige negativ-differentielle Leitfähigkeit. Bis zu einer Durchbruchsspannung V_{th} steigt die Probenspannung mit der angelegten Spannung an, während die Stromstärke nur sehr gering zunimmt (Vordurchbruchsbereich). Wenn die Probenspannung den kritischen Wert V_{th} überschreitet, kommt es zu einer Ausbildung des S-NDC-Bereichs mit einem spontanen Stromanstieg bei gleichzeitiger Abnahme der Probenspannung (Durchbruch). Nach dem Durchlaufen der S-NDC bei einer Probenspannung V_h steigt der Strom wieder linear mit der Probenspannung an (Nachdurchbruch).

In dem NDC-Bereich bilden sich Relaxationsoszillationen, sogenannte *schaltungsbedingte Oszillationen* (CLO = *Circuit Limited Oscillations*) aus, welche ein periodisches Zünden eines Filaments zur Folge haben. Die Oszillationsfrequenz nimmt dabei mit zunehmendem elektrischen Feld zu. Hierbei finden Schaltvorgänge von einem niederleitenden Zustand, oberhalb einer bestimmten Schwellspannung, in einen hochleitenden Zustand statt. Der umgekehrte Prozeß findet statt, wenn die Probenspannung einen Haltewert V_h unterschreitet. Die Dynamik zwischen diesen Schaltvorgängen ist gegeben durch das Laden bzw. Entladen der effektiven Kapazität, die parallel zur Probe geschaltet ist und sich aus der Probenkapazität, den Kabelkapazitäten und der Eingangska-

pazität der Meßgeräte zusammensetzt. Der Graph (b) zeigt CLO's, deren Amplitude durchaus in Bereichen von mehreren 100 mV liegen können. Das Ende der CLO's ist in Grafik (c) gezeigt und kündigt ein stationäres Filament mit zeitlicher Veränderung der Dicke des Filaments an, welche bei zunehmender Feldstärke in der Breite und Tiefe zunimmt. Diese Relaxationsoszillationen werden SLO (Structure Limited Oscillations) genannt, welche die Zu- und Abnahme der Filamentgröße darstellen. Sie richten sich im wesentlichen nach der äußeren Beschaltung der Probe. Weitere Informationen über CLO's und SLO's bietet die Arbeit von [64]. Die Grafik (d) zeigt ein stationäres Filament, welches sich innerhalb zweier Dreieckskontakte ausgebildet hat. Die Ränder des Filaments sind hell dargestellt, eine genauere Erklärung der Grauwertgebung folgt in Abschnitt 5.4.

5.3.1 Schaltungsbedingte Oszillationen

Die Abb. 5.6 zeigt den schaltungsbedingten exponentiellen zeitlichen Verlauf eines CLO-Durchganges. Aufgetragen ist die Probenspannung über der Oszillationszeit. Ein Oszillationszyklus verläuft entlang den Nummern I bis IV. Die Spannungswerte liegen zwischen der *Durchbruchsspannung* V_{th} und der *Haltespannung* V_h . Die Frequenzen der Oszillationen sind gegeben durch die *Einschaltzeit* τ_1 (IV und I) und der *Ausschaltzeit* τ_2 (II und III), welche sich nach der äußeren Beschaltung der Probe richten (s. Abb. 5.7).

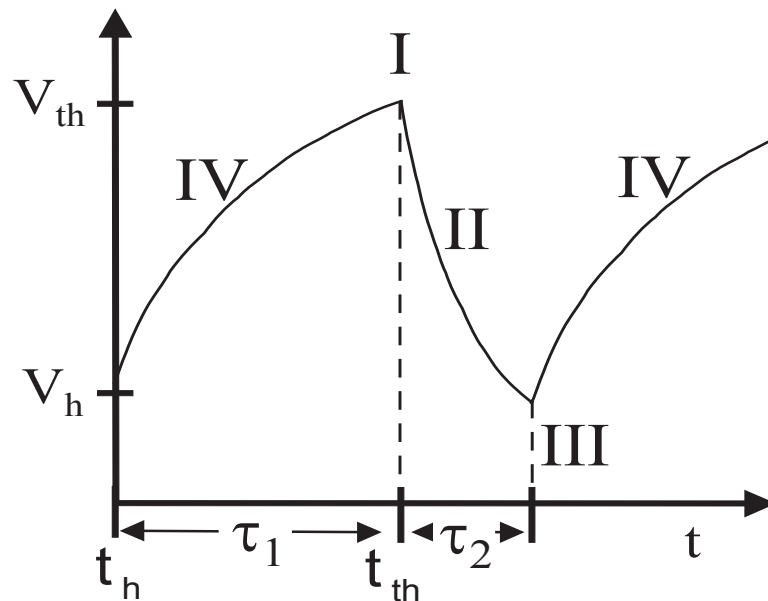


Abb. 5.6: Darstellung des exponentiellen Verlaufs der Probenspannung, gegeben durch die Kapazität des Gesamtsystems, über der Oszillationszeit eines CLO-Durchganges. Ein Oszillationszyklus verläuft entlang den Nummern I bis IV, welche durch die Durchbruch- und Haltespannung V_{th} und V_h und die Ein- und Ausschaltzeiten τ_1 (Ladevorgang der Kapazität) und τ_2 (Entladevorgang der Kapazität) gegeben ist.

Der exponentielle Verlauf der Abb. 5.6 zeigt das Aufladen (IV) und das Entladen (II) der Gesamtkapazität des Meßsystems C. Die Kapazität setzt sich aus der effektiven

Kapazität der Kabel und der Eingangskapazitäten der Meßgeräte zusammen. Die schaltungsbedingten Oszillationen können mit einem einfachen Modell [64, 65] beschrieben werden, wie es in der Abb. 5.7 zu sehen ist.

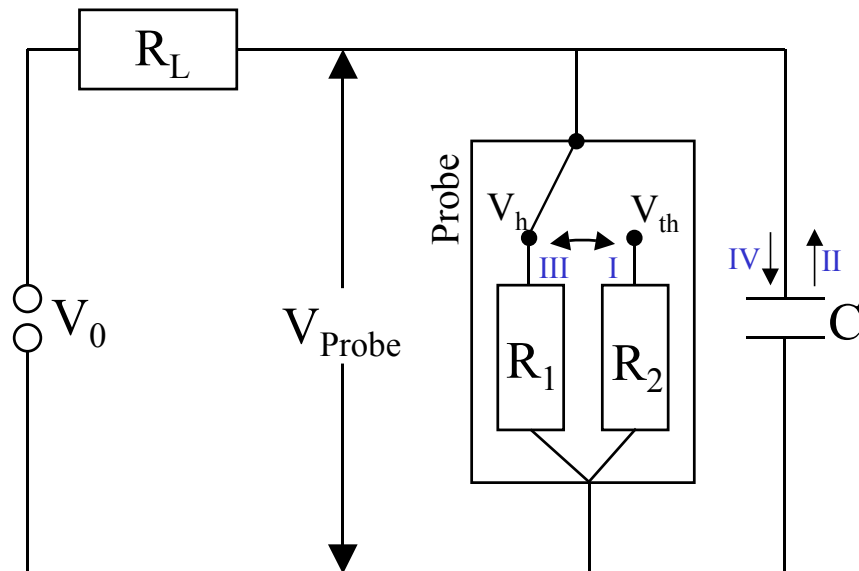


Abb. 5.7: Ersatzschaltbild für die schaltungsbedingte Oszillation. Diese findet durch das Schalten zwischen zwei Leitfähigkeitszuständen statt, gekennzeichnet durch die Widerstände R_1 (hochohmig) und R_2 (niederohmig), der effektiven Kapazität der Kabel und der Eingangskapazitäten der Meßgeräte C und dem Lastwiderstand R_L .

Die Probe ist hier durch einen Schalter und zwei Widerstände $R_1 > R_2$ ersetzt, wobei R_1 den Zustand niedriger und R_2 den Zustand hoher Leitfähigkeit darstellen. Die Kapazität des Gesamtsystems C wird über den Lastwiderstand R_L im hochohmigen Zustand R_1 mit $R_1 \gg R_L$ aufgeladen. Erreicht die Ladespannung den kritischen Wert V_{th} , springt das Probenverhalten in den hochleitfähigen Zustand. Die Kapazität entlädt sich über den Widerstand R_2 . Wenn die Spannung den Haltewert V_h erreicht, schaltet die Probe zurück in den hochohmigen Bereich, und die Kapazität wird erneut geladen. In der Abb. 5.8 ist dieser Oszillationsprozeß der Bistabilität anhand einer I-V-Kennlinie dargestellt.

Bei einer Erhöhung der Probenspannung wird der Zustand auf dem unteren Ast der Kennlinie R_1 oberhalb der kritischen Spannung V_{th} instabil. Dies entspricht dem Ladevorgang der Kapazität C (IV). Das System springt ab dem Punkt V_{th} auf den oberen Ast R_2 der Kennlinie (I), welches dem Wechsel von dem hochohmigen in den niederohmigen Zustand ($R_1 \rightarrow R_2$) entspricht. Bedingt durch den Verlauf der Lastgeraden nimmt die Probenspannung nach diesem Sprung wieder ab (II). Dies entspricht dem Entladen der Kapazität. An dem Haltepunkt V_h springt die Leitfähigkeit wieder auf den unteren Ast zurück.

Das Laden und Entladen der Kapazität geschieht in den Zeiten τ_1 zum Laden und τ_2 zum Entladen. Hierbei ist die Zeitkonstante τ_2 bestimmt durch den Probenwiderstand R_2 im hochleitenden Zustand, über den die Kapazität C entladen werden muß, um die Probenspannung zu reduzieren. Nach dem Zurückspringen in den isolierenden Zustand muß C wieder aufgeladen werden. Dies geschieht mit der Zeitkonstanten $\tau_1 = R_L C$,

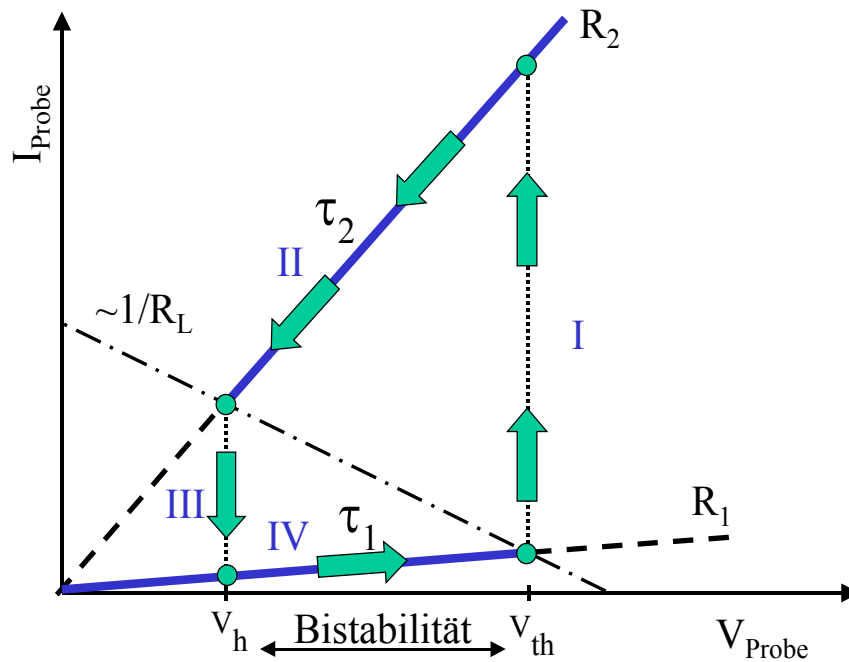


Abb. 5.8: I-V-Kennlinie des Bereichs der Bistabilität im S-NDC-Bereich unter Einfluß der Lastgeraden $-1/R_L$. Die Bistabilität findet zwischen der Haltespannung V_h und der Durchbruchspannung V_{th} statt. Die Kennlinie ist idealisiert in Form zweier Geraden R_1 und R_2 dargestellt. In den gestrichelten Bereichen der Geraden sind diese instabil. Bei Erreichen der entsprechenden Spannungswerte V_h und V_{th} muß das System auf den jeweils anderen Ast springen.

da in diesem Fall der Lastwiderstand größer ist als der Probenwiderstand. Der Entladvorgang über den hochleitenden Probenwiderstand liegt im Bereich von einigen μs , während das Aufladen über den Lastwiderstand im Bereich von $\tau_1 \approx 10^{-5} - 10^{-3}\text{s}$ liegt.

5.4 Signalentstehung bei der Abbildung von Stromfilamenten

Wie bereits in Kapitel 5.2.1 besprochen, kommt es beim Anlegen eines überkritischen elektrischen Feldes zu räumlicher Strukturbildung, hervorgerufen durch den Stoßionisationsdurchbruch an flachen Störstellen. Es kommt zur Ausbildung von Bereichen der Probe mit hohen- und niedrigen Leitfähigkeiten. Trifft der Laserstrahl auf die Probenoberfläche, tritt eine Wechselwirkung mit dem Probensystem ein. Dieses wird u.a. in den 7.8 und Abb. 7.10 gezeigt werden. Diese Signale sind nicht für jeden Punkt auf der Probe gleich, sondern hängen empfindlich von den Ortskoordinaten des Laserstrahls auf der Probenoberfläche und der räumlichen Struktur des Ladungstransportes ab. Die Abb. 5.9 zeigt zwei unterschiedliche Aufnahmen der Probe 11015 an Dreieckskontakten.

Das Bild 5.9 (a) wurde im CLO-Bereich aufgenommen, während Abb. 5.9 (b) im filamentären Ast der Kennlinie ein stationäres Filament zeigt. Diese Struktur zeigt ein einzelnes Stromfilament, wobei die höchsten Signalintensitäten an den Filamenträndern zu beobachten sind. Der Grauwertbalken rechts zeigt die entsprechende Zuordnung zwischen Signalintensität und Grauwert. Dunkle Bereiche bedeuten, daß die Signaländerung bzw. die Änderung des Stromes minimal ist. Je heller ein Bildbereich erscheint, desto größer ist die Änderung des Signals bzw. des Stromes. In Bild 5.9 (a) ist die Inter-

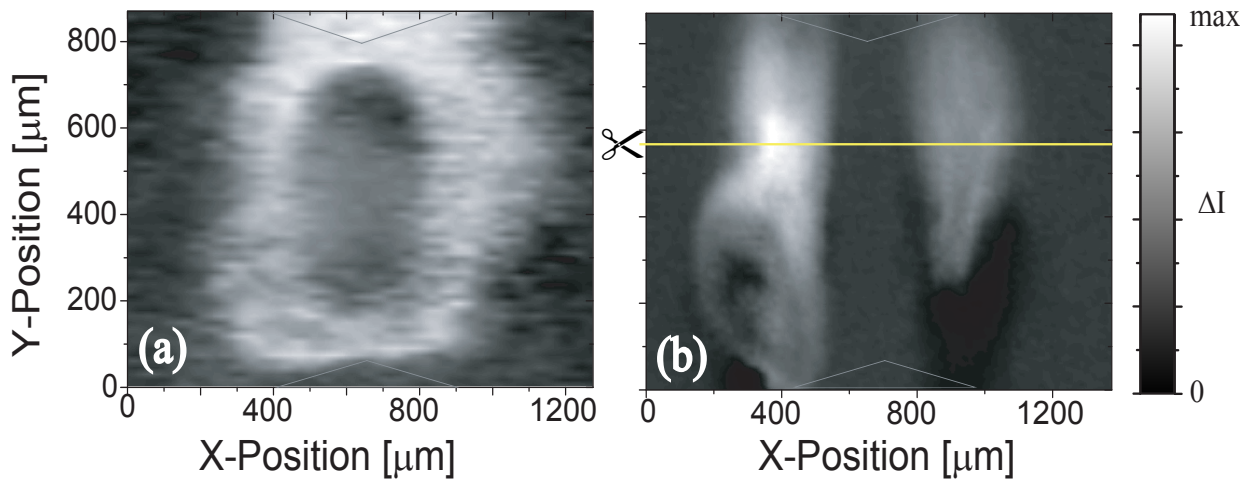


Abb. 5.9: Rasterlasermikroskopische Abbildungen der Probe 11015 mit Dreieckskontakten. In dem Bild (a) ist die Abbildung im CLO-Bereich und in Bild (b) im stationären Bereich aufgenommen. Der Einfluß der Laserbeleuchtung ist durch die Grauwertkodierung im rechten Farbbalken dargestellt. Demnach bedeuten dunkle Farbbereiche eine niedrige Stromänderung bzw. kaum eine Änderung durch den Laser. Dahingegen stehen die hellen Farbbereiche für einen stärkeren Einfluß des Lasers und damit einer entsprechenden Stromänderung. In Bild (b) ist das Filament zwischen den hellen Bereichen dargestellt. Der in (b) angedeutete Schnitt wurde für eine Zeilenabtastung der Abb. 5.10 verwendet.

pretation nicht so einfach, da es hier zu keiner Ausbildung eines Filamentes kommt. Zu erkennen sind Bereiche hoher und niedriger Leitfähigkeiten. Die Stromänderungen sind proportional der Änderung der Leitfähigkeit. Im Rahmen eines einfachen Widerstandsmodells (siehe auch [32]) läßt sich das Entstehen der ortsabhängigen Signaländerungen erklären, welches in der Abb. 5.10 dargestellt ist. Hierbei werden der durch den *Laserspot beeinflusste Widerstand* R_d und der *Widerstand des Filaments* $2R_a + R_b$ als ein Bereich hoher Leitfähigkeit, eingebettet in den *Widerstand des nieder-ohmigen Materials* R_c des Halbleiters, dargestellt. Der Gesamtwiderstand der Probe ergibt sich dann aus den Gebieten hoher und niedriger Leitfähigkeit, mit zusätzlichem *Ankoppelwiderstand* R_x . Dieser bestimmt die Ankopplung des niederohmigen Gebietes R_d an das Stromfilament. Hierbei kann zwischen drei Grenzfällen unterschieden werden:

- (a) Der Laserspot ist weit entfernt vom Filament (Außenbereich).
- (b) Der Laserspot befindet sich am Rand des Filaments.
- (c) Der Laserspot befindet sich innerhalb des Filaments.

Befindet sich der Laserspot in den Außenbereichen (a), so ist der hochleitfähige Bereich des Spots eingebettet in ein niederleitfähiges Gebiet mit dem Widerstand $2R_c + R_d$. Die Stromänderung ist an diesem Ort der Probe minimal. Die Laserenergie reicht zwar aus, um Störstellen zu ionisieren, jedoch rekombinieren die freien Ladungsträger aufgrund der Einbettung in den niederleitfähigen Bereich der Probe, bevor sie getrennt werden können. In den Abbildungen 5.9 (a) und (b) werden diese Bereiche durch dunkle

Farbwerte kodiert. Berührt der Laserspot den Filamentrand (b), kommt es zu einer Kopplung der beiden hochleitfähigen Bereiche des Laserspots und des Filamentrandes, welches zu einem Anstieg der Stromänderung führt. Die Kopplung wird durch einen Ankoppelwiderstand R_x angedeutet, welcher minimal (Kurzschluß) wird, wenn sich der Laserspot auf der Mitte des Filamentrandes befindet. Durch die Laserenergie werden die im Randbereich befindlichen Störstellen ionisiert. Die zusätzlichen freien Ladungsträger können über den hochleitfähigen Bereich des Filaments getrennt werden, bevor diese rekombinieren (in der Abb. 5.9 durch helle Farbwerte kodiert). Im letzten Grenzfall befindet sich der Laserspot innerhalb des Filaments (c). Durch den Stoßionisationsdurchbruch sind innerhalb des Filaments weitestgehend alle Störstellen ionisiert. Somit können durch die Laserenergie kaum neue Ladungsträger mehr erzeugt werden. Dieser Bereich ist ebenfalls wie in den Außenbereichen dunkelfarbig kodiert. Es ist daher nicht möglich, das Filament selbst sichtbar zu machen, sondern nur die Ränder des Filaments. Im oberen Bereich der Abb. 5.10 ist eine Zeilenabtastung der Abb. 5.9 (b) dargestellt. Hierbei wurde die Stromänderung ΔI an der Probe über der Position des Laserspots aufgetragen. Deutlich ist ein Anstieg der Stromänderung in den Randbereichen des Filaments zu sehen. Die Außenbereiche und das eigentliche Filament zeigen dagegen kaum Änderungen. Das Widerstandsmodell in Abb. 5.10 dient der einfachen Verdeutlichung der Signalentstehung. Die Abb. 5.9 (a) zeigt, daß hier ein komplexes Netzwerk von Widerständen angenommen werden muß. Die Interpretation der ortsabhängigen Signale wird nur bedingt durch das Modell in Abb. 5.10 beschrieben.

Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse für Abbildungen im CLO-Bereich vorgestellt und diskutiert, gefolgt durch die Darstellung der stationären Filamente.

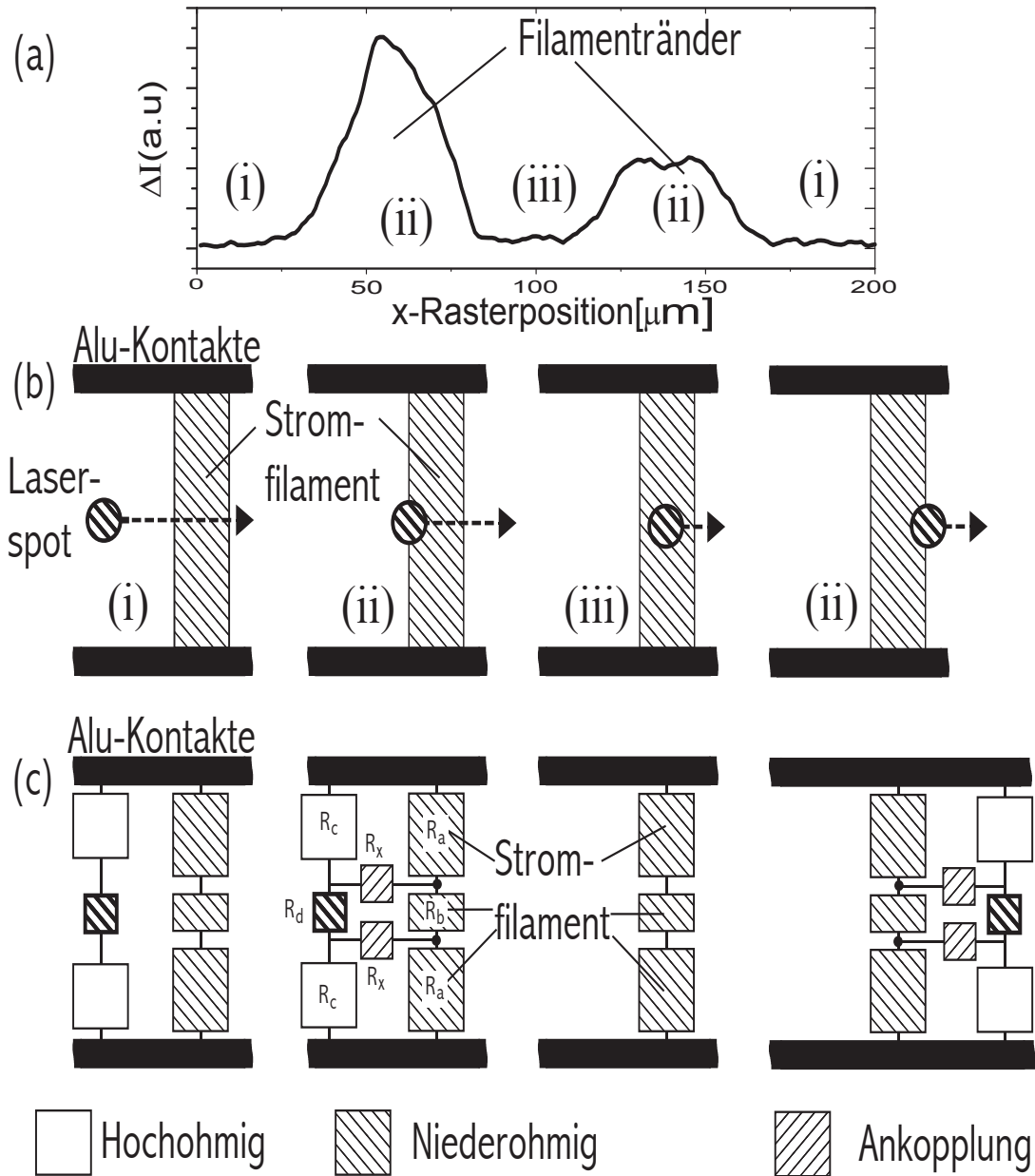


Abb. 5.10: Schematische Darstellung der Signalentstehung bei der rasterlasermikroskopischen Abbildung von Stromfilamenten. Die Abb. (a) zeigt eine Zeilenabtastrung des Bildes 5.9. Die Entstehung der Stromänderung ΔI in Abhängigkeit des Ortes x wird durch die Abb. (b) und (c) dargestellt. Hier ist schemenhaft ein Parallelkontakt mit dazwischen befindlichem Filament eingezeichnet. Es existieren drei Grenzfälle: Laserspot im Außenbereich (i), Laserspot am Filamentrand (ii) und Laserspot im Filament (iii). Diese sind verbunden mit dem Widerstandsmodell (c).

6. METHODEN DER MESSUNGEN UND EXPERIMENTELLER AUFBAU

Nachdem im Kapitel 2.2 der Gesamtaufbau des Mikroskops beschrieben wurde, soll im Folgenden auf den Meßaufbau und auf die verschiedenen Meßmethoden eingegangen werden. Zu Beginn wird kurz auf die Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien eingegangen. Anschließend werden Meßmethoden vorgestellt, welche mit dem Raster-Laser-Mikroskop im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Die Beschreibung des Meßaufbaus beinhaltet die elektrische Ansteuerung des Mikroskops, das Auslesen der Probensignale bzw. der Sensoren, die Ansteuerung des Magneten und das Stabilisieren der Temperatur.

6.1 Strom-Spannungs-Kennlinien

Die Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien wird über ein Standardverfahren realisiert. Der genaue Aufbau ist in der Abb. 6.1 dargestellt.

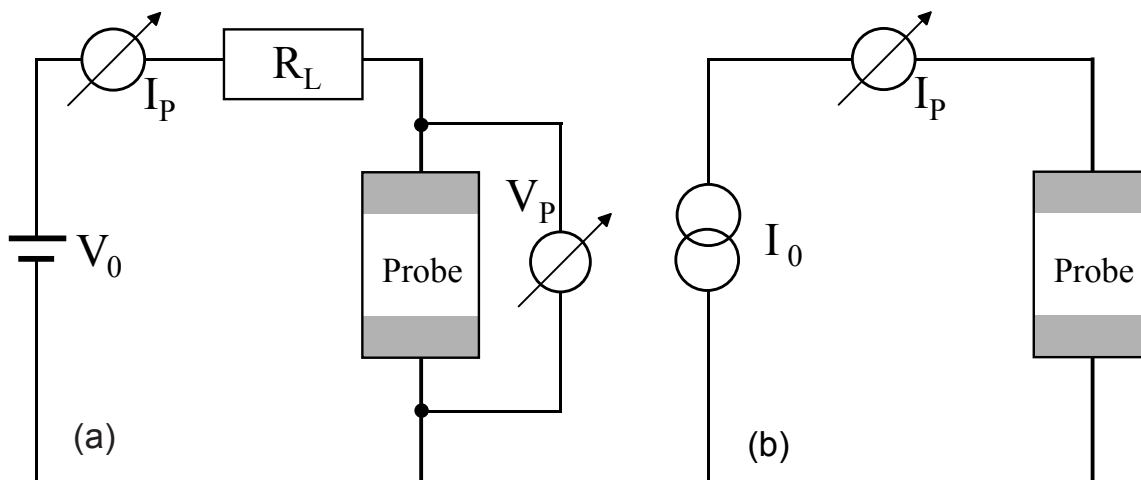


Abb. 6.1: Schaltungsschemata des Meßaufbaues zur Aufnahme von Strom-Spannungs-Kennlinien. Diese werden unter Spannungssteuerung mit $R_L = 0$ (a), Stromsteuerung (b) oder einer gemischten Steuerung für $R_L \neq 0$ betrieben.

Als Gleichspannungs/stromquelle (V_0 bzw. I_0) wird eine Präzisionsquelle (Keithley SMU 236) verwendet. Ein Lastwiderstand R_L ($1k\Omega$) wird zusammen mit der Probe in Serie geschaltet. Die Probenspannung V_P wird parallel über der Probe abgegriffen. Als Meßinstrument dient ein Präzisionsmultimeter (Keithley 2001). Der Probenstrom I_P wird vor dem Lastwiderstand mit einem Elektrometer (Keithley 617) gemessen. Alternativ kann der Probenstrom als Spannungsabfall $I_P = V_{R_L}/R_L$ am Lastwiderstand

gemessen werden. Die Ansteuerung der SMU und das Auslesen des Elektrometers und Präzisionsmultimeters wurden mit einem Computer und der Software Labview durchgeführt.

Das elektrische Verhalten der Probe wird stark von deren Beschaltung beeinflusst. Während für die Messungen von Vordurchbruchstrom oder Durchbruchsspannung die äußere Beschaltung der hochohmigen Probe keine Rolle spielt, ist die Beschaltung für den negativ differentiellen Bereich von entscheidender Bedeutung. Befindet man sich oberhalb der kritischen Spannung V_{th} im NDC-Bereich, so beeinflusst der Wert des Lastwiderstands, ob die Kennlinie hysteresefrei durchlaufen werden kann und damit das negativ differentielle Verhalten der Kennlinie. So kann diese im NDC-Bereich nicht in einer reinen Spannungssteuerung aufgenommen werden, da der Probenstrom bezüglich der Probenspannung nicht eindeutig ist (siehe Abb. 6.2).

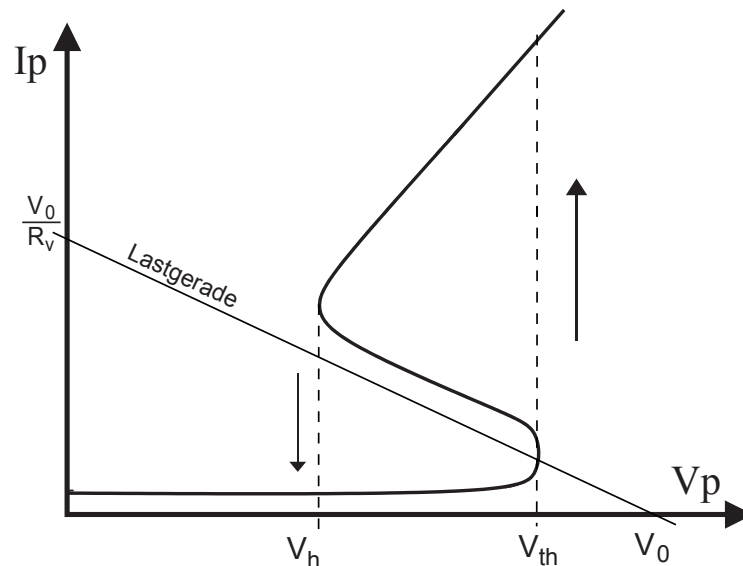


Abb. 6.2: Idealisierte Darstellung einer Strom-Spannungs-Kennlinie mit negativ-differentiellem Leitwert, für eine gemischte Strom/Spannungssteuerung.

Man verwendet deshalb entweder die reine Stromsteuerung, oder man entscheidet sich für eine gemischte Strom-Spannungs-Steuerung über einen Lastwiderstand in Serie zur Probe. Der Lastwiderstand setzt sich aus dem Wert für R_L und dem Innenwiderstand des Strommeßgerätes zusammen. Dieser gemeinsame Vorwiderstand R_V bestimmt die Steigung der Lastwiderstandsgeraden. Aus der Höhe des Vorwiderstandes R_V ergeben sich die Steuerungsmodi, die *Spannungssteuerung* bei $R_V = 0$ und die *Stromsteuerung* bei $R_V = \infty$.

Für den Grenzfall R_V sehr klein gilt, daß die Lastwiderstandsgerade fast parallel zur Stromachse verläuft. Hierbei liegt die Spannung fast vollständig an der Probe an. Durch die Spannungssteuerung kommt es zusätzlich zu einer Hysterese (angedeutet durch die gestrichelten Linien), welche zwischen der kritischen Spannung V_{th} und der Haltespannung V_h verläuft. Im zweiten Grenzfall ist der Vorwiderstand R_V sehr groß, wodurch die Lastwiderstandsgerade fast parallel zur Spannungsachse verläuft. Hierbei liegt die Spannung fast vollständig am Vorwiderstand an und bestimmt damit den Strom der durch die Probe fließt. Jedes Strom-Spannungs-Wertepaar kann damit voll durchfahren werden. Generell stellt die Spannungssteuerung mit Vorwiderstand die

gängigste Methode dar, Kennlinien aufzunehmen.

6.2 Meßmethoden der räumlichen Abbildung

Zur räumlichen Abbildung mit dem Raster-Laser-Mikroskop stehen im wesentlichen drei Meßmethoden zur Verfügung. Die erste Methode wird für die optische Messung des diffus gestreuten Laserlichts von der Probenoberfläche bzw. den Probenkontakten verwendet. Diese Reflexionsmessungen werden zur Ermittlung der Auflösung und zur Beschreibung der elektrisch detektierten Signale mit der Probengeometrie verwendet. Die elektrischen Signale der Probe werden durch die beiden weiteren Meßmethoden, dem *Laser-Beam-Induced-Current (LBIC)* und dem *Laser-Beam-Induced-Voltage (LBIV)* generiert. Bei den beiden elektrischen Meßmethoden wird eine lokale Störung der Probe durch den Laserstrahl in Abhängigkeit des Ortes (x,y) der Störung erzeugt. Das gemessene Signal ist dabei eine globale Reaktion der gesamten Probe. Der wesentliche Unterschied der beiden Meßmethoden LBIV und LBIC ist in der Abb.6.3 dargestellt.

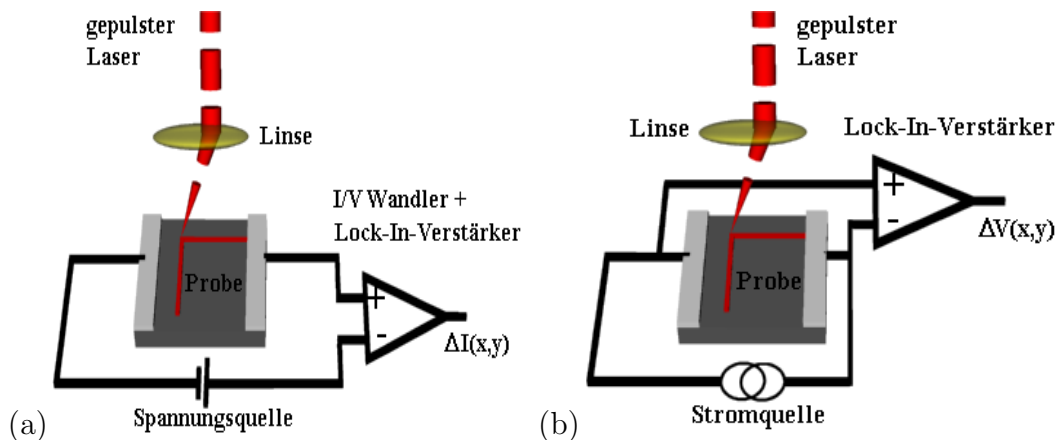


Abb. 6.3: Darstellung der Meßmethoden Laser-Beam-Induced-Current (LBIC) (a) und Laser-Beam-Induced-Voltage (LBIV) (b). Bei dem LBIC-Verfahren wird die Probenspannung konstant gehalten und der variable Strom $\Delta I(x,y)$ gemessen. Bei dem LBIV-Verfahren wird die Probe unter einem konstanten Strom gehalten und die variable Probenspannung $\Delta V(x,y)$ gemessen.

Bei dem LBIV-Verfahren wird der Probenstrom konstant gehalten, während die lokale Spannungsänderung $\Delta V(x,y)$ an der Probe, durch die Beleuchtung des Lasers, gemessen wird. Umgekehrt wird bei dem LBIC-Verfahren die lokale Stromänderung $\Delta I(x,y)$ unter konstant gehaltener Spannung gemessen. Da bei beiden Methoden nur die Spannung meßtechnisch ausgewertet werden kann, wird die Änderung des Stromes über einen Strom-Spannungs-Konverter in eine proportionale Spannungsänderung umgewandelt. Die Höhe der Spannungsänderungen liegt in der Regel im Bereich von $1\mu\text{V}$ bis 100 mV . Ein Hauptproblem bei der Messung elektrischer Signale mit kleinen Amplituden ist dabei die Maskierung des Meßsignals mit Störsignalen wie elektrischem oder thermischem Rauschen. Der Signal-Rausch-Abstand kann unter Umständen sehr gering sein, was zu einem erheblichen Problem bei der Messung des eigentlichen Signals führen kann. Eine Möglichkeit, ein schwaches Signal aus einem Rauschsignal zu ermitteln, ist die Verwendung der Lock-In-Technik. Lock-In-Verstärker verwenden die

Technik der phasensensitiven Gleichrichtung, um aus einem breiten Signalspektrum ein Signal einer bestimmten Referenzfrequenz mit dazugehöriger Phase zu ermitteln. Als Referenzfrequenz dient die Frequenz des gepulsten Laserstrahls. Dabei wird ein reines Sinussignal entsprechend der Referenzfrequenz mit dem unter Modulation gemessenen Signal multipliziert. Das Ergebnis des Produkts wird maximal, wenn das Sinussignal exakt mit dem Referenzsignal zusammenfällt. Sämtliche anderen Frequenzen werden somit herausgefiltert.

6.3 Beschreibung des Meßaufbaus

Hier soll kurz der prinzipielle Meßaufbau anhand des Blockschaltbildes in der Abb. 6.4 schematisch beschrieben werden.

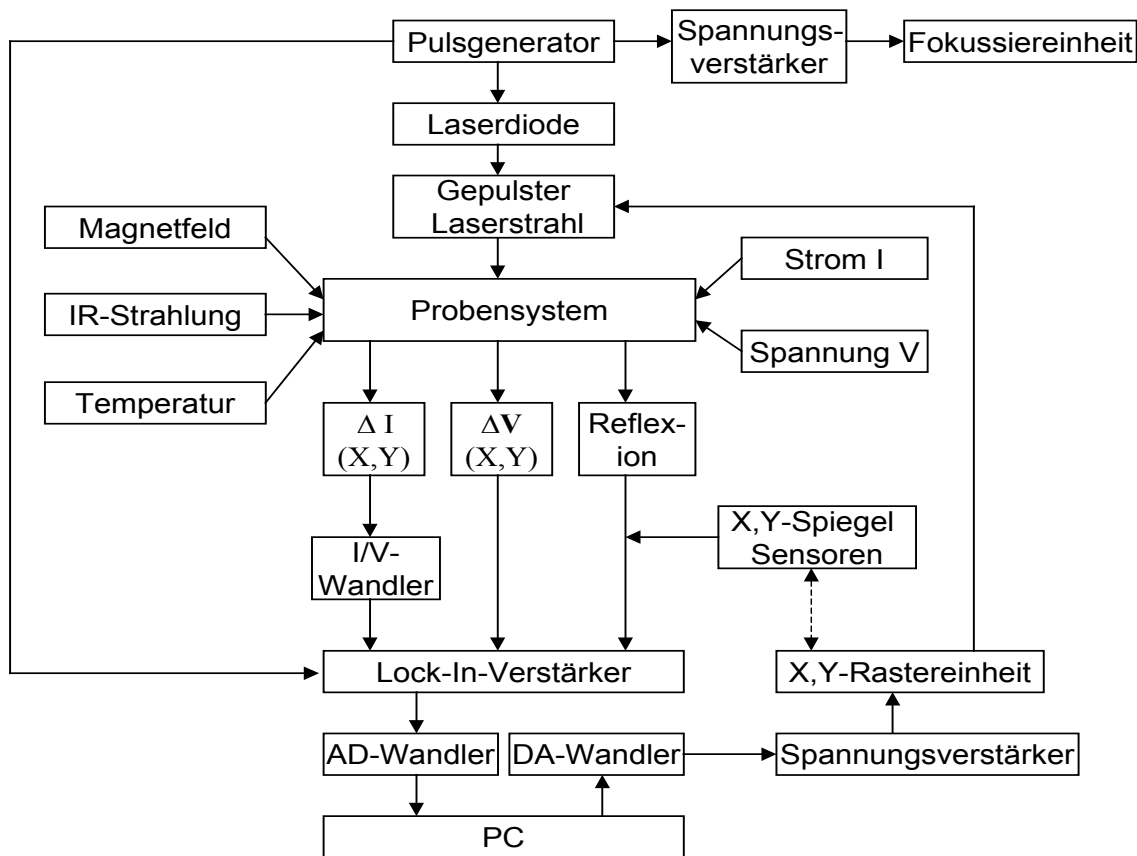


Abb. 6.4: Blockschaltbild der vereinfachten Darstellung des Meßaufbaus.

Im Mittelpunkt befindet sich das Probensystem, welches durch eine Reihe von Parametern beeinflusst wird. Zum einen werden die angelegten Spannungen und Ströme durch die Präzisionsquelle geliefert. Zum anderen wird das Probensystem durch die Wechselwirkung des Laserstrahls mit der Probe beeinflusst. Diese Wechselwirkung erzeugt eine Spannungsänderung $\Delta V(x,y)$ bzw. eine Stromänderung $\Delta I(x,y)$, welche als Meßsignale detektiert werden können. Die Laserdiode wird durch einen spannungsgeregelten Laserdiodentreiber (Profile IDC 400P) angesteuert, welcher an eine Spannungsquelle (HP3245A) zur Erzeugung von TTL-Pulsen angeschlossen ist. Neben der Strahlposition zur Beeinflussung des Probenverhaltens dienen weiter die Temperatur, das Magnetfeld

und die zusätzliche IR-Beleuchtung als Kontrollparameter. Die Temperatur kann über die eingebaute Heizung verändert werden. Die gewünschte Temperatur wird über einen Cernox-Sensor mit einem Temperaturkontroller (LakeShore 340) stabilisiert. Die Stärke des Magnetfeldes wird über die Stromversorgung des Magneten (Power Supply 10100 von American Magnetics) eingestellt. Die IR-Leuchtdiode wird mit einer zweiten Spannungsquelle (HP3245A) versorgt.

Das gepulste Laserlicht dient als Referenzsignal für die verwendeten Lock-In-Verstärker (Stanford Research Systems SR 830). Die durch den Lock-In-Verstärker ermittelten Signale werden analog ausgegeben, mit Hilfe einer AD/DA-Karte (Lab PC+ von National Instruments) analog/digital gewandelt und in den Computer eingelesen. Die Positionierung des Laserstrahls auf der Probe wird ebenfalls über den Computer gesteuert. Mit einer selbstgeschriebenen Ansteuerungssoftware werden x- und y-Positionen der Rastereinheit durch eine DA-Wandlung in Spannungswerte im Bereich $\pm 5V$ erzeugt. Diese Spannungssignale werden für die Piezos in ein Hochspannungssignal um den Faktor 20 verstärkt. Die Justierung der Rastereinheit erfolgt ebenfalls über die Software, wobei die Signale der x- und y-Sensoren während des Justiervorgangs über die Lock-In-Verstärker wiederum in den Computer eingelesen werden und damit eine Prüfung der Spiegelpositionen ermöglichen. Die Computersoftware erzeugt damit auf dem Bildschirm eine Abbildung der elektrischen Signale des Lock-In-Verstärkers in Abhängigkeit der Laserstrahlposition auf der Probe. Die Ansteuerung der Fokussiereinheit über Sägezahnimpulse kann im Normalfall ebenfalls über den Computer erfolgen. Die Flankensteilheit des Signals der AD/DA-Karte ist jedoch unzureichend (zu geringe Samplingfrequenz). Daher übernimmt die Ansteuerung die Spannungsquelle (HP3245A), nachdem deren Sägezahnsignale in der Spannung mit einem auf Hochspannungsoperationsverstärkung (APEX) basierenden selbstgebauten Verstärker hochtransformiert wurden.

7. EXPERIMENTELLE RESULTATE

Im Kapitel 6 wurde bereits auf die Messmethoden LBIC und LBIV eingegangen. Im Folgenden werden diese Methoden in Verbindung mit der Aufnahme von Stromfilamenten genauer beschrieben. Zunächst soll auf die zeitlich gemittelten Strom- und Spannungswerte der räumlichen Strukturbildung im Vordurchbruchsbereich, im CLO-Bereich und im Nachdurchbruchsbereich mit Hilfe von Strom-Spannungs-Kennlinien eingegangen werden, deren Verlauf und Interpretation in dem Kapitel 7.1 ausführlich beschrieben und diskutiert werden.

7.1 Strom-Spannungs-Kennlinien

Die Messungen der Kennlinien wurden hauptsächlich an einer Probe mit einer Dotierungskonzentration von $1 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$ durchgeführt. Die Kennlinien einer niedriger dotierten Probe ($3 \cdot 10^{14} \text{ 1/cm}^3$) entstanden mit unzureichender IR-Abschirmung am Mikroskop, wie sie zu Beginn der Messungen vorhanden war. Die niedriger dotierte Probe 31014 besaß planparallele Kontakte (siehe Abb. 4.1), während bei der zweiten Probe 11015 Parallel- und Dreieckskontakte vermessen wurden. Aus der Darstellung der Kennlinien erhält man keine Informationen über das räumliche oder zeitliche Verhalten der Proben, da sowohl eine räumliche als auch zeitliche Mittelung durchgeführt wird (siehe Gleichung (5.8)). Abbildung 7.1 zeigt die Aufnahme mehrerer Kennlinien für die Probe 31014 während des Abkühlprozesses auf 4,2 K über einen Zeitraum von ca. 12 Stunden, beginnend mit der Kennlinie, welche die höchsten Stromwerte aufweist. Die Aufnahme der Kennlinien wurde nach dem Befüllen des Kryostaten mit flüssigem Helium durchgeführt. Eine Messung hat ca. 10 Minuten in Anspruch genommen. Im Vergleich dazu ist eine Kennlinie der Probe im IR-abgeschirmten Raster-Laser-Mikroskop dargestellt. Im Verlauf der Kennlinien von links nach rechts wird deutlich, daß einfallende IR-Strahlung den NDC-Bereich unterdrückt bzw. stört. Erst nach 4 Stunden Abkühlzeit zeigt die Kennlinie ein S-förmiges NDC-Verhalten, wobei der Probenstrom bereits vor der Durchbruchsspannung deutlich ansteigt. Dieses Verhalten ändert sich mit zunehmender Abkühlzeit, bis nach 12 Stunden Abkühlzeit keine weitere Änderung in der Form der Kennlinie erfolgt. Dennoch bleibt ein leichter Anstieg des Probenstromes vor dem Stoßionisationsdurchbruch. Wohingegen bei der abgeschirmten Probe ein Stromanstieg erst nach Erreichen der kritischen Durchbruchsspannung erfolgt. Hierbei kühlt die Probe nur langsam ab und erreicht eine minimale Temperatur, welche zwischen 6,5 und 7,5 K liegt. Der Verlauf der Kennlinien macht deutlich, daß zu einem störungsfreien Beobachten von Stromfilamenten eine Wartezeit von mehr als 12 Stunden notwendig ist, was aufgrund des entsprechend hohen Heliumverbrauchs nicht zu vertreten ist. Daher wurde eine zusätzliche IR-Abschirmung in das Mikroskop eingebaut (s. Abschnitt 2.3.1). Die räumlichen Strukturen wurden nach 12 Stunden Abkühlzeit aufgenommen. Sie werden in dem Abschnitt 7.3.3 dargestellt sowie diskutiert.

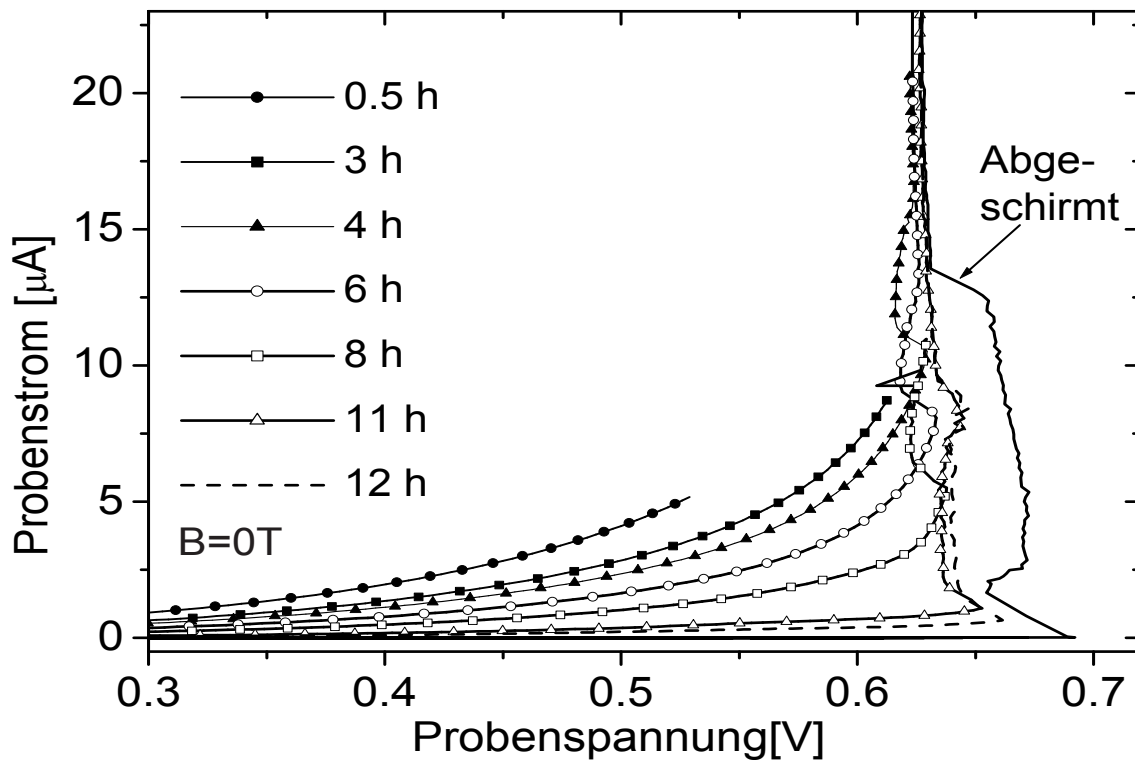


Abb. 7.1: I-V-Kennlinien der Probe 31014, aufgenommen nach der Befüllung des Kryostaten. Anschließend wurden während des Abkühlprozesses der Probe innerhalb von 12 Stunden I-V-Kennlinien aufgezeichnet. Diese zeigen eine Erhöhung des Probenstromes vor dem Durchbruch und eine Unterdrückung bzw. Beeinflussung des S-NDC-Bereiches durch das Eindringen von IR-Strahlung in das Mikroskop. Die Kennlinie ganz rechts ist nach der Verbesserung der IR-Abschirmung aufgenommen worden. Der Verlauf der Kennlinien macht deutlich, daß bis zu einem störungsfreien Beobachten von Stromfilamenten eine Wartezeit von mehr als 12 Stunden notwendig ist.

Einer der wichtigsten Parameter bei dem Stoßionisationsdurchbruch stellt die Proben­temperatur dar. Wie aus dem Verhalten der Probe aus den Kennlinien zu ersehen ist, reicht ein geringer IR-Photonenfluß aus, um Störstellen zu ionisieren. Dadurch entsteht vor allem eine Aufweichung der Kennlinie im Vordurchbruchsbereich. Dies hat, wie schon erwähnt, einen erheblichen Einfluß auf die Ausbildung von Stromfilamenten. Zusätzlich hat sich bei der Untersuchung der Strukturbildung im CLO-Bereich gezeigt, daß die CLOs bereits bei Temperaturen von 5,8K verschwinden. Um den Einfluß der Temperatur bzw. der IR-Strahlung auf die strukturbildenden Prozesse zu untersuchen, wurden Aufnahmen bei verschiedenen, genau definierten Temperaturen und bekannten IR-Einstrahlintensitäten durchgeführt. Hierbei wurden parallel zu den LBIV-Aufnahmen (siehe Abschnitt 7.3) Kennlinien aufgenommen, welche im Folgenden dargestellt und beschrieben werden. Die Temperatur wird über eine Heizspule auf den Probenstempel und damit auf die Probe übertragen und mit Hilfe eines Cernox-Widerstands gemessen. Die Abb. 7.2 zeigt die Kennlinien der Probe 11015, wobei die Proben­temperatur, welche von 4,66K bis 9,01K erhöht wurde. Entsprechende Abbildungen von temperaturabhängigen Stromfilamenten sind in der Abbildung 7.17 darge-

stellt.

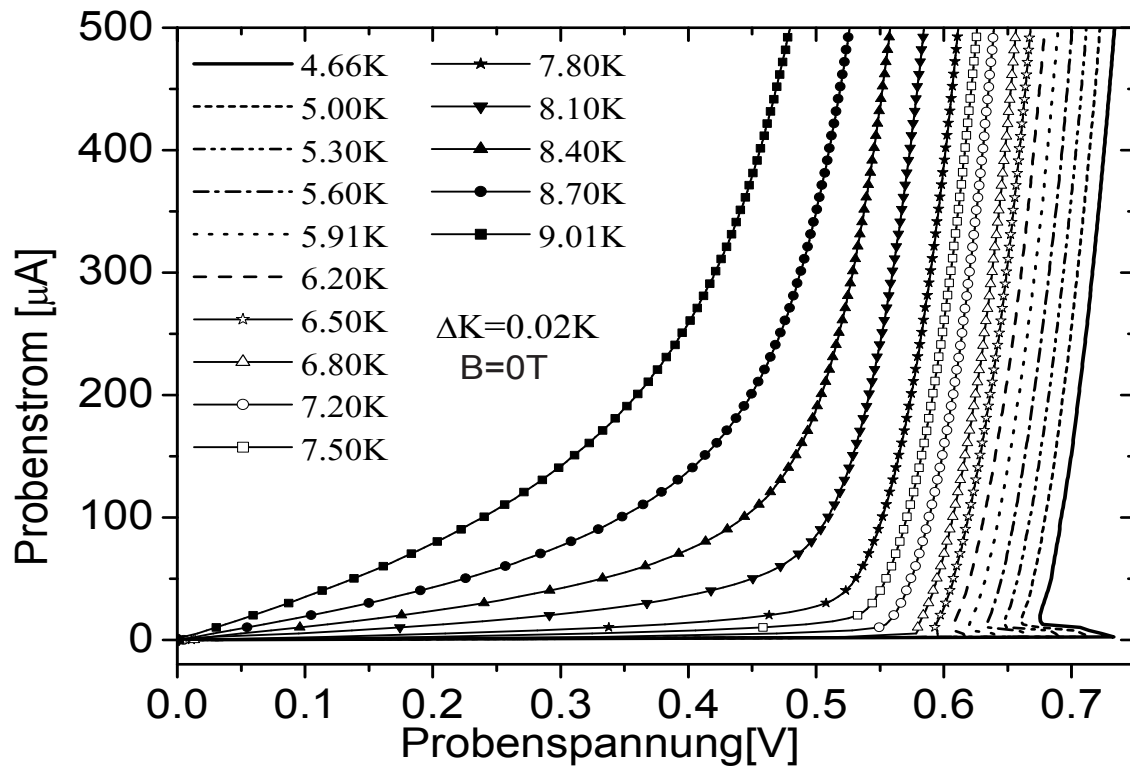


Abb. 7.2: Hier sind I-V-Kennlinien der Probe 11015 in Abhängigkeit von der Temperatur aufgenommen. Unter Erhöhung der Temperatur verschieben sich die Kennlinien von rechts nach links, d.h. zu kleineren Spannungen hin. Bereits bei Temperaturen von 6,8K bis 7,2K wird der NDC-Bereich unterdrückt, und es kommt mit steigender Temperatur zu einer verstärkten Aufweichung der Kennlinien. Entsprechende Abbildungen von temperaturabhängigen Stromfilamenten sind in der Abbildung 7.17 dargestellt.

Der Einfluß der Temperatur ist in Abb. 7.2 sehr deutlich erkennbar. Der NDC-Bereich wird bereits bei Temperaturen von 6,8K bis 7,2K unterdrückt. Aufgrund der Erhöhung des Probenstroms kommt es zusätzlich zu einem Heizeffekt, wodurch es von Beginn bis zum Ende jeder Messung zu einer Abweichung der Proben temperatur von $\pm 0,02\text{K}$ kommt. Die Kennlinie ganz rechts ist ohne Heizung der Probe aufgenommen worden. Die Temperatur liegt nicht, wie zu erwarten ist, bei 4,2K, sondern bei 4,66K. Ursache für die Abweichung ist zum einen die Anbindung des Temperaturfühlers an den Heizstempel und zum anderen Fehler in der Kalibrierung des Cernox-Widerstandes. Die Kalibrierung wurde zusammen mit einem vom Hersteller kalibrierten Cernox-Sensor in einer Heliumkanne durchgeführt. Die minimal erreichbare Temperatur lag hier bei 4,31K.

Bei der Bestimmung der Temperatur ergeben sich zwei Probleme. Zum einen befindet sich der Temperaturfühler nicht auf der Probe, sondern neben dem Saphirfenster auf dem Probenstempel. Zum anderen befindet sich die Probe nicht direkt auf dem Probenstempel, sondern ist mit Stycast auf dem Saphirfenster befestigt, welches wiederum mit einer Wärmepaste mit dem Probenstempel verbunden ist. Zwar zeigt der Temperaturfühler eine sofortige Reaktion, wenn die Probe durch elektrische Leistung

aufgeheizt wird, jedoch bleibt offen, wie hoch die entstehende Temperaturabweichung tatsächlich ist.

Eine weitere Möglichkeit, die Probe anzuregen, ist die IR-Beleuchtung durch eine IR-Leuchtdiode, welche zusätzlich in das Mikroskop eingebaut wurde. Mit Hilfe der Kenndaten der Diode und den Strom-Spannungs-Werten läßt sich die Strahlintensität bis auf 10% genau bestimmen. Die entsprechenden Kennlinien sind in der Abb. 7.3 dargestellt.

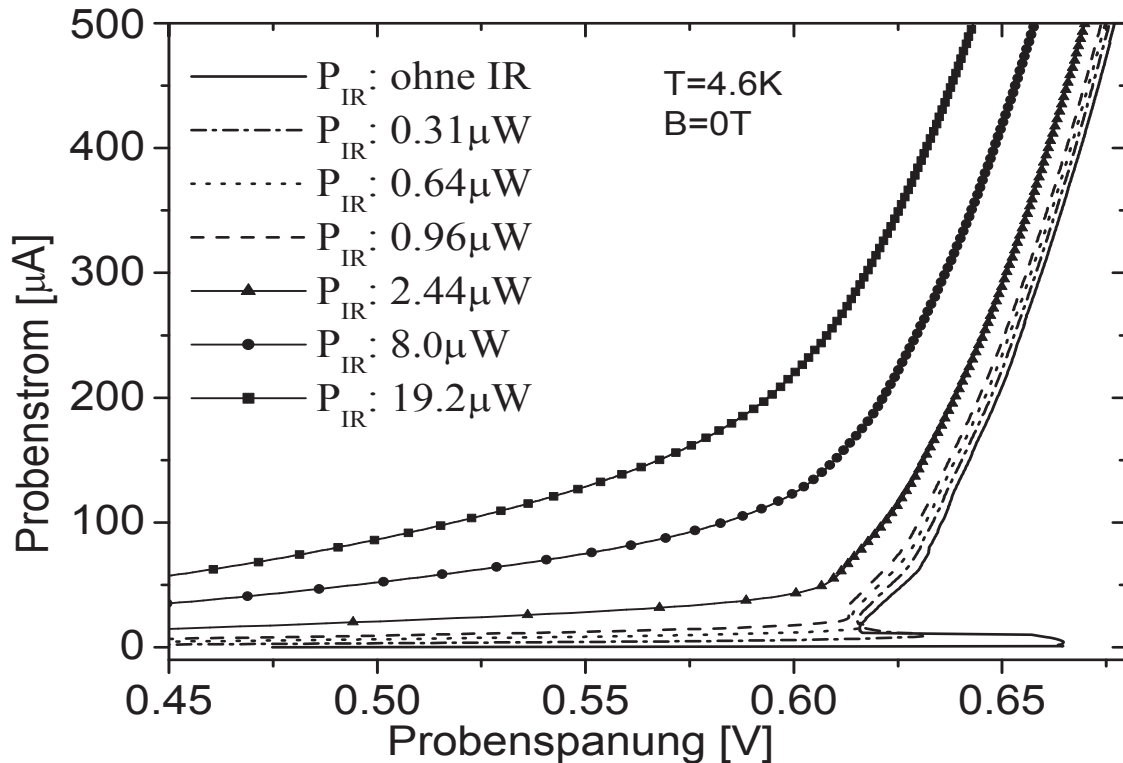


Abb. 7.3: I-V-Kennlinien der Probe 11015, aufgenommen unter dem Einfluß von zusätzlicher IR-Strahlung. Die Leistungen der IR-Diode wurden mit Hilfe des Datenblattes bestimmt. Eine Beeinflussung der Kennlinie tritt bereits bei $0,3\mu\text{W}$ auf, indem der NDC-Bereich zu niedrigeren Spannungen verschoben wird. In einem Leistungsbereich zwischen $1\mu\text{W}$ und $2,4\mu\text{W}$ wird der NDC-Bereich vollständig unterdrückt.

Als wichtigstes Ergebnis läßt sich festhalten, daß die Abschirmung der Probe optimal gewährleistet ist. Da bereits ab Leistungen von $0,3\mu\text{W}$ eine starke Beeinflussung des NDC-Bereichs beobachtbar ist, ist die eingebrachte Leistung im abgeschirmten Raster-Laser-Mikroskop unterhalb dieser Leistung. In einem Leistungsbereich zwischen $1\mu\text{W}$ und $2,4\mu\text{W}$ wird auch hier der NDC-Bereich vollständig unterdrückt. Entsprechende Abbildungen von Stromfilamenten sind in der Abbildung 7.18 dargestellt.

Eine weitere Einflußgröße auf die Strukturbildung und den Verlauf der Kennlinien ist ein Magnetfeld, welches senkrecht auf der Kontaktfläche der Probe wirkt. Die Abb. 7.4 zeigt den Einfluß des Magnetfeldes in positiver und negativer Feldrichtung für die Dreieckskontakte der Probe 11015.

Die Struktur der Kennlinien lassen zwei entscheidene Veränderungen erkennen. Zum einen nimmt die Durchbruchsspannung mit steigendem (positiven, wie negativen) Ma-

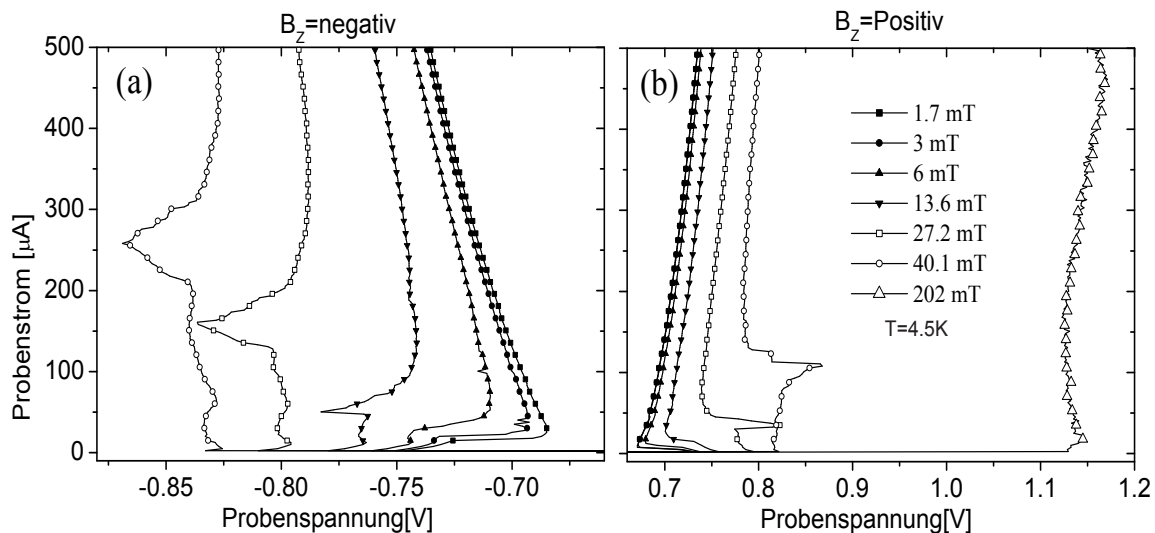


Abb. 7.4: Darstellung der I-V-Kennlinien von der Probe 11015 (Dreieckskontakte), unter Einfluß eines negativen Magnetfeldes (a) und eines positiven Magnetfeldes (b). Eine Zunahme des Magnetfeldes hat eine Erhöhung der Durchbruchfeldstärke zur Folge. Weiterhin kommt es ab einer Feldstärke von 6mT zu magnetfeld-induzierten Strukturoszillationen [9]. Bei Feldstärken um 202mT wird der NDC-Bereich fast vollständig unterdrückt.

gnetfeld von 0,68V und 1,7mT bis auf 0,83V und 40,1mT zu. Zum zweiten kommt es zu magnetfeld-induzierten Strukturoszillationen [9] (siehe Abschnitt 8.2.2). Diese beeinflussen im zeitlichen Mittel die Aufnahme der Strom-Spannungs-Werte. Mit zunehmendem Magnetfeld kommt es zu einer verstärkten Ausbildung eines weiteren NDC-Bereichs. Aufnahmen entsprechend den Kennlinien werden im Abschnitt 7.3 dargestellt und diskutiert. Im Bereich positiver Magnetfelder ist eine Kennlinie bei hohem Magnetfeld (202mT) aufgenommen. Diese zeigt nur noch einen sehr schwach ausgebildeten NDC-Bereich.

Ein ähnliches Verhalten ist für den Fall von Parallelkontakten zu erkennen (siehe Abb. 7.5). Hier tritt eine Verschiebung der Durchbruchsspannung von 0,41V bei 1,7mT zu 0,49V bei 27,3mT ein. Die magnetfeld-induzierten Strukturoszillationen führen zu einer Verzerrung der Kennlinien welche mit der Magnetfeldstärke zunimmt. Diese Strukturoszillationen lassen sich evtl. als ein oder mehrere Filamente deuten, die durch das Magnetfeld entlang der Kontakte bewegt werden (siehe Abschnitt 8.2.2). Anders als bei Messungen an den Dreieckskontakten zeigen die Kennlinien der Parallelkontakte mehrere NDC-Bereiche auf, was ebenfalls auf die Erzeugung weiterer Filamente zurückzuführen sein könnte.

Die Ladungsträger mit der Geschwindigkeit \vec{v} erfahren durch das Magnetfeld eine Lorentzkraft $\vec{F}_L = -e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$. Sie bewirkt eine Ablenkung der Ladungen auf eine Kreisbahn, die sogenannte Zyklotronbewegung. Die Lorentzkraft mit dem Betrag $F_L = evB$ wirkt als Radialkraft $F_{r_c} = (mv^2)/r_c$. Die Ausdrücke der Lorentz- und der Radialkraft gleichgesetzt ergibt $evB = (mv^2)/r_c$, und wegen $v = \omega r_c$ folgt damit die Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{e}{m} \vec{B}. \quad (7.1)$$

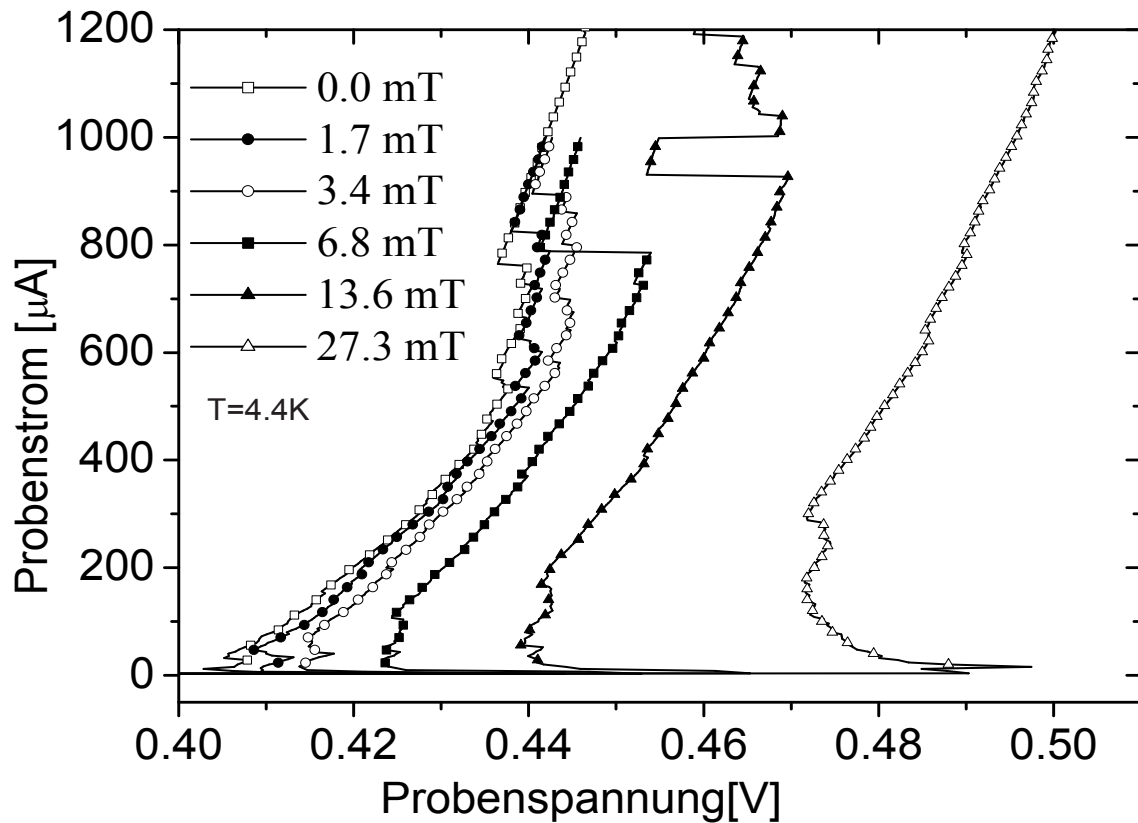


Abb. 7.5: Strom-Spannungs-Kennlinien unter Einfluß eines senkrechten positiven Magnetfeldes an der Probe 11015 mit Parallelkontakten. Deutlich ist eine starke Beeinflussung der Durchbruchfeldstärke sowie der NDC-Bereiche durch magnetfeld-induzierte Strukturoszillationen zu erkennen (s. auch Abb. 7.4).

Ladungsträger, welche sich auf einer Kreisbahn bewegen, führen nach wie vor Stöße untereinander aus. Durch diese Streuung bestehen die Kreisbahnen aus zusammengesetzten Kreissegmenten, so daß die Ladungsträger jeweils den Winkel $\varphi = \omega_c \tau_p$ überstreichen, mit τ_p als charakteristische Streuzzeit. Für kleine Magnetfelder ($\varphi < 1$) gilt, daß die Zyklotronbahn nur zum Teil durchlaufen wird und nicht wie bei hohen Magnetfeldern, $\varphi \gg 1$, mehrere Durchläufe auf der Zyklotronbahn zwischen zwei Stößen erfolgen.

Das Einschalten eines Magnetfeldes beeinflusst die Prozesse der Filamentbildung. Zum einen kommt es zur Bildung eines heißen Elektronengases durch elastische Streuung der Ladungsträger untereinander und der damit verbundenen Entkopplung zwischen Ladungsträgersystem und Gittersystem. Zum anderen beeinflusst das magnetische Feld die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Gitter bei Erreichen der kritischen elektrischen Feldstärke durch inelastische Streuung an neutralen Störstellen. Die Streuprozesse finden auf einer mittleren Distanz $l_p(0)$ (ohne Magnetfeld) statt. Für Teilchen, die sich unter Magnetfeldeinfluß auf dem Umfang des Zyklotronkreises bewegen, bleibt die zurückgelegte Strecke zwar gleich, die direkte Distanz $l_p(B)$ zweier Stöße reduziert sich jedoch (siehe Abb. 7.6). Sie beträgt mit dem Bahnradius $r_c = (mv)/(eB)$

$$l_p(B) = 2r_c \left| \sin \left(\frac{\omega_c \tau_p}{2} \right) \right| \quad (7.2)$$

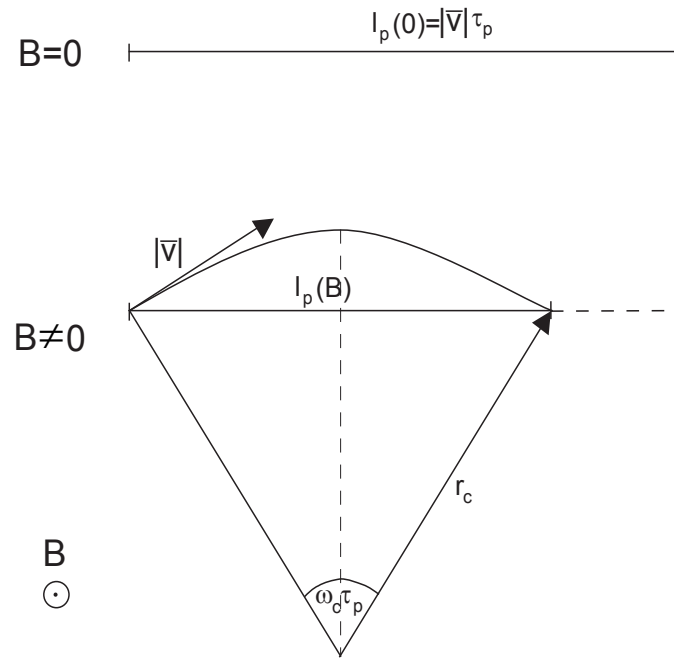


Abb. 7.6: Schematischer Verlauf der Flugbahn eines geladenen freien Ladungsträgers mit der Geschwindigkeit $|\vec{v}|$, ohne und mit dem Einfluß eines senkrecht zur Zeichenebene liegenden Magnetfeldes. In beiden Fällen findet nach der Zeit τ_p ein Stoßprozeß statt. Für das geladene Teilchen im Magnetfeld ist aufgrund der Kreisbahn die direkte Distanz $l_p(B)$ zwischen zwei Stößen geringer als ohne Magnetfeld $l_p(0)$.

Formal läßt sich die reduzierte freie Weglänge in eine Reduzierung der elastischen Streuzzeit $\tau_p(B)$ transformieren. Mit dem Verhältnis zwischen der ungestörten Weglänge $l_p(0)$ und der reduzierten Weglänge $l_p(B)$ gilt

$$\tau_p(B) = \frac{l_p(B)}{l_p(0)} \tau_p(0). \quad (7.3)$$

Die Abhängigkeit zwischen der Durchbruchfeldstärke E_b und dem Magnetfeld B ergibt sich über die Beziehung der mittleren Energie $\langle \varepsilon \rangle$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{e^2 \tau_p \tau_E E_b^2}{m_0}. \quad (7.4)$$

und nach E_b aufgelöst mit $x = \frac{\omega_c \tau_p}{2}$ ergibt sich

$$E_b \sim \sqrt{\frac{x}{\sin(x)}}. \quad (7.5)$$

Der Sinusterm bedingt eine empfindliche Abhängigkeit der kritischen elektrischen Feldstärke gegenüber dem Magnetfeld. Im Bereich $0 < \varphi < 1$ hängt $l_p(B)$ sehr empfindlich von B ab. Durch Entwicklung der Gleichung (7.5) nach kleinen x -Werten ergibt sich $E_b(B) \sim E_b(0) + x^2/6$. Für geringe magnetische Feldstärken (0 bis 2 mT) nimmt der Wert für die kritische elektrische Feldstärke daher quadratisch zu, wohingegen für größere magnetische Felder die Wurzelabhängigkeit dominiert.

Die Abhängigkeit zwischen der Durchbruchfeldstärke und dem Magnetfeld ist

in der Abb. 7.7 dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit ist hier das Verhältnis $V_{th}(B)/V_{th}(0)$ zwischen magnetfeldbeeinflusster Durchbruchsspannung $V_{th}(B)$ und der Durchbruchsspannung ohne Magnetfeld $V_{th}(0)$ über der Magnetfeldstärke aufgetragen. Die Steigung der Kurven ist damit ein Indikator für die Stärke der Änderung der Durchbruchsspannung. Grundsätzlich zeigt sich, daß bereits geringe Magnetfelder ($B \leq 1,7\text{mT}$) eine starke Beeinflussung auf die Durchbruchsspannung ausüben. Im Falle der Dreieckskontakte unter negativem Magnetfeld nimmt die Änderung mit zunehmendem Feld ($B \geq 1,7\text{mT}$) linear zu. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Änderung der Durchbruchsspannung für positive Magnetfelder. Bei den Parallelkontakten ist die Änderung bis $6,8\text{mT}$ am größten und steigt dann weniger stark an.

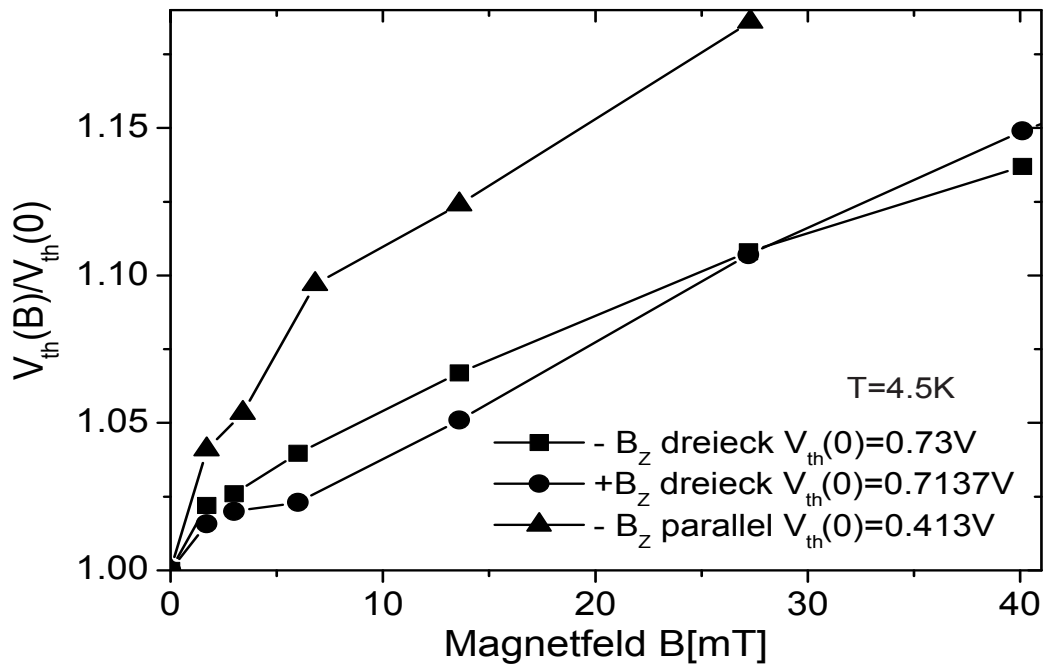


Abb. 7.7: Darstellung der Änderung der Durchbruchsspannung über der Magnetfeldstärke für Parallel- und Dreieckskontakte der Probe 11015. Die Änderung stellt das Verhältnis von Durchbruchsspannung unter Magnetfeldeinfluß $V_{th}(B)$ und Durchbruchsspannung ohne Magnetfeld $V_{th}(0)$ dar. Für kleine Magnetfeldstärken ist die Änderung am größten und nimmt ab 6mT weniger zu.

Eine ausführlichere Beschreibung liefert die Arbeit von W. Clauss [9]. Die quadratische Zunahme der Durchbruchsspannung in der Abb. 7.7 konnte nicht nachgewiesen werden. Der Grund liegt an der fehlenden Meßwertaufnahme im Bereich kleiner 2mT .

7.1.1 Schaltungsbedingte Oszillationen

In der Abb. 7.8 sind verschiedene Oszillationssignale der Probe 11015 mit Parallelkontakten in Abhängigkeit des Probenstromes dargestellt.

Zur besseren Übersicht sind die Parameterwerte der Abb. 7.8 (b) bis (h) in der dazugehörigen Strom-Spannungs-Kennlinie (a) eingezeichnet. Bei einer Probenspannung von $0,69\text{V}$ beginnt der Bereich des negativ differentiellen Leitwertes, und es treten periodische Oszillationen auf. Bei weiterer Erhöhung der angelegten Spannung nimmt

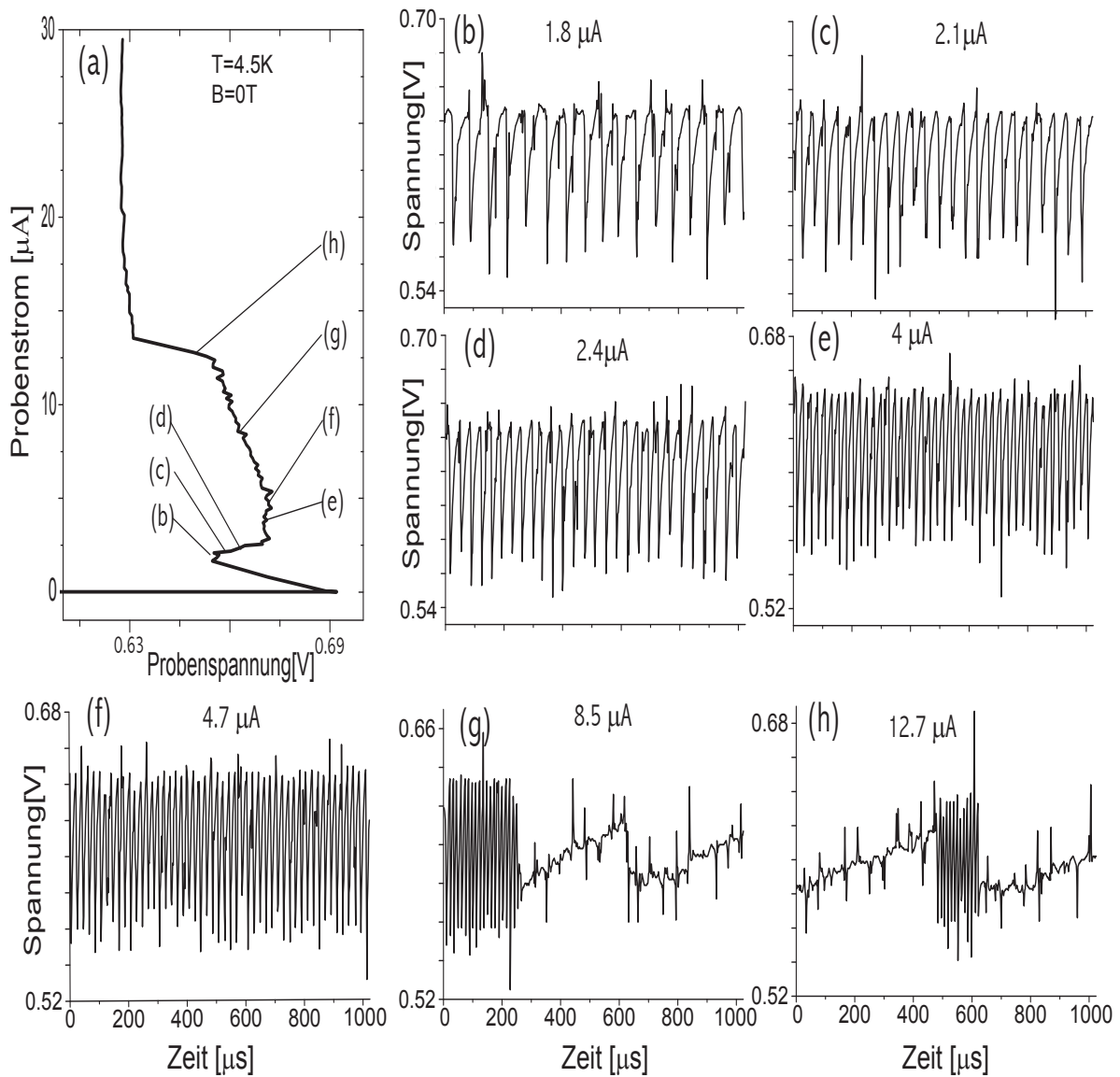


Abb. 7.8: Oszillationen beobachtet zwischen Parallelkontakten der Probe 11015, ohne den Einfluß des Lasers. In der Abb. (a) sind die entsprechenden Arbeitspunkte auf der gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinie gekennzeichnet. Die Abb. (b) bis (f) zeigen zeitaufgelöste Spannungssignale, deren Frequenzen von $\sim 16\text{kHz}$ bis $\sim 50\text{kHz}$ mit zunehmender Probenspannung ansteigen. Die Abb. (g) ($\sim 77\text{kHz}$) und (h) ($\sim 91\text{kHz}$) zeigen zusätzlich eine neue Oszillation geringerer Frequenz ($\sim 1,5\text{ kHz}$).

die Frequenz dieser Oszillation zu, bis oberhalb einer Frequenz von $\sim 50\text{kHz}$, entsprechend einem Probenstrom von $4,7\mu\text{A}$ (f), eine neue Oszillation im Frequenzbereich von $f \sim 1,5\text{kHz}$ auftritt. Diese entsteht im Wechsel zwischen den hoch- und niederfrequenten Oszillationen. Bei weiterer Erhöhung der angelegten Spannung erscheint nur noch diese Oszillation. In Kapitel 5.3.1 wurden die CLOs mit dem Lade- und Entladevorgang der parasitären Parallelkapazität C des Gesamtsystems in Verbindung gebracht.

Die in der Abb. 7.8 dargestellten Oszillationen stellen einen exponentiellen Verlauf der Spannung über der Zeit dar, welche über die Beziehung

$$V(t) = V_0 \left(1 - \exp \left(-I \frac{t \cdot 2,718}{CV_0} \right) \right). \quad (7.6)$$

mit V_0 als extrapolierte Sättigungsspannung der Oszillationen gegeben ist. Die Zahl 2,718 stellt die eulersche Zahl auf drei Stellen gerundet dar. Die Bestimmung der Kapazität des Gesamtsystems läßt sich über die Ladezeit τ_1 bzw. über die Durchbruchzeit t_{th} und die Haltezeit t_h bestimmen (s. Abb. 5.6). Hierbei gilt:

$$V(\tau_1) = V(t_{th}) - V(t_h). \quad (7.7)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (7.6) in Gleichung (7.7) und anschließendem Auflösen nach τ_1 ergibt sich:

$$\tau_1 = \frac{C \cdot V_0}{I \cdot 2,718} \cdot \left[\ln \left(\frac{V(\tau_{th})}{V_0} \right) - \ln \left(\frac{V(\tau_h)}{V_0} \right) \right]. \quad (7.8)$$

Da die einzige nicht bekannte Größe die Kapazität ist, läßt sich diese einfach errechnen.¹ Für den Fall der Messung an den Parallelkontakten ergibt sich eine Kapazität von $C \sim 625\text{pF}$ und für die Messungen an den Dreieckskontakten eine Kapazität von $\sim 1,2\text{nF}$. Dies entspricht bei einer BNC-Kabel-Kapazität von $\sim 100\text{pF/m}$ und einer Eingangskapazität der Messgeräte von je $\sim 50\text{pF}$ realistischen Werten.

Aus der Gleichung (7.8) und der Beziehung $T = \tau_1 + \tau_2$ ergibt sich mit der Entladezeit τ_2 eine Möglichkeit, die Abhängigkeit der Frequenz f vom Probenstrom, mit α als konstantem Wert aus dem Ausdruck in eckigen Klammern von Gleichung (7.8), zu bestimmen:

$$f = \left(\frac{C \cdot V_0}{I \cdot 2,718} \cdot \alpha + \tau_2 \right)^{-1} \quad (7.9)$$

Wird die Oszillationsfrequenz in Abhängigkeit des Probenstroms aufgetragen, so ergibt sich eine Abhängigkeit zwischen Frequenz und Probenstrom von $f \propto I$.

Die Abb. 7.9 zeigt diese Abhängigkeit für den Parallelkontakt (a) und den Dreieckskontakt (b) der Probe 11015. Mit Hilfe der Gleichung (7.9) wurden die Parameter C und τ_2 angepaßt. Hieraus ergeben sich Werte, welche mit denen der Messungen übereinstimmen. Für die Parallelkontakte ergibt sich aus den Messungen ein Wert von $C \sim 625\text{pF}$ und von $\tau_2 \sim 3,9\mu\text{s}^{-1}$. Aus der Fitfunktion ergibt sich ein Wert für $C \sim 611\text{pF}$ und für $\tau_2 \sim 6,3\mu\text{s}^{-1}$. Für die Dreieckskontakte ergibt sich aus den Messungen ein Wert von $C \sim 1,2\text{nF}$ und von $\tau_2 \sim 11,7\mu\text{s}^{-1}$. Aus der Fitfunktion ergeben sich Werte für $C \sim 226\text{pF}$ und für $\tau_2 \sim 30\mu\text{s}^{-1}$. Damit ist die Annahme $f \propto I$ bestätigt.

7.2 Laserimpulsantwort der Probe

Im Folgenden wird die Wechselwirkung des Laserstrahls mit der Probe untersucht. Hierbei wurden I-V-Kennlinien mit und ohne die Wirkung des Laserstrahls aufgenommen und miteinander verglichen. Unterschiede zwischen den aufgenommenen Kennlinien

¹ Die Werte für $V(\tau_{th})$, $V(\tau_h)$, τ_{th} und τ_h sind Mittelwerte und wurden abgeschätzt.

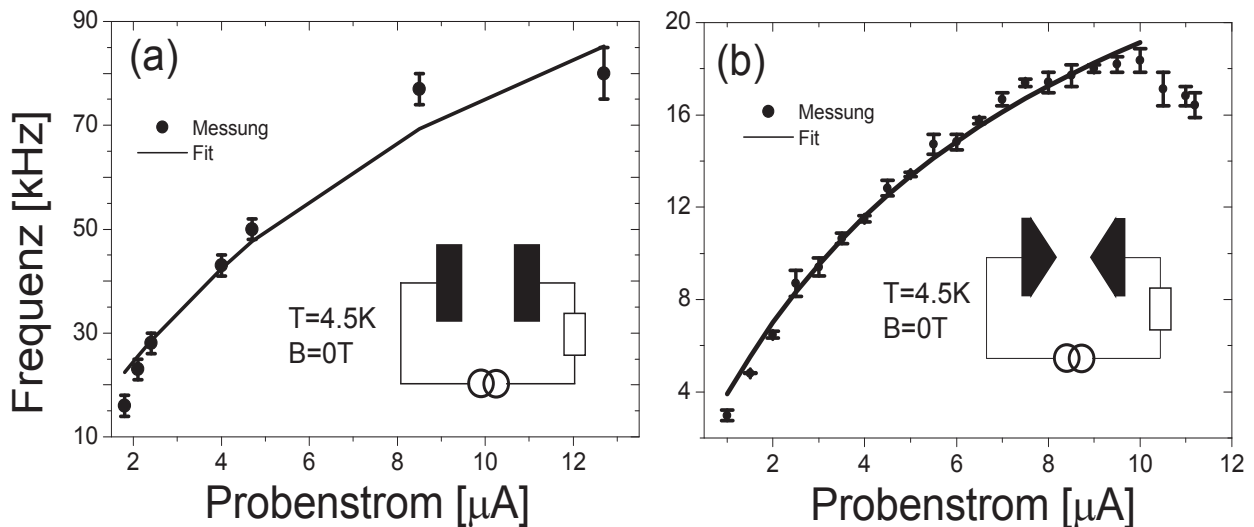


Abb. 7.9: Darstellung der Oszillationsfrequenz am Parallelkontakt (a) und am Dreieckskontakt (b) der Probe 11015 über dem Probenstrom im CLO-Bereich.

ohne und mit Laser konnten kaum nachgewiesen werden. Eine Beeinflussung des Lasers auf die Probe ist nur im CLO-Bereich zu erkennen. Diese zeitlichen Änderungen sind in der Abb. 7.10 für zwei Laserfrequenzen dargestellt.

Die Probe befindet sich kurz vor dem Durchbruch. Im Teil (a) der Abbildung ist das zeitliche Signal eines Laserpulses der Frequenz 114 Hz dargestellt. Die Reaktion der Probe auf die Laserbeleuchtung ist in der Abb. (b) zu sehen. Deutlich ist ein oszillierendes Verhalten der Probe zu erkennen, welches nur im Bereich des eingeschalteten Lasers erzeugt wird. Durch die Wechselwirkung mit der Energie des Lasers wird die I-V-Kennlinie leicht zu niedrigeren Spannungen verschoben, so daß die Probe sich kurz nach dem Durchbruch befindet, wodurch ein kurzzeitiges Schalten der Oszillationen im Bereich der CLO's möglich wird. Wird die Pulsfrequenz des Lasers stark erhöht, Abb. (c), so ist die Probe nicht mehr in der Lage, der Pulsfrequenz zu folgen. Es kommt zu Oszillationen, welche zeitverzögert erzeugt werden. In der Abb. (d) ist das Zünden eines Filaments als ein Spannungsabfall auf der linken Seite (bei 200 μs) zu erkennen. Das Filament bleibt bis auf kurze Schaltvorgänge stationär erhalten. Die Schaltvorgänge korrelieren zwar mit der vorgegebenen Pulsfrequenz, jedoch bedeutet nicht jeder Laserpuls das Auslösen eines Schaltvorganges.

Im Bereich des stationären Filaments ist die Änderung der Probenleitfähigkeit durch die lokale Laserbeleuchtung, anhand von Zeitsignalen nicht mehr eindeutig erkennbar. Natürlich reagiert die Probe weiterhin auf die Laserbeleuchtung, nur eben sehr viel schwächer als im CLO- oder Durchbruchsbereich. Liegen die Schwankungen im CLO-Bereich bei maximal 500 mV, so erstrecken sich die Änderungen der Probenspannung oberhalb des Durchbruchs in Bereichen einiger $100\mu\text{V}$ bis zu wenigen mV.

Eine weitere Methode der Reaktion auf die Laserbeleuchtung wird in dem Abschnitt 7.3 vorgestellt.

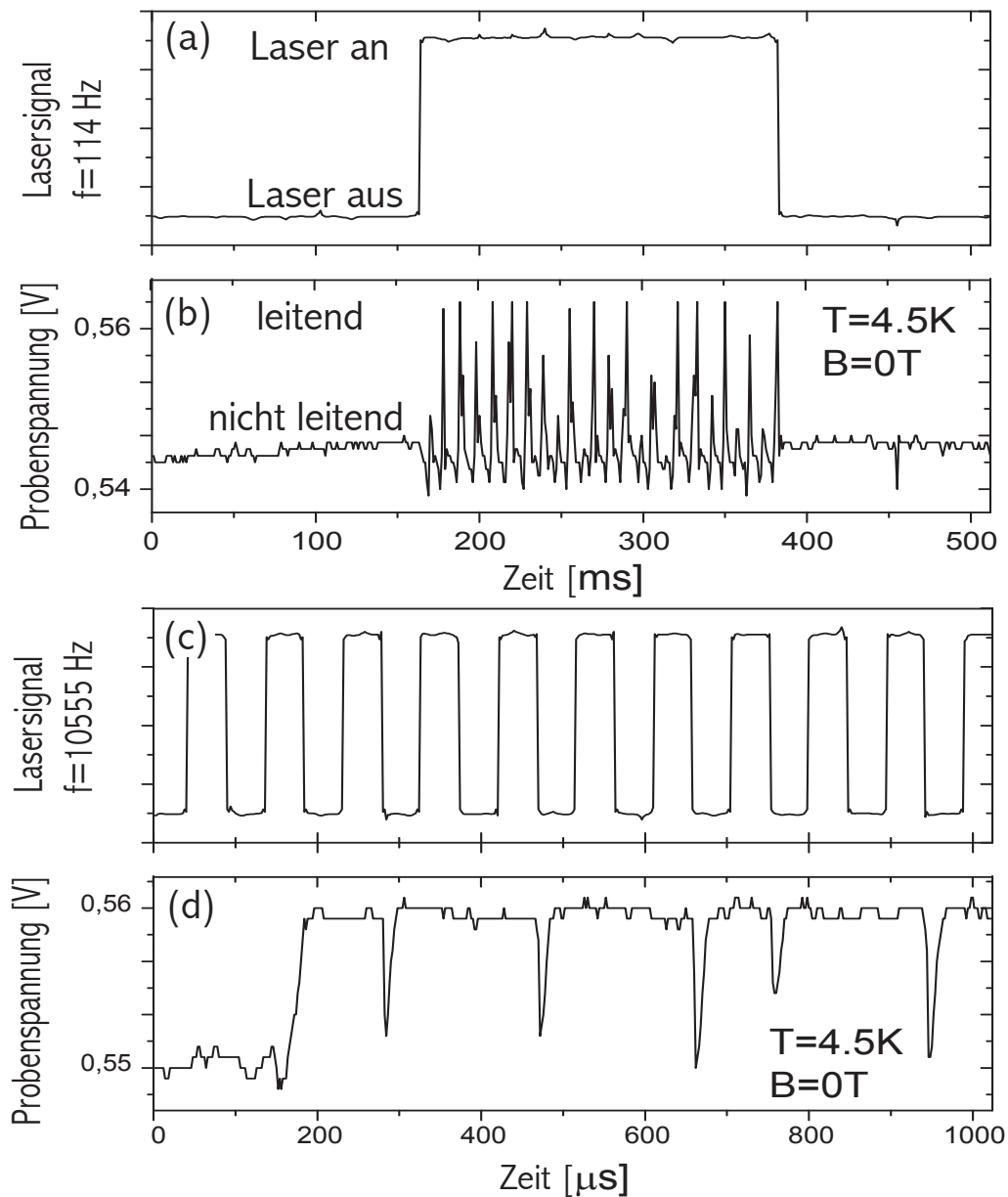


Abb. 7.10: Beeinflussung des Laserstrahls auf das Verhalten der Probe im Durchbruchsbereich. Hierbei handelt es sich um laserstrahl-induzierte Oszillationen. Die Strom-Spannungs-Kennlinie wird zu kleineren Spannungen verschoben, was zu einer frühzeitigen Bildung von CLO's führt. In der Abb. (a) ist der zeitliche Verlauf eines Laserpuls der Frequenz 114 Hz dargestellt mit der entsprechenden Probenreaktion (b). Die Probe zeigt für den eingeschalteten Laser deutlich ein oszillatorisches Verhalten. Abbildung (c) zeigt den Fall für eine Laserfrequenz von 10555 Hz. Die Reaktion der Probe kurz nach dem Durchbruch (d) deutet auf das Zünden eines Filamentes hin, welches unregelmäßig mit den Laserpulsen kurz erlischt und gleich wieder zündet.

7.3 Räumlich aufgelöste Abbildungen von Stromfilamenten

Im Folgenden wird detailliert auf die Wechselwirkung des Laserstrahls mit der Probe eingegangen. Damit verbunden werden nochmals kurz das Meßprinzip, die Abbildungsmethode und schließlich die Signalentstehung erläutert. Dieses wird zunächst anhand von 2-dim. Abbildungen der bereits behandelten Oszillationen an Dreiecks- und Parallelkontakten beschrieben und diskutiert. Anschließend werden stationärer Filamente und die Wechselwirkung von Temperatur, Magnetfeld und Einstrahlleistung des Lasers behandelt.

7.3.1 Abbildung im oszillatorischen Bereich

Die Entstehung von rasterlasermikroskopischen Abbildungen bezüglich der Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und raum-zeitlichen-Strukturen im Bereich der spontanen Oszillationen wird im wesentlichen durch die Oszillationsfrequenz bestimmt. Diese hängt direkt mit dem angelegten elektrischen Feld und der äußeren Beschaltung der Probe zusammen. Das in Abb. 5.10 (c) dargestellte Widerstandsmodell gilt, wie bereits erwähnt, nur begrenzt zur Interpretation der Abbildungen im CLO-Bereich. Neben diesem Modell existieren grundsätzlich zwei Möglichkeiten der Entstehung von Oszillationen im CLO-Bereich: zum einen kann die Wirkung des Laserstrahls die Oszillation erst hervorrufen (laserstrahl-induzierte Oszillationen (siehe Abb. 7.10)), zum anderen sind die Oszillationen schon im unbestrahlten Fall vorhanden (siehe Abb. 7.8) und lassen sich durch die Laserbestrahlung beeinflussen (laserstrahl-synchronisierte Oszillationen).

Im Folgenden werden Abbildungen für die laserstrahl-synchronisierte Oszillationen untersucht. Es existiert demnach kein stationäres Filament, sondern die Probe wechselt in Abhängigkeit von Probenstrom und Laserbestrahlung in einen leitenden Zustand und einen nichtleitenden Zustand. Bei der Untersuchung dieses CLO-Bereiches wurden zunächst Messungen an Dreieckskontakten der Probe 11015 durchgeführt. Die Probengeometrie erzwingt ein lokalisiertes Filament zwischen den Kontaktspitzen. Die Abb. 7.11 zeigt eine Serie von rasterlasermikroskopischen Abbildungen im CLO-Bereich mit der dazugehörigen I-V-Kennlinie. Der angelegte Strom wurde von $0,7\mu A$ bis $5\mu A$ variiert. Die Grauwertkodierung entspricht der in Abb. 5.9, wobei die Helligkeit ein Maß für die durch den Laser erzeugte Spannungsänderung darstellt.

Wie in der I-V-Kennlinie der Abb. 7.11 (a) deutlich wird, sind alle Abbildungen (b) bis (i) im CLO-Bereich dargestellt. Es ist zu erkennen, daß der Probenbereich zwischen den Kontakten und um die Kontakte herum extrem empfindlich auf lokale Störungen durch den Laserstrahl reagiert. In den Bildern (b) und (c) weist sogar fast der gesamte Kontaktbereich eine helle Zone auf. Hierbei kommt es zu einem Effekt, welcher als Resonanzeffekt bezeichnet wird [65]. Dieser beruht darauf, daß die Oszillationsfrequenz des Filaments durch die Pulsfrequenz des Laserstrahls ($f=10555$ Hz) synchronisiert wird (frequency locking). In den Bereichen der Synchronisation entsteht dadurch eine maximale Signaländerung. In den Bildern 7.11 (b) und (c) ($0,7\mu A$ bis $1\mu A$) kann der Laser im gesamten Kontaktbereich ein Einlocken der Oszillationsfrequenz erreichen. Wird der Strom weiter erhöht, verringert sich die Empfindlichkeit. Es kommt zur Ausbildung einer neuen Struktur (d) bis (i) ($1,5\mu A$ bis $4,5\mu A$), welche sich vornehmlich zwischen den Kontaktspitzen befindet. Die weißen Bereiche zeigen auch hier wieder Resonanzeffekte. Die Amplitude der dunklen Bereiche im Außen- und im Zentral-Bereich

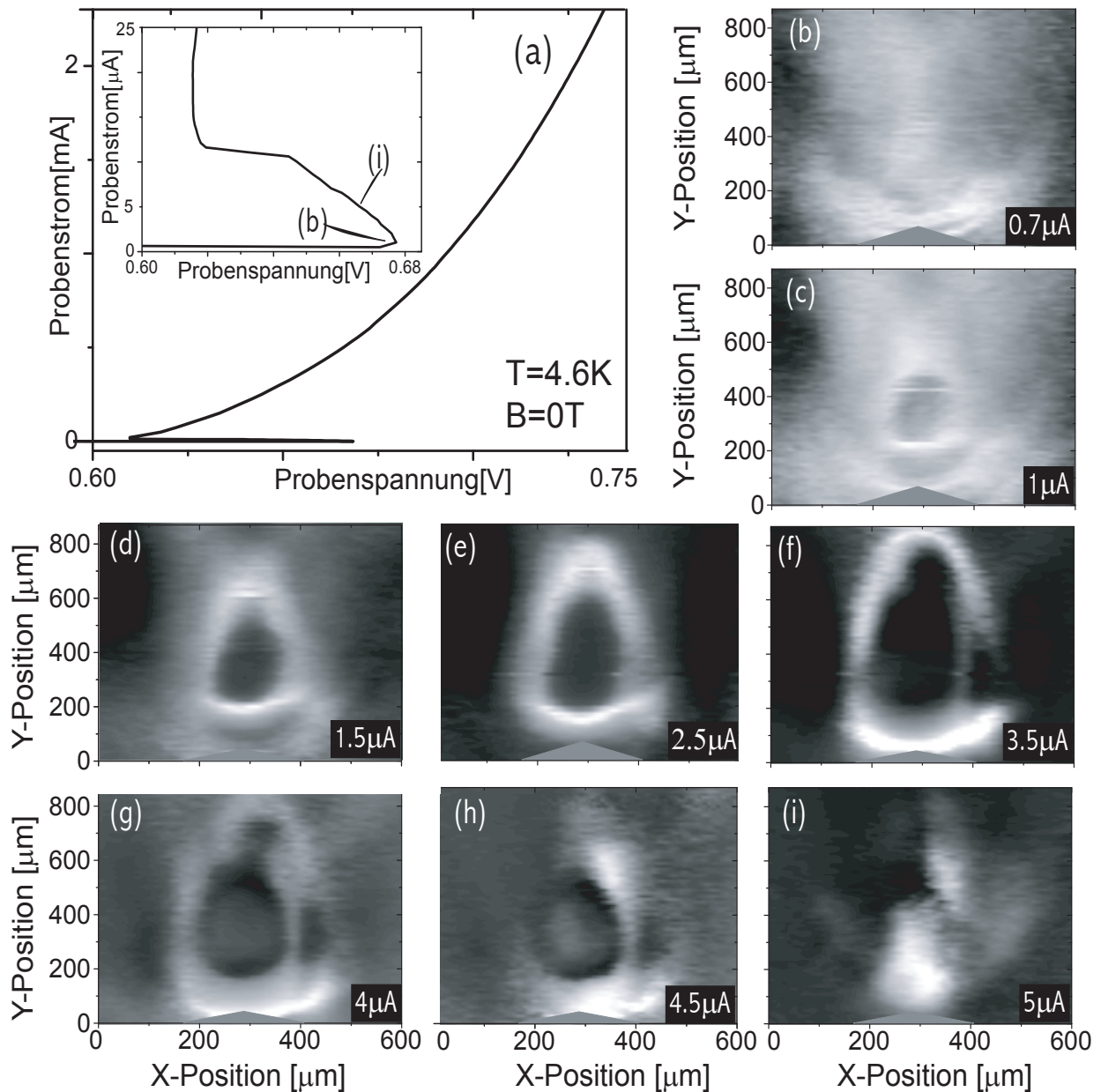


Abb. 7.11: Serie von rasterlasermikroskopischen Abbildungen im CLO-Bereich für Dreieckskontakte der Probe 11015. Die I-V-Kennlinie (a) zeigt den Arbeitsbereich der Messungen. Hierbei wurde der Probenstrom von $0,7\mu\text{A}$ bis $5\mu\text{A}$, entsprechend der Abb. (b) bis (i), erhöht. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Für die Höhe der Signaländerungen gilt in (b): $724\mu\text{V}$ bis $2,3\text{mV}$, (c): $545\mu\text{V}$ bis $3,9\text{mV}$, (d): 1mV bis $6,7\text{mV}$, (e): 1mV bis 10mV , (f): $361\mu\text{V}$ bis 10mV , (g): $-2,7\text{mV}$ bis 15mV , (h): $-1,2\text{mV}$ bis $7,5\text{mV}$, (i): $-244\mu\text{V}$ bis 3mV . Die Bilder (b) und (c) zeigen überwiegend einen hochleitenden Bereich im gesamten Kontaktbereich. In den Bildern (d) bis (i) kommt es zur Ausbildung einer filamentär ähnlichen Struktur, welche im letzten Bild wieder verschwindet. Die Pulsfrequenz des Lasers lag bei $f=10555\text{ Hz}$.

sind deutlich geringer als an den hellen Rändern. Der dunkle Fleck in der Bildmitte erscheint in späteren Messungen in Abschnitt 7.3.2 als Bereich, in dem sich ein stati-

onäres Filament ausbildet (siehe auch Abb. 5.9 (b)). Bei weiterer Erhöhung des Stromes ($5 \mu A$) verschwindet auch diese Struktur 7.11 (i).

Entsprechende Messungen ($I=0,5 \mu A$ bis $I=5 \mu A$) wurden ebenfalls an Parallelkontakten der gleichen Probe durchgeführt. Wie aus der Abb. 7.12 zu erkennen ist, zeigen die Bilder (a) bis (f) eine ähnliche Entwicklung der Struktur wie in Abb. 7.11.

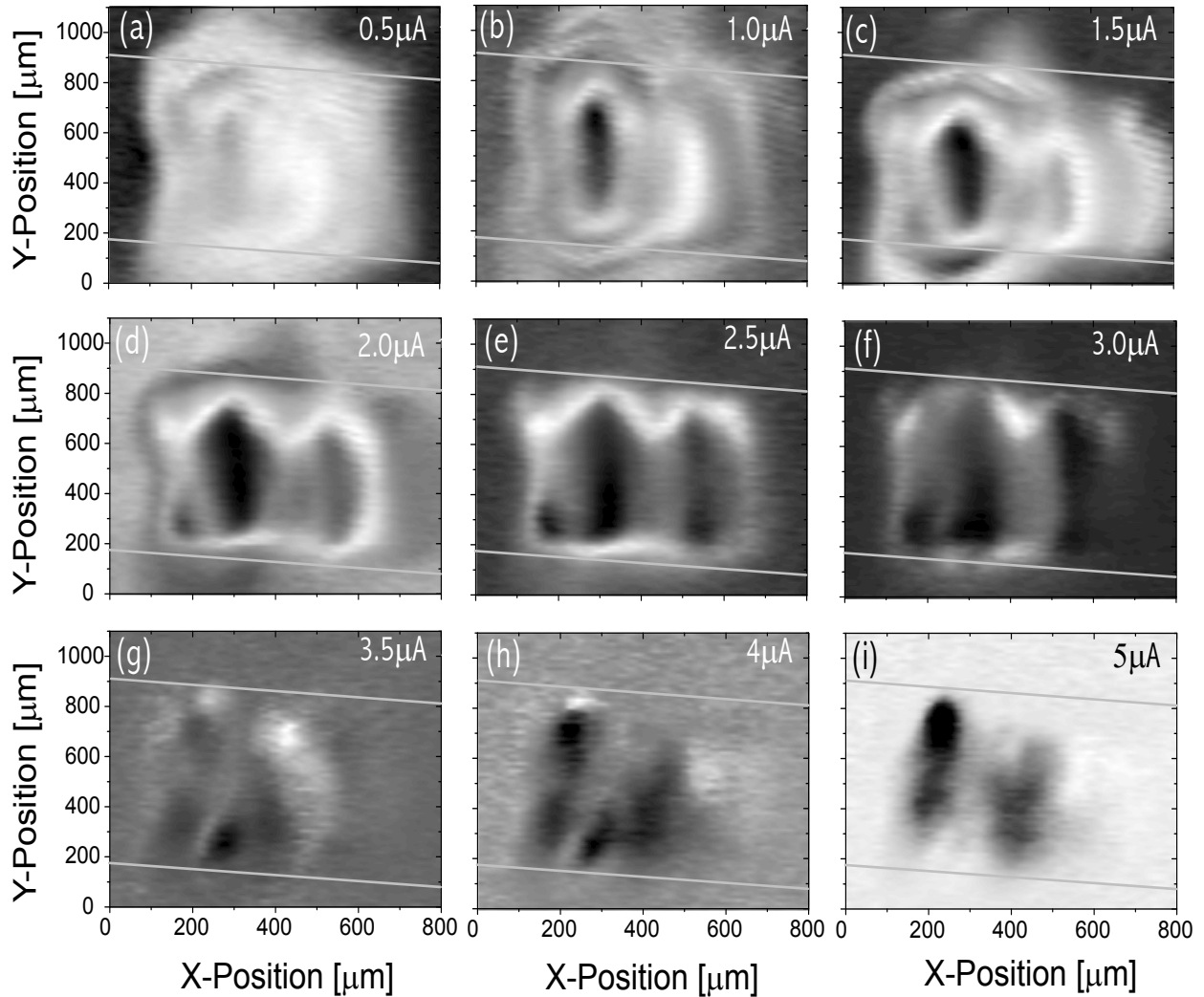


Abb. 7.12: Serie von rasterlasermikroskopischen Abbildungen im CLO-Bereich für Parallelkontakte ($T \sim 4,6 K$, $B = 0 T$). Hierbei wird der Probenstrom von $0,5 \mu A$ bis $5 \mu A$, entsprechend den Bildern (a) bis (i), variiert. Die Grauwertkodierung entspricht der in Abb. 5.9. Für die Höhe der Signaländerungen gilt in (a): $-216 \mu V$ bis $2,1 mV$, (b): $-455 \mu V$ bis $5,2 mV$, (c): $-422 \mu V$ bis $7,2 mV$, (d): $-1,6 mV$ bis $9,3 mV$, (e): $-1,8 mV$ bis $10,3 mV$, (f): $-2,4 mV$ bis $10,3 mV$, (g): $-1,9 mV$ bis $2,6 mV$, (h): $-874 \mu V$ bis $432 \mu V$, (i): $-1,4 mV$ bis $396 \mu V$. In (a) zeigt der gesamte Kontaktbereich eine gleichmäßige Sensitivität bezüglich des Lasers, wohingegen sich von (b) bis (i) filamentähnliche Strukturen ausbilden. Die Pulsfrequenz des Lasers lag bei $f = 10555 Hz$.

Die entsprechende I-V-Kennlinienbereich ist in der Abb. 7.8 dargestellt. Es liegt die Vermutung nahe, daß die dunklen Bereiche zwischen den Kontakten später Gebiete sind, in denen sich stationäre Filamente ausbilden werden. In stationären Bereichen

müssen noch weitere Messungen durchgeführt werden. Durch Erhöhung des Probenstromes (von $3\mu A$ bis auf $5\mu A$) verringert sich die Empfindlichkeit des Probenbereiches. Wie schon in der Abb. 7.8 gezeigt wurde, entsteht ab einem Stromwert von $5\mu A$ eine zweite Oszillation, welche sich durch die Laserfrequenz nicht mehr synchronisieren läßt.

7.3.2 Abbildung im stationären Bereich

Wird das elektrische Feld zwischen den Aluminium-Kontakten weiter als $5\mu A$ erhöht, treten keine oszillatorischen Schaltvorgänge der Filamente mehr auf. Die Bistabilität verschwindet. Es kommt zur Ausbildung eines stationären Filaments mit Strukturoszillationen (SLO's) geringer Amplitude. Die Beschreibung der Signalentstehung wurde durch das Widerstandsmodell in der Abb. 5.10 eingeführt. Im Folgenden wird der Einfluß verschiedener Parameter, wie transversale Magnetfelder, die Beeinflussung der Probe durch Heizen und die zusätzliche IR-Bestrahlung durch eine IR-Diode behandelt. Dies soll in Zusammenhang zu den gemessenen Kennlinien vorgestellt und diskutiert werden.

Bevor wir die Einzelheiten räumlicher Strukturbildung analysieren, wollen wir uns zunächst einen Überblick über die Filamentierung in Verbindung mit der zugehörigen Strom-Spannungs-Kennlinie verschaffen. In Abb. 7.13 (a) ist eine typische I-V-Kennlinie der Probe 11015 mit einem Dreieckskontakt gezeigt. Deren elektrisches Durchbruchverhalten äußert sich für Feldstärken oberhalb $\approx 4V/cm$ in einer stark nichtlinearen Zunahme des Stromes mit der Spannung. An den ohmschen Kontakten der beiden Dreieckskontakten wurde die Spannung im äußeren Schaltkreis über der Probe abgegriffen. Der Lastwiderstand betrug $1k\Omega$.

Die Arbeitspunkte für die Aufnahmen in der Abb. 7.13 (b) bis (f) wurden auf der I-V-Kennlinie markiert. Letztere zeigen die Entstehung und das Breitenwachstum eines Filaments, wobei helle Farbwerte Bereiche hoher Signaländerung und dunkle Farbwerte Bereiche niedriger Signaländerung bedeuten. Die Breite des Filaments korreliert mit der Höhe des angelegten Stromes. Bei einem Strom von $70\mu A$ (b) ist die Bildung einer stationären filamentären Struktur erkennbar. Diese Struktur wächst bis zu einer Stromstärke von $2mA$ in ihrer Breite deutlich an. Die Dreieckskontakte sind schemenhaft als weiße Dreiecke in die Bilder eingezeichnet, wobei in den Abb. (b) bis (e) nur über einen Kontakt und bei Abb. (f) über beide Kontakte abgerastert wurde. Neben dem Wachstum des Filaments sind in den Bildern 7.13 (b) bis (e) im unteren Drittel auf den linken Filamenträndern dunkle kreisförmige Bereiche zu erkennen. Da diese Bereiche in fast allen Aufnahmen stationärer Filamente an Dreieckskontakten auftraten, ist zu vermuten, daß es sich hierbei um eine defekte Kristallstruktur des Materials handelt. Ebenso könnte es bei dem Prozeß der Probenherstellung unbeabsichtigt außerhalb der Kontaktflächen zu einer erhöhten Dotierung, z.B. durch Aluminium gekommen sein. Zur Klärung müßte die Probe genauer an der Oberfläche und im Volumen untersucht werden. Ebenfalls nicht geklärt sind die dunklen Bereiche an dem unteren Ende des rechten Filaments. Hierbei läßt sich eine Inhomogenität des Materials allerdings ausschließen, da die Position der dunklen Bereiche variiert bzw. nicht immer vorhanden ist. Als weiterer Effekt ist ein nichtsymmetrisches Wachstum in 7.13 (b) und (c) zu erkennen. Das Filament wächst am unteren Kontakt stärker als am oberen Kontakt. Der wahrscheinlichste Grund ist wohl der, daß aufgrund der Tatsache, daß die Schichtdicke des p-Ge ($\sim 250\mu m$) größer ist als die Eindringtiefe des Laserstrahls

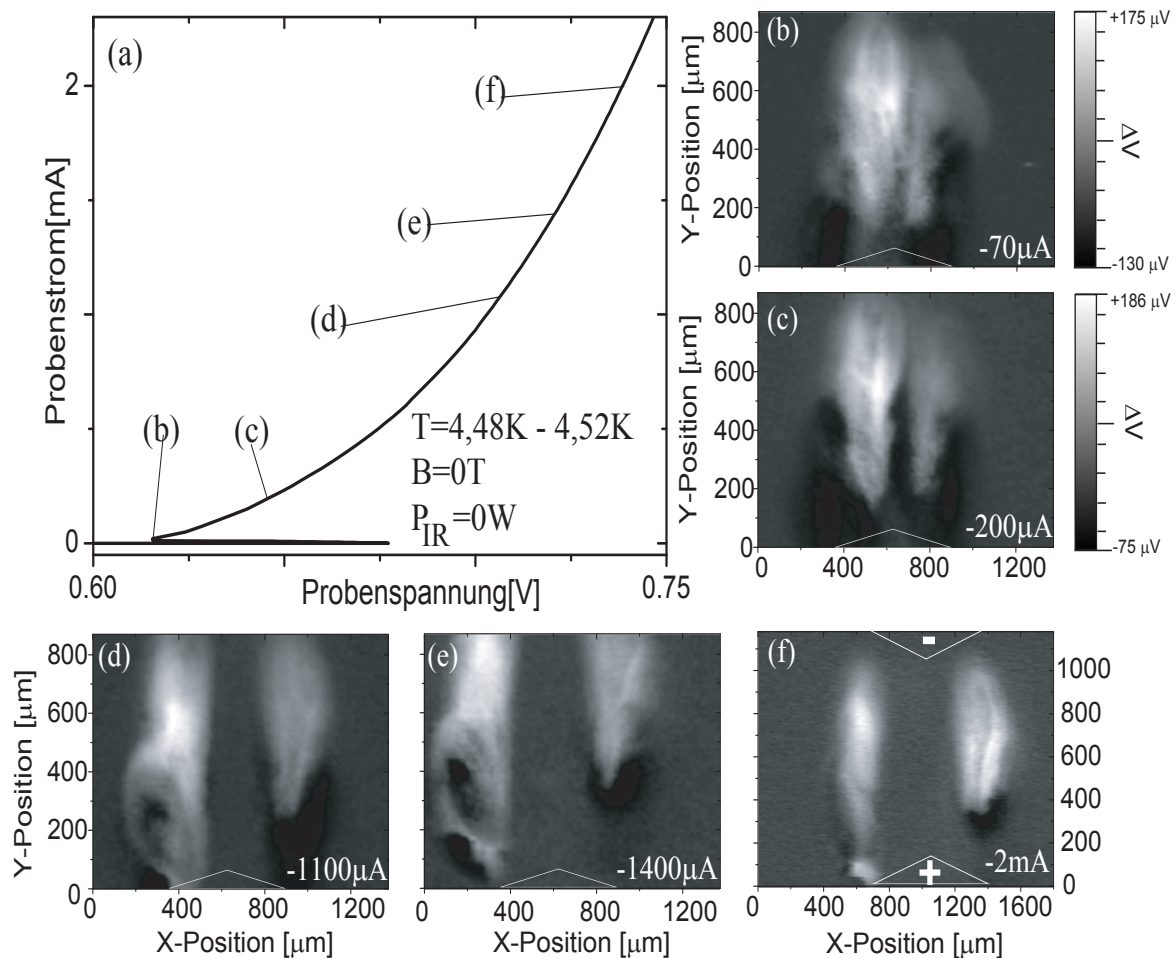


Abb. 7.13: Darstellung des Filamentwachstums anhand von rasterlasermikroskopischen Abbildungen (b) bis (f), unter Variation des Probenstromes in Analogie zu der entsprechenden I-V-Kennlinie der Probe 11015 (a), mit den entsprechenden Arbeitspunkten. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Für die Höhe der Signaländerungen gilt in (d): $-37\mu\text{V}$ bis $150\mu\text{V}$, (e): $-34\mu\text{V}$ bis $109\mu\text{V}$, (f): $-27\mu\text{V}$ bis $7\mu\text{V}$. In dem Bild (b) ist deutlich die Ausbildung einer filamentären Struktur erkennbar, welche durch die Erhöhung des Probenstromes ein Breitenwachstum des Filaments zur Folge hat (c) bis (f).

ist, die filamentäre Struktur beim oberen Kontakt tiefer in die Probe eindringt und daher nicht mehr detektiert werden kann (s. Abb. 7.14).

Führt man Messungen mit umgekehrter Polarität an den Dreieckskontakten durch, so läßt sich dieser Effekt an dem anderen Kontakt jedoch nicht umkehren. Somit liegt die Vermutung nahe, daß es sich um ein nichtsymmetrisches Wachstum in der Tiefe der Probe handelt.

Aus den Filamentabbildungen 7.13 (b) bis (f) ist eine Zunahme der Filamentbreite mit wachsendem Kontrollparameter (Probenstrom) erkennbar. Die Bestimmung der Filamentbreite wird über die Auswertung einzelner Zeilenrasterungen vorgenommen. In Abb. 7.15 (a) bis (d) sind exemplarisch vier Zeilenrasterungen, als Funktion der Spannungsänderung an der Probe über der x-Position dargestellt. Dabei wurden in den Abb. (a) und (c) die Struktur der Filamentränder durch eine Gaußfunktion genähert. Gibt die

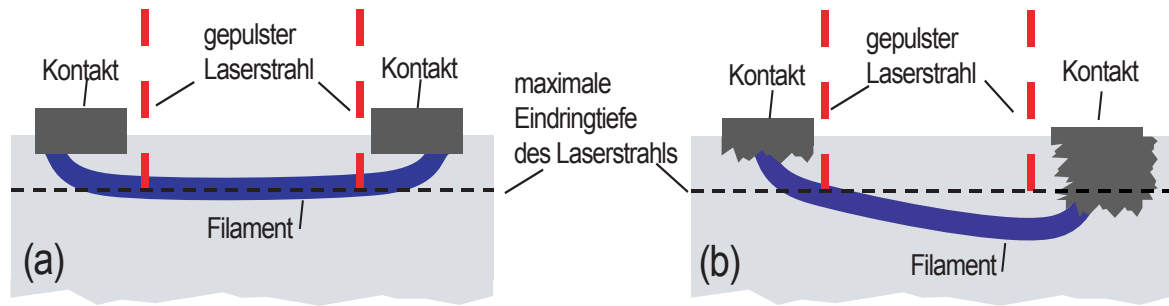


Abb. 7.14: Schematische Darstellung des nichtsymmetrischen Wachstums des Filaments. In Abb. (a) ist ein Schnitt durch eine Probe mit idealen Probenkontakten gezeigt. Das Filament kann hier überall durch den Laserstrahl detektiert werden. Im Schnitt (b) sind die Kontakte in der Probe stark unsymmetrisch. Daher kann sich das Filament teilweise in tieferen Schichten der Probe bilden, so daß der Laserstrahl diese Bereiche des Filament nicht mehr detektieren kann.

Gaußfunktion die Struktur der Filamentränder nicht gut wieder, werden die Bereiche der Filamentränder manuell genähert (s. Abb. (b) und (c)). Aus den genäherten Kurven werden die x-Positionen, entsprechend der maximale Amplitude der Spannungsänderung, des linken und des rechten Filamentrand abgelesen. Die Differenz dieser beiden x-Positionen ergibt dabei die gesuchte Filamentbreite, in der Abb. 7.15 durch Doppelpfeile gekennzeichnet.

Das Wachstumsverhalten wird in der Literatur einfach über eine Zunahme der Querschnittsfläche des Filamentes d erklärt [32]. Diese wird halbkreisförmig angenommen mit der Beziehung $I \propto d^2$. Ab einer Filamentbreite von $d = 2 \cdot b$, wobei b die Dicke der Probe darstellt, geht das quadratische Wachstum in ein lineares Wachstum mit $I \propto d$ über. Dieses setzt ein, wenn das Filament die Probenoberfläche erreicht. Die Querschnittsfläche wird danach linear mit d weiterwachsen. Eine Auswertung der ermittelten Filamentbreiten wird in Abb. 7.16 gezeigt. Hierbei wurden in (a) und (b) die Breite der Filamente über dem Probenstrom aufgetragen. Die offenen Symbole entsprechen je einer rasterlasermikroskopischen Abbildung, wobei die Filamentbreiten entsprechend der Zeilenabastungen in Abb. 7.15 bestimmt wurden.

In (a) wurde der Probenstrom von 0mA bis 2mA erhöht, wohingegen in (b) der Probenstrom von 4,5mA bis auf 0mA reduziert wurde. Für beide Meßreihen wurde für das quadratische Wachstum eine Beschreibung mit $d = \sqrt{I/a}$, mit a als Fitparameter, angesetzt. Mit einer als Halbkreisscheibe angenommenen Querschnittsfläche $A = \frac{1}{2}\pi r^2 = \frac{1}{2}\pi\left(\frac{d}{2}\right)^2 = \pi\frac{d^2}{8}$ und einer gemittelten Stromdichte $j = I/A$ ergibt sich

$$I = \frac{\pi}{8}nev \cdot d^2. \quad (7.10)$$

Der verwendete Fitparameter a entspricht dem Produkt aus der Leitfähigkeit $\sigma = nev$ und $\pi/8$. Mit der Ladungsträgerdichte $n = 1 \cdot 10^{15}1/cm^3$, der Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}As$ und einer angenommenen Driftgeschwindigkeit von $v_D \sim 1 \cdot 10^6cm/s$ [65] errechnet sich der Wert für a zu $63A/cm^2$. Die Fitfunktion ergibt für Abb. 7.16 (a) einen Wert für a von $0,455 \pm 0,02A/cm^2$ und für (b) ein Wert von $a = 0,474 \pm 0,046A/cm^2$. Ein Vergleich mit der Arbeit von Mayer [32] ($a = 0,5A/cm^2$) zeigt eine gute Übereinstimmung des Parameters a bezüglich der grafischen Auswer-

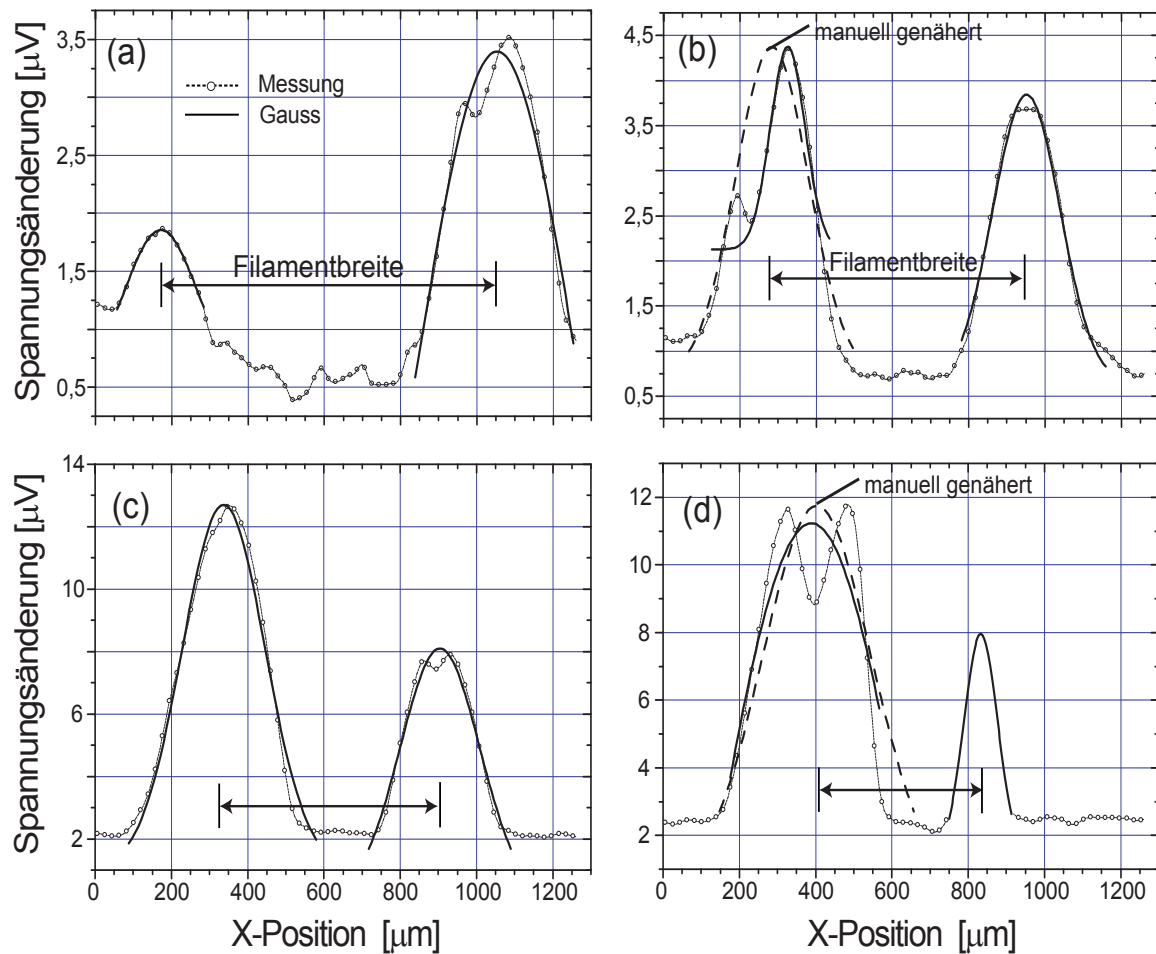


Abb. 7.15: Darstellung von vier Zeilenabtastungen der Stromfilamente mit Breitenwachstum, als Funktion der Spannungsänderung an der Probe über der x-Position. Die Struktur der Filamtränder wird entweder über eine Gaußfunktion ((a) und (c)) oder manuell ((b) und (d)) genähert. Aus den maximalen Spannungswerten der genäherten Kurven wird die Differenz der x-Positionen berechnet. Diese ergibt die jeweilige Filamentbreite, gekennzeichnet durch Doppelpfeile in den Abbildungen.

tung. Die Differenz um 3 Größenordnungen zwischen dem errechneten Wert und dem grafisch bestimmten Wert für a ist damit zu verstehen, daß die Werte für die Parameter n und v_D nicht richtig gewählt wurden. So sollte die Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Dotierkonzentration abnehmen. Laut Tabelle 9.1 nimmt diese jedoch zu. Weiterhin ist es möglich, daß nicht alle Störstellen ionisiert sind². Zusätzlich ist ein Filamentwachstum denkbar, welches nicht kreisförmig im Durchmesser zunimmt.

In den Bildern 7.16 (c) und (d), sind die den rasterlasermikroskopischen Abbildungen entsprechenden Zeilenabtastungen in Abhängigkeit des Probenstromes übereinander aufgetragen. Die Zeilenabtastungen wurden stets an gleichen Ortsparametern durchgeführt. Hierbei bedeuten die hellen Grauwerte hohe Spannungsänderungen und dunkle Grauwerte kleine Spannungsänderungen. Deutlich sind die hellen Randbereiche

² Durch Wahl der Parameter n zu $5 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ und v_D zu $5 \cdot 10^4 \text{cm/s}$ ergibt sich ein Wert von ca. 1A/cm^2 .

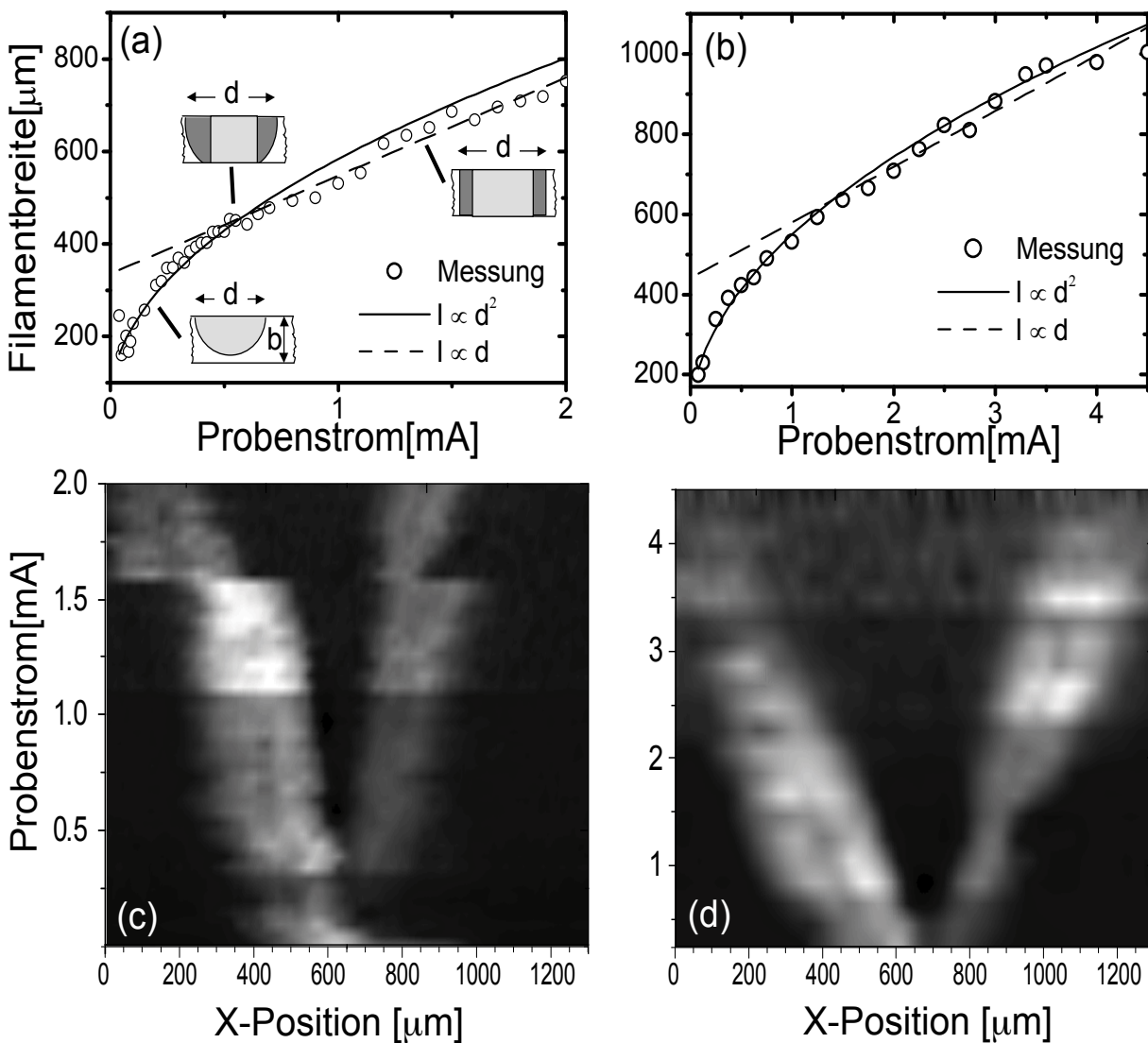


Abb. 7.16: Darstellung der Filamentbreite über dem Probenstrom (a) (von 0 bis 2 mA) und (b) (von 4,5 mA bis 0 mA) der Probe 11015. Hierbei wurden die Messungen durch einen quadratischen Term $I \propto d^2$, für quadratisches Wachstum und einen linearen Term $I \propto d$, für lineares Wachstum des Filaments angefitet. Die offenen Symbole entsprechen je einer rasterlasermikroskopischen Abbildung, wobei die Filamentbreiten entsprechend der Zeilenabtastrungen in Abb. 7.15 bestimmt wurden. In (c) und (d) sind diese Zeilenabtastrungen in Abhängigkeit des Probenstromes übereinander aufgetragen. Hierbei bedeuten die hellen Grauwerte hohe Spannungsänderungen und dunkle Grauwerte kleine Spannungsänderungen.

der Filamente zu erkennen, welche mit zunehmendem Strom weiter auseinanderlaufen. Die Aufnahmen wurden innerhalb eines Zeitraumes von 6 Stunden aufgenommen, was ein Zeichen für eine gute Abbildungsstabilität der Rastereinheit darstellt. Die Verschiebung der Zeilenabtastrung in Abb. 7.16 (c) ist durch eine leichte Dejustierung des x-Spiegels in der Rastereinheit zu erklären, welche wahrscheinlich durch einen Stoß an den Probenhalter hervorgerufen wurde.

Im Abschnitt 7.1 wurde bereits anhand von I/V-Kennlinien in den Abb. 7.2 und 7.3

auf die Temperaturempfindlichkeit von p-Ge eingegangen. Durch die im folgenden dargestellten rasterlasermikroskopischen Abbildungen von Stromfilamenten wird nun das Verhalten filamentärer Strukturen unter Einfluß der Erwärmung (Heizung) der Probe untersucht.

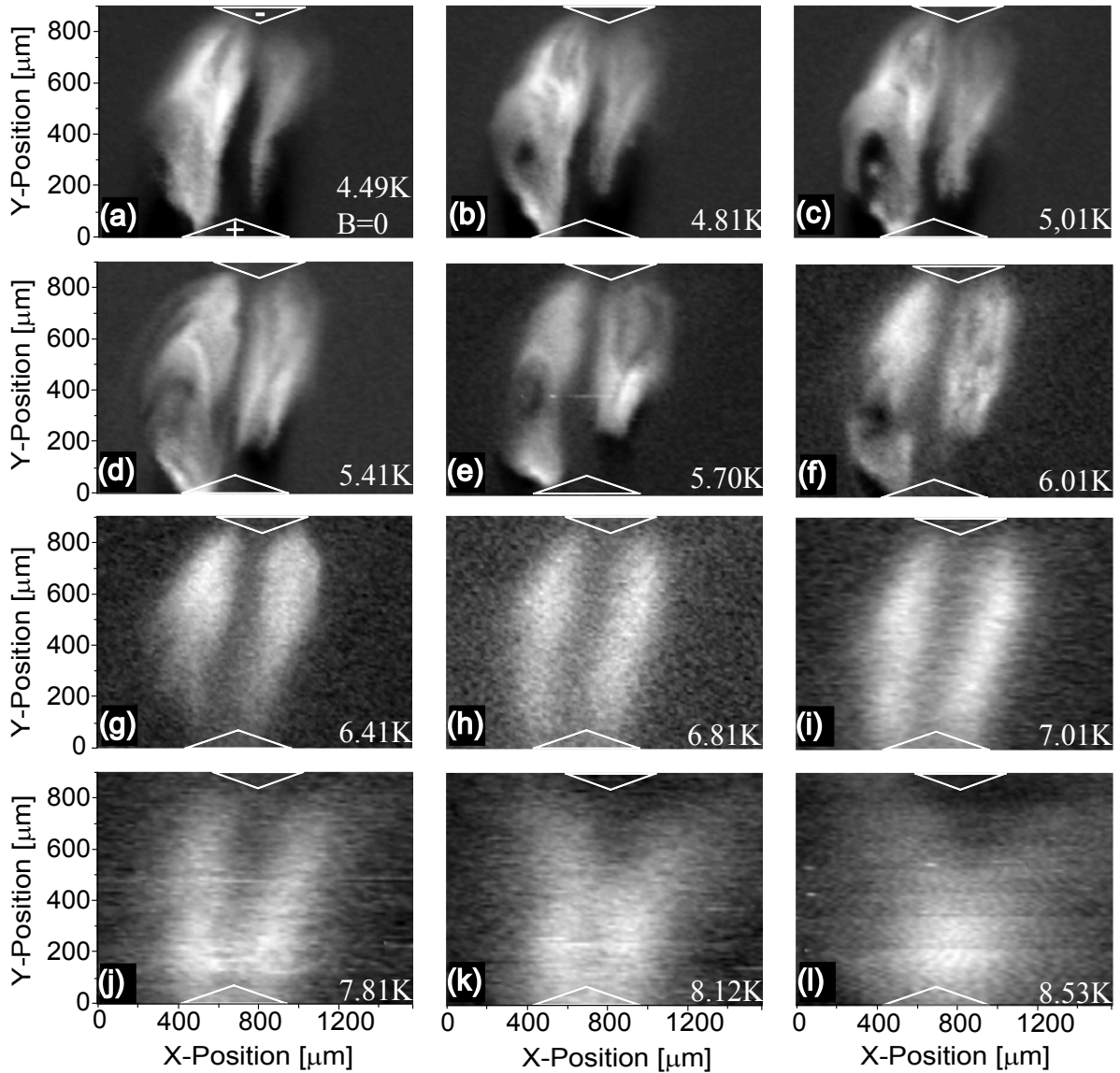


Abb. 7.17: Rasterlasermikroskopische Darstellung eines Stromfilaments unter Variation der Probestemperatur ($I_P = -300\mu A$, $B=0T$). Deutlich ist eine Verkleinerung der filamentären Struktur zu erkennen (a) bis (e). Ab einer Probestemperatur von 6K (f) beginnt zusätzlich die Struktur des Filamentes zu verschwimmen (f) bis (i). Bei Temperaturen oberhalb 7K (j) bis (k) sind kaum noch Filamentränder wahrnehmbar, bis bei Temperaturen oberhalb 8.1K (l) die filamentäre Struktur vollständig zusammenbricht. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Für die Höhe der Signaländerungen gilt in (a): $-42\mu V$ bis $147\mu V$, (b): $-42\mu V$ bis $140\mu V$, (c): $-42\mu V$ bis $139\mu V$, (d): $-39\mu V$ bis $106\mu V$, (e): $-23\mu V$ bis $79\mu V$, (f): $-10\mu V$ bis $45\mu V$, (g): $-7\mu V$ bis $33\mu V$, (h): $-3\mu V$ bis $27\mu V$, (i): $1\mu V$ bis $23\mu V$, (j): $4\mu V$ bis $24\mu V$, (k): $5\mu V$ bis $25\mu V$ und (l): $-0,7\mu V$ bis $28\mu V$.

Hier ist deutlich zu erkennen, wie sich ausgehend vom ungestörten Filament (Abb. 7.17 (a)) bei Erwärmung zunächst die Breite der Filamentränder zunimmt (Abb. 7.17 (b) bis (c)). Durch die globale Erwärmung der Probe können an den Außenbereichen der Filamentränder zusätzliche freie Ladungsträger über das Filament zu den Kontakten abgeführt werden. Oberhalb von 5K tritt zusätzlich eine Unschärfe in der filamentären Struktur auf (Abb. 7.17 (d) bis (e)). Ab einer Temperatur von 6K nimmt die Unschärfe stark zu und läßt das Bild verschwimmen (Abb. 7.17 (f) bis (i)). Durch das globale Erwärmen können außerhalb der filamentären Struktur Störstellen ionisiert und deren Ladungsträger zu den Kontakten abgeführt werden, was zu einer erhöhten Spannungsänderung in diesen Bereichen führt (Rauschen). Das Verschwimmen der filamentären Struktur bei ca. 6.0K korreliert mit dem Zusammenbrechen des negativ-differentiellen Leitwertbereiches der Kennlinie in Abb. 7.2. Dies impliziert, daß es sich bei der Abbildung der Strukturen in Abb. 7.17 (g) bis (j) nicht mehr um spontane Filamentierung handelt. Diese Art der Feld-Effekt-Darstellung konnte schon in der Arbeit von Mayer [32] mit einem Elektron-Raster-Mikroskop dargestellt werden. Anhand der Abbildungen 7.17 (a) bis (f) kann hier die Leistungsfähigkeit des Raster-Laser-Mikroskops nochmals untermauert werden, daß die Aufnahmen der Filamente ohne störende IR-Strahlung möglich sind.

Um störende Effekte durch die IR-Empfindlichkeit der Probe genauer zu untersuchen, wurden Messungen unter dem Einfluß von zusätzlicher (durch eine IR-Diode eingestrahlte) IR-Strahlung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der Abb. 7.18 dargestellt.

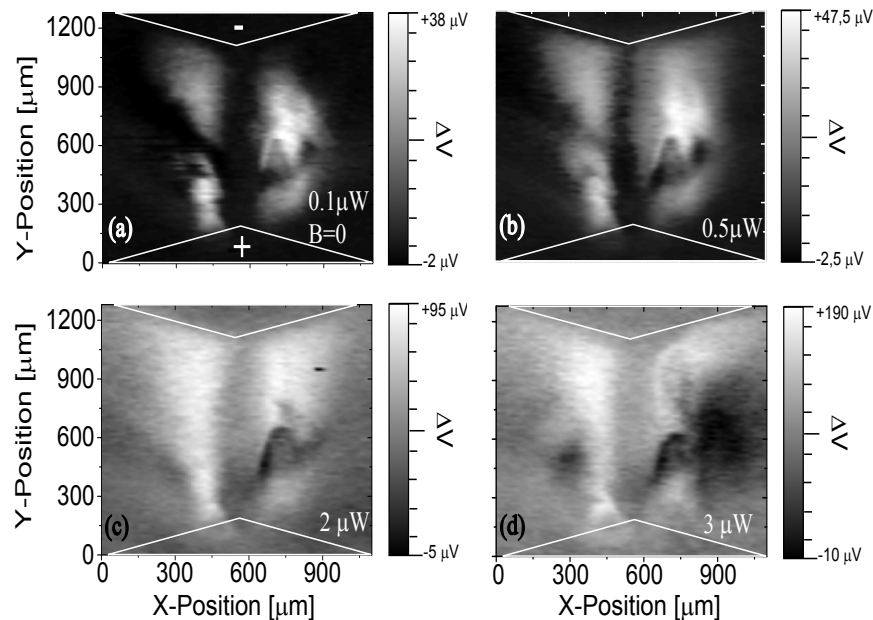


Abb. 7.18: Rasterlasermikroskopische Darstellung der beeinflussung der filamentären Struktur durch zusätzliche IR-Strahlung einer IR-Diode (Probenstrom $+300 \mu A$). Bei einer Leistung zwischen $0.5 \mu W$ (a) und $3 \mu W$ (d) zeigen sich aufgrund der globalen Bestrahlung ähnlich wie in Abb. 7.17 eine Reduzierung der Strukturschärfe und eine Verbreiterung der Filamentränder. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Die Höhe der Signaländerungen ist an den Grauwertbalken abzulesen.

In den Abb. 7.18 (a) bis (d) ist eine Abnahme der Strukturschärfe der Filamentränder

zu erkennen. Aufgrund der globalen IR-Bestrahlung kommt es ebenfalls wie bei der Erwärmung der Probe in der Abb. 7.17 zu einer Verbreiterung der Filamentränder. Ab einer IR-Dioden-Leistung von $0,5\mu W$ ist ein globaler Anstieg der durch den Laser erzeugten Spannungsänderung an einer 'globalen Aufhellung' zu erkennen. Hieran ist zu erkennen, daß auch die Bereiche außerhalb der filamentären Struktur eine erhöhte Leitfähigkeit aufweisen.

Einen weiteren Einfluß auf das Probenverhalten hat die Intensität des Laserstrahls. Diese Beeinflussung ist in der Abb. 7.19 (a) bis (d) dargestellt (Probenstrom: $-1,5\text{ mA}$, $B=0\text{ T}$, $T=4,5\text{ K}$). Hier ist zu erkennen, daß die Beeinflussung der Probe durch eine Laserleistung ab $0,4\mu W$ (Abb. 7.19 (a)) zu einer schwachen Abbildung der filamentären Struktur führt. Unterhalb dieser Laserleistung ist prinzipiell keine Abbildung möglich. Die Abb. 7.19 (c) ist unter normaler Arbeitsleistung des Lasers aufgenommen worden. Wird die Laserleistung weiter erhöht, kommt es aufgrund der stärkeren Erwärmung durch die erhöhte Einstrahlung zu einer Verbreiterung der Filamentränder, s. Abb. 7.19 (d). Abbildungen unter diesen Laserleistungen würden bei der Bestimmung der Filamentbreite bei einem geringeren Probenstrom z.B. zu Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Filamentbreite führen.

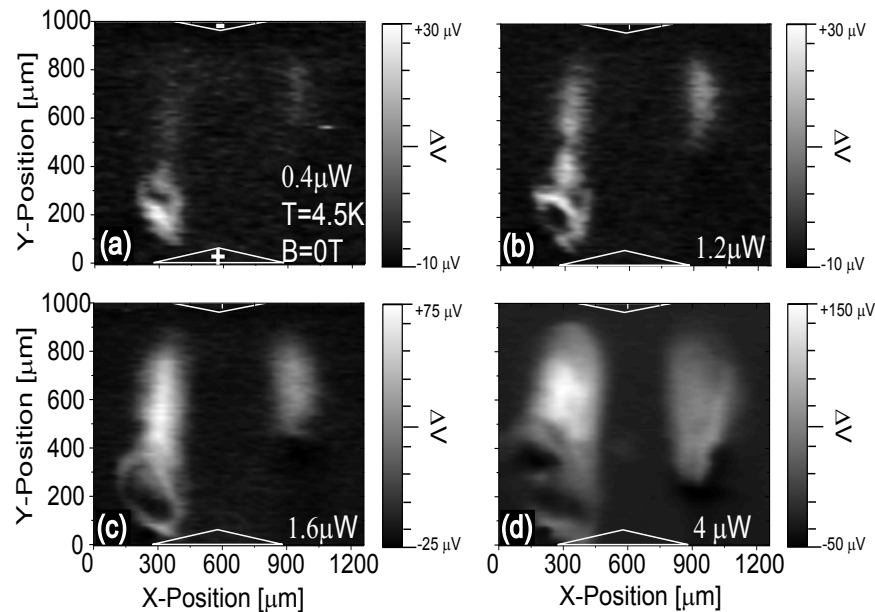


Abb. 7.19: Rasterlasermikroskopische Untersuchung des Einflusses der Intensität des Laserstrahls auf die Struktur des Filaments (Probenstrom: $-1,5\text{ mA}$, $B=0\text{ T}$, $T=4,5\text{ K}$). Diese wurde über eine in die Laser-Diode integrierte PIN-Diode bestimmt. Ab einer Leistung von $0,4\mu W$ (a) reicht die Laserleistung aus, um eine schwache Abbildung der filamentären Struktur zu erreichen. Bild (c) ($1,6\mu W$) entspricht in etwa der Arbeitsleistung des Lasers. Bei weiterer Erhöhung der Laserleistung (d) kommt es zu einer lokal stärkeren Erwärmung der Probe und dadurch zu einer Verbreiterung der Filamentränder. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Für die Höhe der Signaländerungen sind Grauwertbalken neben den Abbildungen dargestellt.

Als weiterer Parameter zur Beeinflussung der Struktur der Filamente wird ein senkrecht zur Probe angelegtes Magnetfeld verwendet. Der Einfluß transversaler Magnetfelder auf

die I/V-Kennlinien wurde bereits in den Abbildungen 7.4 und 7.5 dargestellt und diskutiert. In der Abb. 7.20 (a) und (b) sind rasterlasermikroskopische Abbildungen von Stromfilamenten unter verschiedenen Magnetfeldern wiedergegeben, wobei die Richtung der Lorentzkraft auf die Ladungsträger durch die jeweilige Pfeilrichtung über der Abbildung gekennzeichnet wurde.

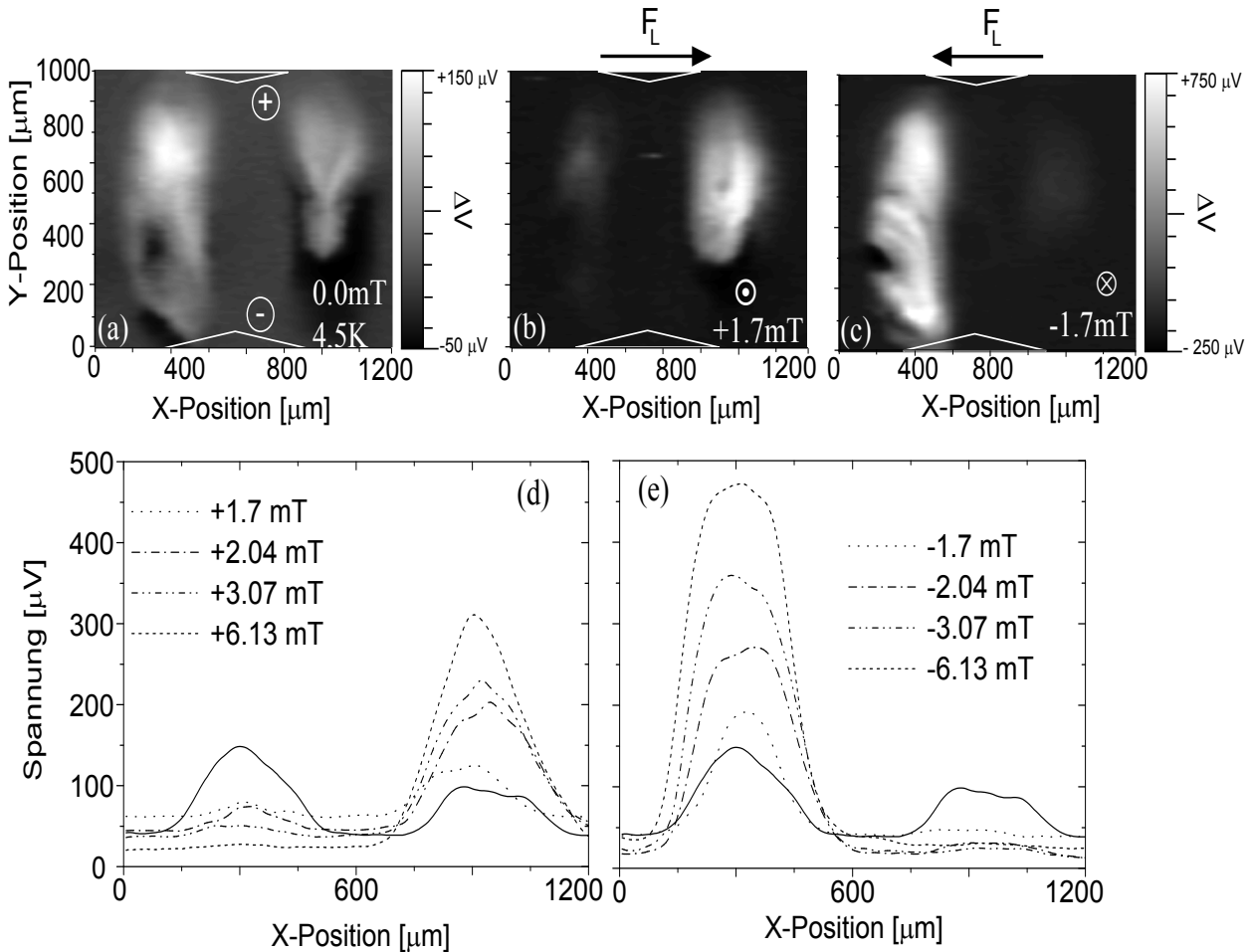


Abb. 7.20: Rasterlasermikroskopische Messungen der Beeinflussung von einer filamentären Struktur durch ein Magnetfeld. Ausgehend von Bild (a) ohne Magnetfeld sind zwei Abbildungen (b) und (c) mit jeweils entgegengerichtetem Magnetfeld der Stärke 1,7mT dargestellt. Die Lorentz-Kraft erzwingt je nach Magnetfeldrichtung eine Änderung in der Randbreite des Filaments. Abb. (d) und (e) zeigen einen Vergleich der Zeilenrasterungen für jede Messung von 1,7mT bis 6,13mT. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Die Höhe der Signaländerungen ist in den Grauwertbalken zu erkennen.

Die Annahme, daß die Lorentzkraft zu einer Filamentverbiegung führt, konnte bei Messungen bis 200mT nicht beobachtet werden. Deutlich dahingegen ist, je nach Richtung der Lorentzkraft, ein Anwachsen der Signaländerung an den Filamenträndern zu erkennen (Abb. 7.20 (b) und (c)). Zur Verdeutlichung wurden in Abb. 7.20 (d) und (e) Zeilenrasterungen senkrecht zur Stromrichtung für Magnetfelder $\pm 1,7\text{mT}$ bis $\pm 6,13\text{mT}$ übereinander dargestellt. Deutlich ist eine Verbreiterung des Filamentrandes in der Richtung, in welcher die Lorentzkraft wirkt, zu erkennen. Ab einer magnetischen

Feldstärke von $\pm 6,13\text{mT}$ ist jeweils nur noch ein Filamentrand abbildbar. Zusammen mit der nicht beobachteten Filamentverbiegung wird dies auf eine Kompensation der Lorentzkraft durch ein senkrecht zum Stromfluß gerichtetes elektrisches Feld hinauslaufen (ähnlich wie beim Hall-Effekt) [32].

Die Empfindlichkeit der Probe auf die lokale Störung durch den Laserstrahl, ist eine wichtige Kenngröße für die in dieser Arbeit verwendeten rasterlasermikroskopischen Abbildungsmethoden. Eine Möglichkeit, diese Empfindlichkeit zu untersuchen ist in der Abb. 7.21 dargestellt.

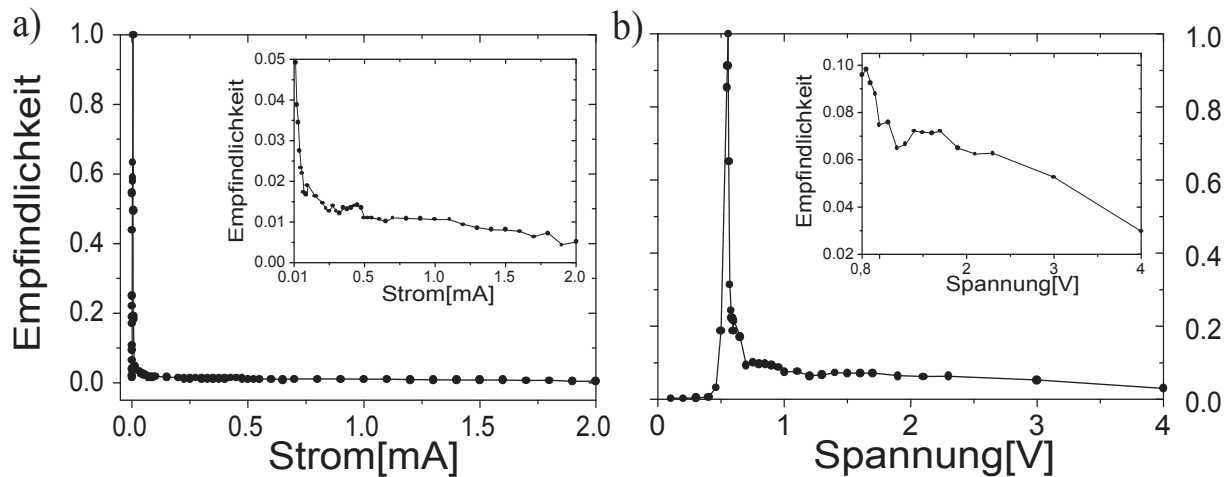


Abb. 7.21: Darstellung der Probenempfindlichkeit auf die lokale Störung des Laserstrahls unter Stromsteuerung (a) und unter Spannungssteuerung (b) der Probe 11015 ($T=4,5\text{K}$, $B=0\text{T}$). Die Empfindlichkeit errechnet sich aus den maximalen Spannungswerten $U_{max}(i)$ der jeweiligen rasterlasermikroskopischen Abbildung i , normiert auf den maximalen Spannungswert aller rasterlasermikroskopischen Abbildungen U_{max} : $U_{max}(i)/U_{max}$. In (a) ist deutlich ein Maximum im μA -Bereich zu erkennen, welches durch Resonanz im CLO-Bereich entsteht (siehe Abb. 7.11 und 7.12). In (b) ist ein Maximum im Bereich der Durchbruchsspannung erkennbar. Die beiden Insets stellen die Empfindlichkeit ohne den CLO-Bereich dar.

Hierbei wird die Empfindlichkeit über dem Probenstrom (Abb. 7.21 (a)) und der angelegten Spannung (Abb. 7.21 (b)) aufgetragen. Die Empfindlichkeit wird aus den maximalen Spannungswerten $U_{max}(i)$ pro rasterlasermikroskopisch aufgenommenem Bild i normiert auf das Maximum aller Aufnahmen U_{max} errechnet: $U_{max}(i)/U_{max}$. Aus der Abbildung im oszillatorischen Bereich für die Dreieckskontakte (Abb. 7.11) zeigt sich eine Korrelation zu Abb. 7.21 (a). Hier liegt die maximale Empfindlichkeit sehr scharf begrenzt im Bereich unter $10\mu\text{A}$. Um den Bereich oberhalb $10\mu\text{A}$ darzustellen, ist dieser im Inset von Abb. 7.21 (a) aufgetragen. Hier zeigt sich eine mit ansteigendem Strom kontinuierliche Abnahme der Probenempfindlichkeit. Wird die Empfindlichkeit über der angelegten Spannung (Abb. 7.21 (b)) aufgetragen, so zeigt sich ein sehr scharf begrenztes Maximum im Bereich der Durchbruchsspannung. Der Bereich für die Probenempfindlichkeit oberhalb der Durchbruchsspannung ist in dem Inset der Abb. 7.21 (b) dargestellt.

Wird die Probenempfindlichkeit über der Temperatur aufgetragen, so wird deutlich, daß die Probe eine maximale Empfindlichkeit bei den niedrigsten Temperaturen

aufweist. Dies ist in der Abb. 7.22 dargestellt.

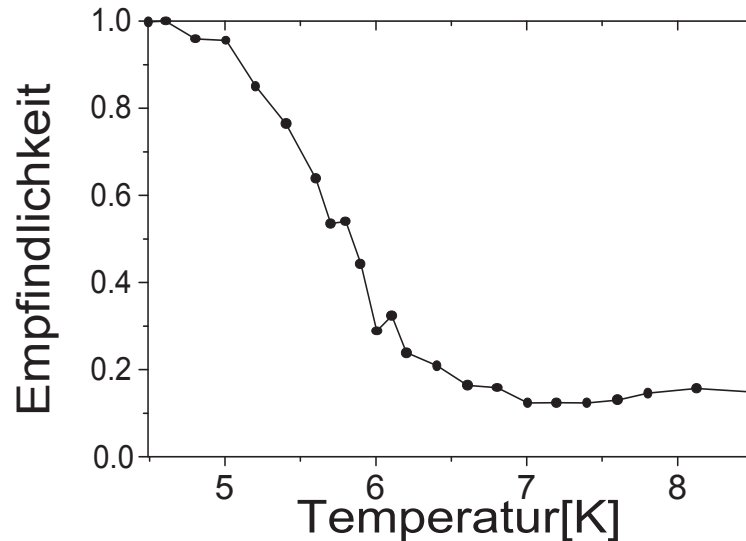


Abb. 7.22: Darstellung der Probenempfindlichkeit durch lokales Stören des Laserstrahls unter dem Einfluß der Temperatur. Die Empfindlichkeit errechnet sich wie in Abb. 7.21. Aufgrund der globalen Anhebung der Leitfähigkeit bildet sich die maximale Empfindlichkeit unterhalb von 5K.

Bei Temperaturen oberhalb von 5K nimmt die Empfindlichkeit der Probe stark ab. Der Grund ist auch hier an der globalen Erhöhung der Leitfähigkeit zu suchen.

7.3.3 Abbildung im stationären Bereich im nicht abgeschirmten Raster-Laser-Mikroskop

In den rasterlasermikroskopischen Darstellungen der Abb. 7.23 (c) bis (g) wurden Stromfilamente unter Beeinflussung von IR-Strahlung, wie sie in dem Falle des nicht abgeschirmten Mikroskops vorherrschen, aufgenommen. Dies hat unter anderem zur Folge, daß sich die Filamentränder, aufgrund der erhöhten Leitfähigkeit der gesamten Probe, zum Teil extrem verbreitert darstellen. In der Abb. 7.23 (c) bis (g) sind filamentäre Strukturen in Abhängigkeit des Probenstromes dargestellt. Die Arbeitspunkte der aufgenommenen Filamente ist in der dazugehörigen Kennlinie (a) dargestellt. Um eine räumliche Zuordnung der Filamente zwischen den Aluminiumkontakten der Probe zu erreichen, ist in Abb. (b) eine Reflexionsmessung der beiden großen Aluminiumkontakte dargestellt (siehe auch Abb. 4.4 (b)). Der Abstand der beiden Kontakte liegt bei $1800 \mu\text{m}$. Die rasterlasermikroskopische Abbildung 7.23 (c) zeigt ein einzelnes Filament, welches sich zwischen den beiden Kontakten ausgebildet hat. In den Abb. 7.23 (d) bis (g) wurde der Probenstrom von 0.145 mA bis 0.65 mA erhöht. In (d) und (e) ist eine leichte Verbreiterung des Filamentes zu erkennen, während sich bei Probenströmen ab 0.55 mA ein zweites Filament am oberen Rand der Abb. (f) und (g) bildet. Die Höhe der Signaländerung ΔV nimmt von (d) bis (g) leicht zu. In der Abb. (c) ist die Laserleistung im Gegensatz zu den Abb. (d) bis (g) um 50% erhöht worden, welches eine stärkere Signaländerung als in den Abb. (d) bis (g) hervorruft. Deutlich ist die Verbreiterung des oberen Filamentrandes zu erkennen. Der Einfluß der Laserleistung wurde bereits anhand der Abb. 7.19 dargestellt und diskutiert.

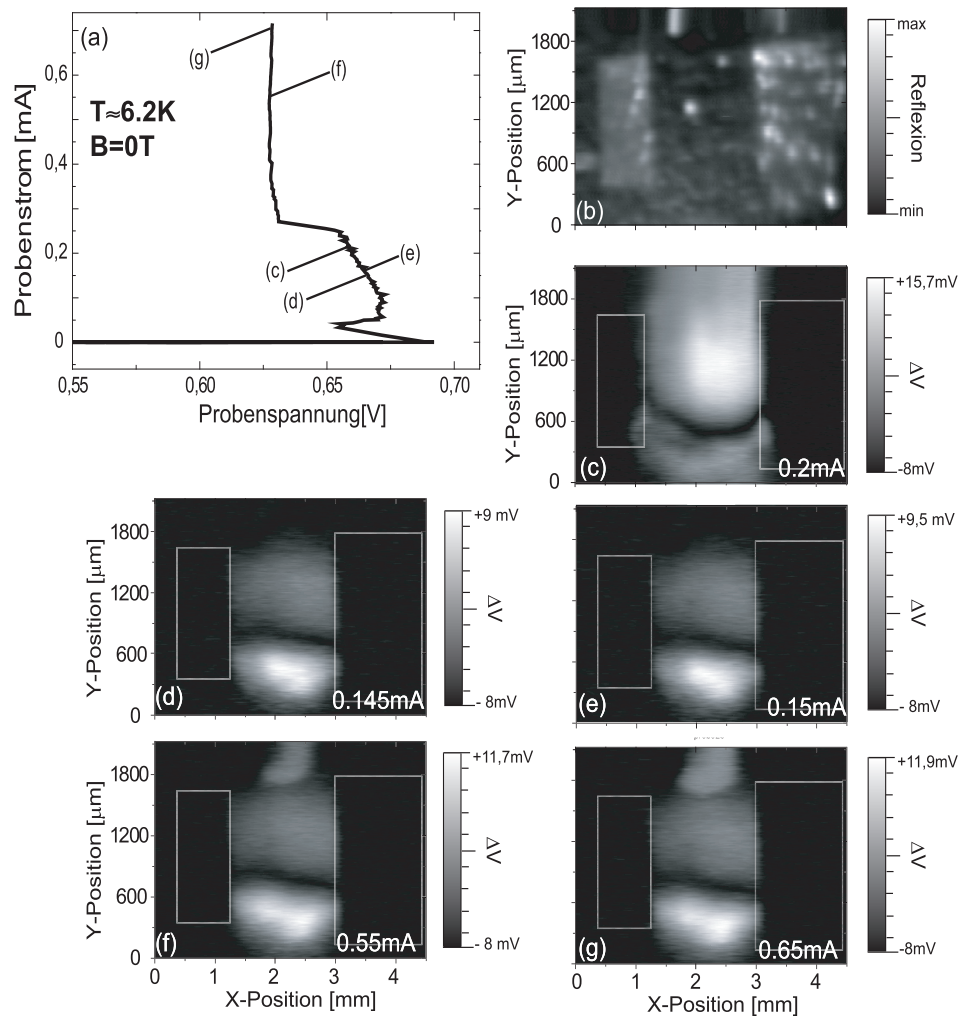


Abb. 7.23: Rasterlasermikroskopische Darstellung filamentärer Strukturen der Probe 31014 (c) bis (g). In (a) ist die entsprechende I-V-Kennlinie mit den Arbeitspunkten (c) bis (g) dargestellt. Abbildung (b) zeigt die Reflexionsmessung zweier Aluminiumkontakte mit einem Abstand von $1800 \mu\text{m}$. In der Abb. (c) ist die Ausbildung eines Filamentes zwischen den beiden Aluminiumkontakten zu erkennen, mit einer durch schlechte IR-Abschirmung stark verbreiterten Randstruktur. In den Abb. (d) und (e) sind Filamente mit geringerer Probenstromstärke aufgenommen. Durch die Erhöhung des Probenstroms kommt es bei (f) und (g) im oberen Bildbereich zu der Ausbildung eines zweiten Filamentes. Die Grauwertkodierung entspricht der von Abb. 5.9. Die Höhe der Signaländerungen ist an den Grauwertbalken abzulesen.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Ziel dieser Arbeit war es, Stromfilamente in p-Germanium bei Temperaturen des flüssigen Heliums ungestört durch IR-Strahlung abbilden zu können. Durch den Aufbau des Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops innerhalb eines Kryostaten ist es erstmals gelungen, Abbildungen ohne IR-Strahlung machen zu können. Die wesentlichen Voraussetzungen für die Funktionsfähigkeit des Mikroskops bezüglich der einzelnen Komponenten und der strahlungsfreien Messung werden im Unterabschnitt 8.1.1 zusammengefaßt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse der Strom-Spannungs-Kennlinien und die rasterlasermikroskopische Abbildung der Stromfilamente werden abschließend in Unterabschnitt 8.1.2 besprochen. In Abschnitt 8.2 werden eine mögliche Modifikation des Mikroskops vorgestellt sowie weitere Probensysteme diskutiert, die mit Hilfe des Mikroskops untersucht werden können.

8.1 Zusammenfassung

8.1.1 Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskop

Allgemeine Bemerkungen

Das in der Zeit der Promotion neu aufgebaute Raster-Laser-Mikroskop unterscheidet sich von seinen Vorgängermodellen in Bezug auf Kompaktheit (Gesamtbreite des Mikroskops) und Funktionalität (Rastereinheit, Rasterbereich, Nachjustieren der Spiegel). Die Neuerungen bezüglich der Handhabung der Rastereinheit (s.u.) und der Fokussiereinheit (s.u.) erlauben es, im Temperaturbereich von 4,2K bis 350K und einem Magnetfeld bis 5T, Messungen mit maximaler Auflösung und maximalem Rasterbereich durchzuführen. Die Modifikationen bezüglich der IR-Abschirmung machen auch hier einen weiten Bereich an Meßmöglichkeiten zugänglich, so daß eine Fülle von Experimenten unter extremen, aber auch normalen experimentellen Bedingungen durchführbar sind. Trotz der Kompaktheit des Mikroskops sind Reparaturen oder der Austausch von Komponenten des Mikroskops in kurzer Zeit möglich. Gleiches gilt auch für die Einarbeitung anderer Experimentatoren in den Aufbau und die Funktionsweise des Mikroskops.

Rastereinheit

Der Neubau der Rastereinheit (siehe Unterabschnitt 2.3.4) ermöglicht zum ersten Mal eine Ablenkung der Spiegel in einem großen Rasterbereich von 10mm (Durchmesser der Fokussierlinse). Der nutzbare Rasterbereich, welcher durch die Rastereinheit zur Verfügung gestellt wird, liegt maximal bei ca. $30 \times 30 \text{ cm}^2$. Weiterhin lassen sich die beiden Spiegel aus jeder beliebigen Position mit Hilfe des Stick-Slip-Verfahrens an der dem Spiegel entsprechenden definierten Anfangsposition justieren. Das Stick-Slip-Verfahren wurde möglich durch den Einsatz einer Ankopplung der Piezos an die Spiegelachsen mit

einem Bogen und einer Kevlarfaser, welche durch die Federkraft des Bogens optimal um die Spiegelachse gespannt werden kann. Die Spiegelachsen sind speziell angefertigt worden, wobei die Achszapfen an die jeweiligen Lager der Spiegelhalterung angepaßt wurden.

Durch die Verwendung der Kunstfaser Kevlar kommt es durch das Stick-Slip-Verfahren zu einer starken Abnutzung durch Aufrauhern der Faser im Achsenbereich. Die abgenutzten Faserteile bleiben an der Achse haften und beeinflussen evtl. die gleichmäßige Bewegung der Achse. Hier kann die Kunstfaser Spektra Abhilfe schaffen, da diese eine sehr viel höhere Scheuerfestigkeit aufweist. Die Rubinlager aus der Uhrenindustrie sind in Zukunft nicht mehr erhältlich und müssen daher längerfristig durch andere Lager ersetzt werden, welche im Idealfall aus dem gleichen Material wie die Spiegelachsen bestehen könnten, um ein Verkanten der Achsen in den Lagern bei Temperaturvariationen zu vermeiden.

Der Aufbau ermöglicht im Temperaturbereich des flüssigen Heliums eine Rastergeschwindigkeit von max. 10 Zeilen pro Sekunde bei einem Ablenkwinkel von 20 Grad und 2 Zeilen pro Sek. bei maximaler Piezoauslenkung.

Fokussiereinheit

Aufgrund der Kontraktion der Grundplatte bei Abnahme der Temperatur und der damit verbundenen Reduzierung des Abstandes Linse zu Probe wurde erfolgreich eine Fokussiereinheit (siehe Unterabschnitt 2.3.7) aufgebaut. Diese arbeitet bis Temperaturen des flüssigen Stickstoffs und erlaubt, mit Hilfe des Stick-Slip-Verfahrens den Abstand zur Probe zu optimieren. Bei Temperaturen des flüssigen Heliums dauert das Verstellen der Linse mit 3h pro mm zu lange. Da sich die stärkste Längenänderung der Grundplatte bereits bei 77K gebildet hat, ist es ausreichend, die Linse bei Temperaturen des flüssigen Stickstoffes verstellen zu können. Nachteilig bleibt jedoch die Tatsache, daß die Vibrationen des Piezomotors die Spiegel der Rastereinheit verstellen können. Damit ist die Kontrolle der Verstellung der Linse aufgrund der Nachjustage der Spiegel im allgemeinen zeitaufwendig.

Die erreichbare optische Auflösungsgrenze beträgt unabhängig von der Temperatur (Nachjustierung der Linse) in etwa $15 \mu m$. Der Verstellweg der Linse beträgt $\pm 3mm$ mit einer Stellzeit bei Temperaturen des flüssigen Stickstoffes von ca. 5 min pro 1mm. Es ist möglich Proben, mit einer Gesamtdicke von ca. 4 mm zu untersuchen (maximaler Stellweg der Linse). Zusammen mit der Rastereinheit läßt sich eine Reproduzierbarkeit der Aufnahmen im Bereich der Auflösungsgrenze erreichen. Die Anwendung des Stick-Slip-Verfahrens für den Fall des Einsatzes eines Linsensystems (siehe Abschnitt 8.2) ist generell denkbar, da bei diesem Verfahren das zu bewegende Gewicht nicht primär wichtig ist, sondern eher eine evtl. Dejustage bzw. Zerstörung des Linsensystems zu klären bleibt.

Infrarot-Abschirmung

Aufgrund der extremen Anforderung des Probensystems p-Germanium bezüglich der Störung durch IR-Strahlung wurden der Mikroskophalter und der das Mikroskop umgebende Zylinder nachträglich mit einer IR-Absorberschicht bzw. mit Metallgeflechtem in den V4A-Rohren versehen (siehe Unterabschnitt 2.3.1). Wie aus einem Vergleich der Messungen von IV-Kennlinien und rasterlasermikroskopischen Abbildungen

von Stromfilamenten unter Einfluß von restlicher IR-Strahlung (siehe Unterabschnitte 7.1 und 7.3.3) mit Messungen nach der zusätzlichen IR-Abschirmung (siehe Unterabschnitte 7.1 und 7.3.2) zu sehen ist, können diese Änderungen die Einkopplung der unerwünschter IR-Strahlung weitestgehend ausschließen.

weitere Punkte

- Die Anbindung der Grundplatte an das Kältebad wird über zwei Winkel realisiert, welche über Schrauben an Grundplatte und Probenbecher (s. Abb 2.7 (3)) befestigt werden. Um den Luftspalt bzw. die Wärmeanbindung zwischen Winkel und Grundplatte bzw. Probenbecher zu optimieren, wird die Anbindung mit Indiumplättchen verbessert. Die Fläche der Winkel zur Anbindung reicht jedoch nicht aus und hat zur Folge, daß die Abkühlzeit des Mikroskops auf Temperaturen des flüssigen Heliums zu lange dauert (ca. 45 min). Das langsame Kriechverhalten des Indiums bewirkt eine langsame Verdünnung der Indiumplättchen. Durch das Zyklen der Temperatur entsteht zusätzlich ein Luftspalt, welcher die Wärmeleitung weiter verschlechtert. Daher muß die Grundplatte durch größere Winkel angekoppelt werden. Eine zusätzliche Verbindung durch ein Kupferdrahtgeflecht zwischen Mikroskophalter und dem Ende der Grundplatte würde die Wärme der Grundplatte schneller ableiten.
- Die elektrischen Verbindungen innerhalb des Mikroskophalters müssen gegenseitig besser abgeschirmt werden. Hierbei ist besonders eine Abschirmung der Zuleitungen der Laserdiode und der pin-Dioden einzusetzen, da es durch die Pulssignale des Lasers teilweise zu erheblichen Störungen in den Meßleitungen kam, obwohl diese als Koaxialkabel vorliegen. Ebenfalls konnte ein zeitweiliges Problem bezüglich der Erdung bei den elektrischen Leitungen beobachtet werden. Um eine Beschädigung oder gar eine Zerstörung der vielen dünnen Kupferlackdrähte im Bereich der Grundplatte zu vermeiden, müssen diese, ohne die Handhabung des Mikroskops zu behindern, geordnet an der Grundplatte angebracht werden. Durch das Öffnen des Mikroskops kommt es zu starken mechanischen Belastungen der an der Grundplatte befestigten elektrischen Kabel. Diese Belastung könnte durch eine geeignete Steckverbindung vermieden werden, welche fest an den Mikroskophalter angebracht werden kann.
- Die Aufnahme von Reflexionsmessungen mit Hilfe der an dem Probenbecher eingebauten pin-Diode ist nur bei niedrigen Pulsfrequenzen (bis 300 Hz) und hoher Laserleistung des Lasers möglich, wodurch die Aufnahmen durch die niedrige Pulsfrequenz zum einen zu lange dauern und zum anderen die Lebensdauer der Laserdiode, besonders bei tiefen Temperaturen (Zerstörung der Spiegel der Laserdiode), stark reduziert wird. Abhilfe sollte durch das Anlegen einer Vorspannung an der Dioden möglich sein. Hierdurch konnte jedoch keine Verbesserung bezüglich höherer Frequenz und niedriger Laserleistung geschaffen werden.

8.1.2 Messungen an p-Germanium

- Die Messungen der I-V-Kennlinien im nicht ausreichend gegen IR-Strahlung abgeschirmten Raster-Laser-Mikroskop (siehe Abb.7.1) zeigen deutlich den Einfluß geringer Strahlungsintensitäten auf das Verhalten der p-Ge-Proben. Gleiches gilt

für die rasterlasermikroskopische Abbildung von Stromfilamenten (siehe Abb. 7.23), welches eine starke Verbreiterung der Randstrukturen und eine Unschärfe im Bereich des Filaments zur Folge hat. Der Einfluß auf die Probe durch Wärmezufuhr, welche kontrolliert über eine Heizung eingebracht wurde, zeigt in den I-V-Kennlinien der Abb. 7.2 deutlich das Verschwinden des NDC-Bereiches oberhalb Temperaturen von 6,8K bis 7,2K. Die rasterlasermikroskopischen Abbildungen von Stromfilamenten in dem Temperaturbereich zwischen 6K und 6,4K zeigen aufgrund der globalen Erhöhung der Leitfähigkeit der Probe eine Verschmierung der Strukturen (siehe Abb. 7.17 (a) bis (e)), bis bei einer Temperatur von 8,5K keine filamentäre Strukturen mehr erkennbar sind (s. Abb. 7.17 (1)). In den rasterlasermikroskopischen Abbildungen der Stromfilamente zeigt sich eine Korrelation mit den Ergebnissen aus den Messungen der I-V-Kennlinien. Das Verschwinden der Filamente und der damit zusammenhängende Zusammenbruch der Stoßionisation neutraler Störstellen stimmt mit den in der Literatur genannten theoretischen Temperaturwerten von 11K nicht ganz überein [6]. Abbildungen unter dem Einfluß zusätzlicher IR-Bestrahlung (siehe Abb. 7.18) zeigen ebenfalls eine Verschmierung und das Verschwinden der filamentären Struktur. Die Abbildung unter verschiedenen Laserleistungen zeigt ebenfalls eine Verbreiterung der Randstruktur. Der Grund liegt jedoch an der stärkeren lokalen Erwärmung durch den Laserstrahl.

- Erstmals wurden rasterlasermikroskopische Abbildungen aufgenommen, welche das Probenverhalten bei Stromwerten innerhalb des CLO-Bereichs darstellen, sowohl für Dreieckskontakte (siehe Abb. 7.11) als auch für Parallelkontakte (siehe Abb. 7.12). Die Abbildungen sind extrem abhängig von der Temperatur der Probe. Bereits oberhalb von 5K verschwinden die Oszillationen und damit die Strukturen. Bei den aufgenommenen Strukturen handelt es sich nicht um stationäre Filamente. Daher ist eine Interpretation nach Abb. 5.10 nur eingeschränkt möglich.
- Durch die Variation des Probenstromes konnte das Breitenwachstum von Stromfilamenten beobachtet und ausgewertet werden (siehe Abb. 7.13 und Abb. 7.16). Das Wachstumsverhalten entspricht den Erwartungen, jedoch die Auswertung bezüglich theoretische Überlegungen zeigt erhebliche Abweichungen zu den gemessenen Literaturwerten. Der Grund ist in der Wahl der Literaturwerte für die Driftgeschwindigkeit und Anzahl freier Ladungsträger [65] zu suchen. Da das Verhalten bezüglich des Wachstums in der Abb. 7.13 eindeutig ist, läßt dies nur den Schluß zu, daß die Werte in der Literatur vermutlich falsch angegeben sind und entsprechend korrigiert werden müssen.
- Auch die Messungen unter dem Einfluß eines Magnetfeldes (siehe Abb. 7.20) zeigen Übereinstimmungen mit anderen Probensystemen. Der Einfluß der Lorentzkraft läßt die Filamentränder je nach Ausrichtung des Magnetfeldes verstärken oder verschwinden. Die Aufnahme von I-V-Kennlinien zeigt eine deutliche Beeinflussung des Probenverhaltens. Eine "Durchbiegung" durch das Magnetfeld der Filamente konnte bei den Messungen nicht beobachtet werden.

8.2 Ausblick

8.2.1 Verbesserung der optischen Auflösung

- Die optische Auflösungsgrenze liegt mit $15\mu\text{m}$ zwar in einem Bereich, der ausreicht, um Stromfilamente im ausreichenden Maße abbilden zu können, jedoch ist es sinnvoll, die optische Auflösungsgrenze bezüglich anderer Probensysteme auf mindestens 3 bis $4\mu\text{m}$ zu verbessern. So sind die Kontaktgeometrien bei Quanten-Hall-Proben in Bereichen, die deutlich kleiner sind als die Geometrien, welche in dieser Arbeit verwendet wurden. Die Modifikation der Auflösung betrifft zum einen die Fokussiereinheit (Linsensysteme), die Rastereinheit (mit telezentrischen Linsensystemen), aber auch das Profil des Laserstrahls. Es besteht die Möglichkeit, ein Mikroskopobjektiv zu verwenden. Wie aus aktuellen Informationen hervorgeht, stellt die Firma Microthek GmbH Objektive her, die für tiefe Temperaturen geeignet sein sollen. Es bleibt zu klären, ob sich das Objektiv in die Fokussiereinheit integrieren läßt.
- Um die Bewegung des Laserstrahls auf der Oberfläche der Linse und damit eine positionsabhängige Fokusgröße des Laserstrahls zu vermeiden, können telezentrische Linsensysteme zwischen die Ablenkwinkel der Rastereinheit eingesetzt werden (siehe Abb. 1.1). Durch die telezentrischen Linsensysteme werden die Rasterspiegel ineinander abgebildet, d.h. man hat am Ort des zweiten Spiegels wieder einen örtlich ruhenden Strahl und desgleichen in der Eintrittspupille des Objektivs. Dadurch wird während des Rastervorgangs Beschnitt vermieden, und man nutzt unabhängig vom Rasterwinkel die volle Apertur des Mikroskopobjektivs aus.
- Um eine optische Auflösungsgrenze von bis zu $3\mu\text{m}$ zu erreichen, muß ein möglichst gutes Gaußprofil des Laserstrahl vorliegen. Dieses kann z.B. durch eine Laserdiode mit Lichtfaserauskopplung erreicht werden. Die Laserdioden inkl. Kollimatoroptik haben in der Regel die gleichen Abmessungen der hier verwendeten Optik. Außerdem besteht im Bereich der Laserdiode hinreichend Platz zur Montage des Lichtwellenleiters zu Verfügung.

8.2.2 Dynamik der Stromfilamente

Durch den Einfluß eines transversalen Magnetfeldes auf filamentäre Strukturen kommt es bei parallelen Kontakten zu einer Bewegung der Filamente entlang der Kontakte. Dies ist auf die Wechselwirkung der freien Ladungsträger im Bereich des Filaments und der Lorentz-Kraft zurückzuführen. Die Lorentz-Kraft beschleunigt die Ladungsträger senkrecht zum angelegten Magnetfeld, so daß die Filamente zu 'wandern' beginnen. Durch das zusätzliche transversale Magnetfeld kommt es durch die Filamentwanderung zu magnetfeld-induzierten Strukturoszillationen im khz-Bereich. Aus Messungen unter Verwendung von zusätzlichen Spannungsabgriffen auf der Probe konnte bereits in den Arbeiten [9, 66, 67, 68, 69] auf ein seitliches Auswandern eines Stromfilamentes geschlossen werden. Diese Strominstabilitäten wurden ebenfalls in n-GaAs von [6, 25, 36, 70, 71] beobachtet.

Mit Hilfe von stroboskopischen Abbildungen läßt sich diese Dynamik aufnehmen. Dies ist schematisch in Abb. 8.1 dargestellt.

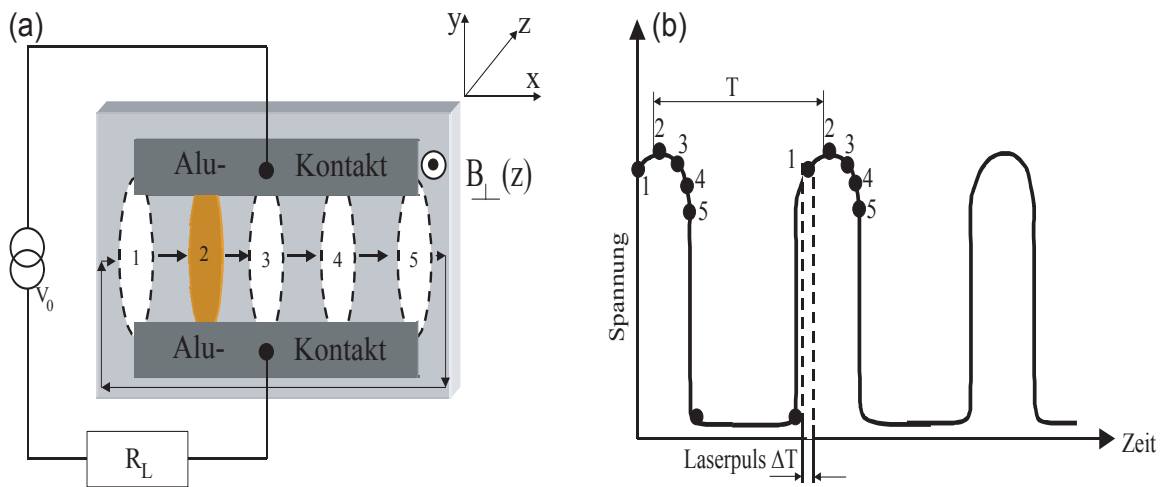


Abb. 8.1: Schematische Darstellung der Wirkung eines Magnetfeldes auf filamentäre Strukturen bei planparallelen Kontaktgeometrien. In (a) ist eine durch die Lorentz-Kraft erzwungene Verschiebung der Filamente dargestellt. Diese durchlaufen die Kontakte, erlöschen an deren Ende und zünden auf der anderen Seite der Kontakte wieder. Die Abb. (b) zeigt das aufgenommene Spannungssignal für den Durchlauf mit der Periode T .

Die Abb. 8.1 (a) zeigt die Wirkung auf ein Stromfilament durch die vom Magnetfeld erzeugte Lorentz-Kraft. Diese zwingt das Stromfilament zu einer Bewegung senkrecht zum Stromfluß. Entsteht beispielsweise ein Filament in (2), so wird es in positive x -Richtung beschleunigt (3,4,5), erlischt am Ende der Kontakte, zündet bei (1) und durchläuft erneut die Strecke (2,3,4,5) usw. Das Durchlaufen der Kontakte geschieht mit einer vom Magnetfeld abhängigen Frequenz (kHz-Bereich). Trägt man das Spannungssignal des Filamentdurchlaufs über der Zeit auf, so ist in Abb. 8.1 (b) ein periodisches Signal zu erkennen. Eine Periode beschreibt einen durch die Positionen (1) bis (5) gegebenen Durchlauf des Filaments.

Um die Bewegung der Filamente mit Hilfe des Raster-Laser-Mikroskops sichtbar machen zu können, müssen an verschiedenen Positionen der Proberasterlasermikroskopische Moment-Abbildungen aufgenommen werden. Um an einer bestimmten Position ein Filament aufzunehmen, muß der Laserpuls an immer der gleichen Position des periodischen Signals nach der Zeit ΔT eingeschaltet und wieder ausgeschaltet werden. Die Dauer und die zeitliche Lage des Laserpulses sind in (b) dargestellt. Die Durchlauffrequenz liegt in der Regel im Kilohertz-Bereich. Der Laser wird in dem Zeitintervall ΔT mit einer Frequenz von mehreren 100 Hz gepulst. Dies bedeutet eine gesamte Pulsfrequenz des Lasers von mehreren Megahertz.

8.2.3 Quanten-Hall-Effekt

Der klassische Hall-Effekt wurde 1879 von B.C. Hall entdeckt. Er besagt, wenn man ein Material (Metall, Halbleiter,...) in ein Magnetfeld legt, welches senkrecht zu der x - y -Ebene des Materials wirkt und zusätzlich einen Stromfluß j in x -Richtung anlegt, bildet sich ein elektrisches Hall-Feld E_y zwischen den gegenüberliegenden Seiten des Materials aus (s. Abb. 8.2). Dieser Effekt läßt sich mit Hilfe des Elektromagnetismus erklären: ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} erfährt die Lorentzkraft

\vec{F}_L , welche senkrecht auf \vec{v} und dem Magnetfeld \vec{B} steht. Die geladenen Teilchen werden dabei in die Richtung senkrecht zum Stromfluß und Magnetfeld beschleunigt. Die Potentialdifferenz ist gleich der Hallspannung zum gegebenen elektrischen Feld E_y . Für die obige Aussage ergibt der Stromfluß in x-Richtung $j_x = (nev/B) \cdot E_y$, mit der Hall-Leitfähigkeit nev/B . Es ist ersichtlich, daß die Hall-Leitfähigkeit R_H linear vom Magnetfeld \vec{B} abhängig ist.

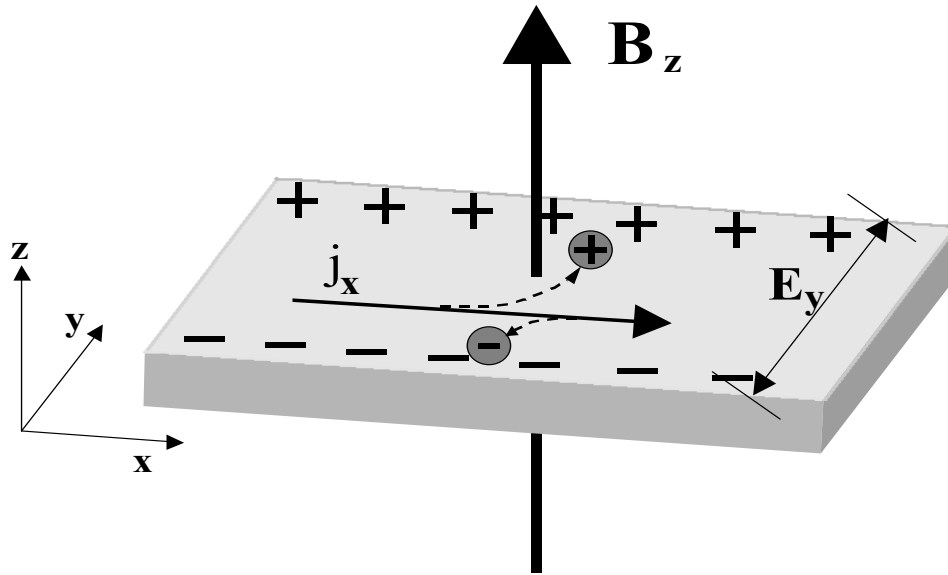


Abb. 8.2: Hallprobe mit Stromfluß j in x-Richtung und senkrechtem Magnetfeld B_z , wodurch sich ein elektrisches Hall-Feld E_y an den Enden der Probe ausbildet.

Die quantisierte Version des Hall-Effekts (QHE) wurde 100 Jahre später (1980) von K. von Klitzing (Nobelpreis 1985), Dorda und Pepper entdeckt [72]. Sie fanden heraus, daß R_H in manchen sehr dünnen Halbleiterschichten bei hohen Magnetfeldern (1-40T) und tiefen Temperaturen (mK-Bereich), als Funktion der Spannung V aufgetragen, Stufen bei den R_H -Werten $nh/2e^2$ aufweisen (siehe Abb.8.3).

In diesen Halbleiterelementen bildet sich bei diesen tiefen Temperaturen ein zweidimensionales Elektronengas aus, d.h. Elektronen befinden sich in einer Inversionsschicht, die eine Quantisierung des Elektronengases senkrecht zur Grenzschicht der Materialien hervorruft. Legt man ein Magnetfeld senkrecht zu dieser Ebene an, so kondensieren die Elektronen auf diskreten, quantisierten, aber jeweils vielfach entarteten Energieniveaus, den Landauniveaus. Hierbei bewegen sich die Ladungsträger in dem 2d-Elektronengas auf bestimmten erlaubten diskreten Kreisbahnen. In Abwesenheit von Magnetfeldern ist die Zustandsdichte als Funktion der Energie in zwei Dimensionen konstant. Unter dem Einfluß eines starken Magnetfeldes bilden sich erlaubte und verbotene Zustände in Abhängigkeit der Zyklotronenergie aus. Die erlaubten Zustände werden Landauniveaus genannt. Das bedeutet, daß sich der Hall-Widerstand in quantisierter Form in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld ändert. In einem endlichen Bereich des Magnetfeldes ist der Widerstand konstant, bis eine spontane Zunahme ein neues Plateau bildet. Der Effekt wurde zuerst in Silizium-MOSFET (metal-oxide semiconductor field-effect transistor)-Bauelementen in der Oxidgrenzschicht bei $T=1,5\text{K}$ beobachtet, später wurden GaAs-Verbindungen aufgrund ihrer höheren Ladungsträgermobilität gewählt.

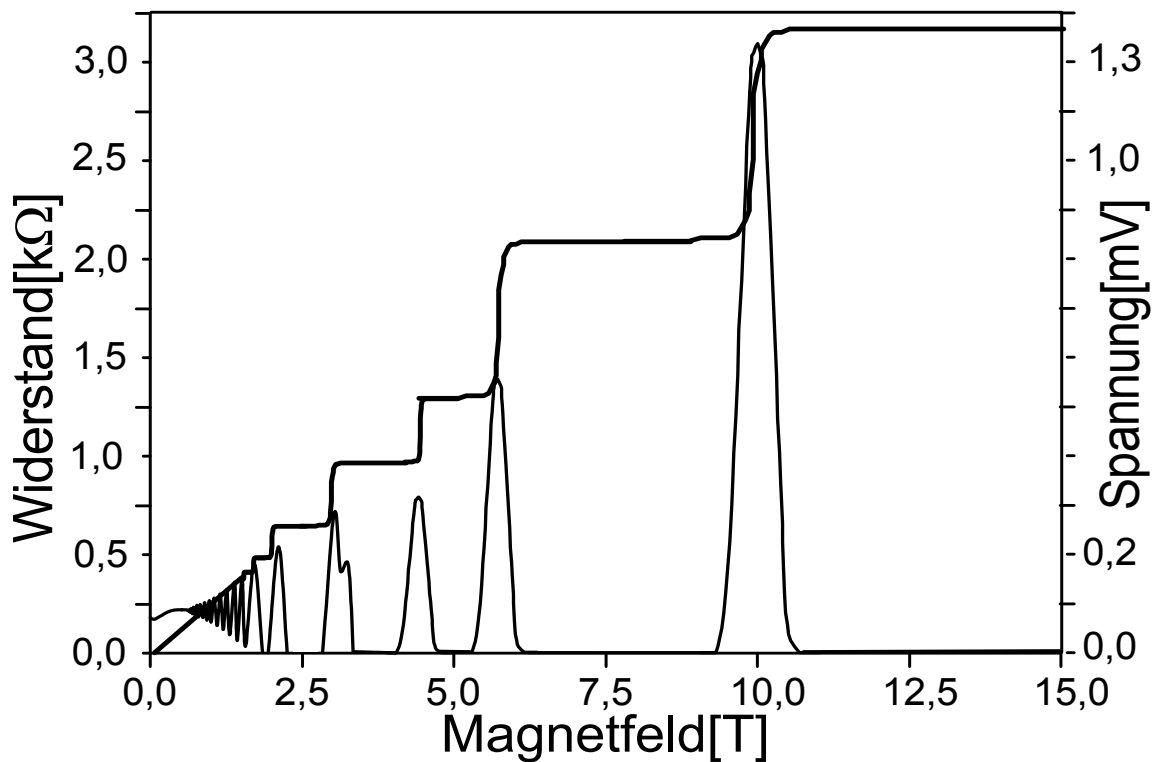


Abb. 8.3: Darstellung des ganzzahligen Quanten-Hall-Effekts in einem GaAs-GaAlAs-Halbleiterelement bei einer Temperatur von 30mK. Aufgetragen ist der Hall-Widerstand über dem Magnetfeld in Form einer Stufenfunktion. Die Hall-Spannung zeigt sich anhand von scharfen Kurven zwischen den einzelnen Stufen des Hall-Widerstandes. [73]

Die tiefen Temperaturen sind erforderlich, damit sich die Ladungsträger auf lokalisierten Zuständen befinden. Für orts aufgelöste Untersuchungen des Quanten-Hall-Effekts ist neben den extremen experimentellen Bedingungen der Ausschluß äußerer Störungen wie z.B. thermische Hintergrundstrahlung erforderlich, da sonst die Energie der Ladungsträger zu einer Delokalisierung ihrer Position, aus der Inversionsschicht heraus, führt.

8.2.4 Superconducting Quantum Interference Devices (SQUIDs)

SQUIDs sind die sensibelsten Sensoren für Messungen magnetischer Felder. Sie bestehen in der Regel aus einem winzigen supraleitenden Ring (weniger als 1 mm Durchmesser). Dieser ist durch ein rf SQUID oder zwei Josephson-Kontakte (dc SQUID) unterbrochen, welche als schwacher Supraleiter arbeiten. Nur ein kleiner Strom (wenige Mikroampere) kann ohne Verluste durch diese kleine Verbindung fließen. Oberhalb eines bestimmten kritischen Stromes bildet sich ein Spannungsabfall über der Verbindung. Ein magnetischer Fluß durch das SQUID, z.B. induziert durch ein externes magnetisches Feld, verändert den Wert des kritischen Stromes. Im Falle des dc SQUID verändert der magnetische Fluß den Gleichstromanteil, welcher durch das SQUID fließt. Dieser Gleichstromanteil ist ein wenig größer als die Summe der Ströme, die durch die Josephson-Kontakte fließen (der kritische Strom durch das SQUID). Daraus ergibt sich

ein Gleichspannungsabfall über der Verbindung, welche sich proportional zu dem angelegten magnetischen Feld ändert.

Ortsaufgelöste Messungen an Hochtemperatur SQUIDs durch ein TTREM stellen aufgrund der großen Störsignale der Magnetlinsen ein Problem dar. Durch die Verwendung des TTRLM, bei dem auf die Verwendung von magnetischen Komponenten verzichtet wurde, läßt sich sogar das Nyquist-Rauschen weitgehend unterdrücken [74].

8.2.5 Weitere Probensysteme

Die Vielzahl der zu untersuchenden Probensysteme ist fast unbegrenzt. Eingeschränkt wird dies vom Prinzip nur durch die Abmessungen der Probensysteme. Einige weitere Einsatzmöglichkeiten des TTRLM sind Messungen im Bereich der Qualitätskontrolle. Die Einsatzgebiete liegen weiter in der Defektanalyse während oder nach der Fertigung von Halbleitersystemen, wodurch optisch unsichtbare Oberflächendefekte oder Unterbrechungen erkannt werden können. Dies sind z.B. resistive Zustände in supraleitenden Schichten (sowohl Hoch- als auch Tief- T_C - Materialien, T_C : Sprungtemperatur), welche teilweise auch schon mit konventionellen Laser-Rastertechniken untersucht wurden [75, 76, 77]. Weiterhin lassen sich Josephson Junctions [78] oder Solarzellen untersuchen.

9. ANHANG

9.1 Übersicht der verwendeten Symbole.

Symbol	Bezeichnung	Symbol	Bezeichnung
	in Kapitel 2.1		
p	Vakuumdruck	I_{LD}	Strom der Laserdiode
λ	Wellenlänge des Lasers		
	in Kapitel 3		
B	Magnetfeld	Δy	Reproduzierbarkeit in y-Richtung
Δx	Reproduzierbarkeit in x-Richtung		
	in Abschnitt 5.1		
E_G	Bandlücke	E_A	Akzeptorniveau
	in Abschnitt 5.2.1		
σ	Leitfähigkeit	μ	Beweglichkeit
T	Temperatur	n	Dichte freier Ladungsträger
k_B	Boltzmann-Konstante	\vec{E}	elektrische Feldstärke
N_D	Donatorkonzentration	\vec{j}	Stromdichte
N_A	Akzeptorkonzentration	e	Elementarladung
K	Kompensationsgrad	E_D	Donatorniveau
N_C	effektive Zustandsdichte		
	in Abschnitt 5.2.2		
T_E	Elektronentemperatur	$\langle \varepsilon \rangle$	mittlerer Energie
T_L	Gittertemperatur	a_0	minimaler Kontaktabstand
τ_0	Lebensdauer freier Ladungsträger	$\langle \tau_m \rangle$	mittlere Impulsrelaxationszeit
τ_m	Impulsrelaxationszeit	$\langle \tau_E \rangle$	mittlere Energierelaxationszeit
τ_E	Energierelaxationszeit	m_0	effektive Trägermasse
$\langle \vec{p} \rangle$	mittlerer Impuls	E_{th}	Durchbruchfeldstärke
	in Abschnitt 5.3		
V_P	Probenspannung	l	Länge der Probe
I_P	Probenstrom	$B \cdot D$	Querschnittsfläche der Probe
T_{int}	Integrationsdauer		
	in Abschnitt 5.3.1		
V_{th}	Durchbruchsspannung	C	Gesamtkapazität des Systems
V_h	Haltespannung	R_1	Zustand niedriger Leitfähigkeit
τ_1	Einschaltzeit (Ladezeit)	R_2	Zustand hoher Leitfähigkeit
τ_2	Ausschaltzeit (Entladeszeit)	R_L	Lastwiderstand

Symbol	Bezeichnung	Symbol	Bezeichnung
	in Abschnitt 5.4		
$2R_a + R_b$	Filamentwiderstand	R_x	Ankoppelwiderstand
R_c	Gebiet niedriger Leitfähigkeit	ΔI	Stromänderung
R_d	Gebiet hoher Leitfähigkeit		
	in Abschnitt 6.2		
V_{R_L}	Spannungsabfall an R_L	$\Delta V(x, y)$	Ortsabhängige Spannungsänderung
R_V	Vorwiderstand des Systems	$\Delta I(x, y)$	Ortsabhängige Stromänderung
	in Abschnitt 7.1		
Δ_K	Temperaturabweichung	ω_c	Zyklotronfrequenz
P_{IR}	Leistung IR-Diode	$l_p(0)$	Stoßdistanz B=0
B_z	Magnetfeld in z-Richtung	$l_p(B)$	Stoßdistanz B≠0
\vec{F}_L	Lorentzkraft	$V_{th}(B)$	Durchbruchsspannung B≠0
\vec{v}	Ladungsträrgeschwindigkeit	f	Oszillationsfrequenz
F_{r_c}	Radialkraft	Q	Ladung der Kapazität C
r_c	Bahnradius	t_{th}	Durchbruchszeit
m	Ladungsträgermasse	t_h	Haltezeit
	in Abschnitt 7.3.2		
d	Filamentdurchmesser	$U_{max}(i)$	Max. Spannung der Abbildung i
b	Probendicke	U_{max}	Max Spannung aller Abbildungen

9.2 Materialparameter

Bezeichnung	Abk.	Definition	Dotierung: $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	Dotierung: $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	Einheiten:
Driftgeschwindigkeit	v_D	$\mu \epsilon$	8×10^5	5×10^6	cm/s
Diffusionskonstante	D	$K_B T^* \mu$	2×10^3	1×10^3	cm ² /s
Lebensdauer	τ_R		1×10^{-7}	1×10^{-8}	s
dielektrische Relaxationszeit	τ_D		1×10^{-11}	1×10^{-12}	s
Energierelaxationszeit	τ_E		3×10^{-9}	4×10^{-11}	s
Impulsrelaxationszeit	τ_p		4×10^{-11}	2×10^{-11}	s
Energierelaxationslänge	λ_R	$v_D \tau_R$	800	500	μm
Rekombinationslänge	l_R	$(D \tau_R)^{1/2}$	100	30	μm
Driftlänge	λ_D	$v_D \tau_D$	0,02	0,05	μm
Debye Länge	l_D	$(D \tau_D)^{1/2}$	1	0,3	μm
Energiedriftlänge	l_E	$(D \tau_E)^{1/2}$	70	2	μm

Abb. 9.1: Übersicht der halbleiterphysikalischen Materialparameter von unterschiedlich dotiertem p-Ge nach [65].

9.3 Schnüre aus Chemiefasern

Schnüre aus Chemiefasern								
Werkstoff			Polyamid	Polypropylen	Polyester	Aramid		
Abk.		PE	PA	PP	PES		HPPE ECPE PEHM	Liquid Crystal PES
Handelsnamen		Hostalen Lupolen Vestalen	Nylon Perlon Enkalon	Hostalen Meraklon Novolen	Dacron Diolen Trevira	Kevlar Twaron Nomex	Dyneema Spectra	Vectran
Zugfestigkeit						hoch	hoch	sehr hoch
Zugfestigkeit	kp/mm ²	30...65	70...100	20...55	85...130	250...400	250...300	
Gewicht	g/cm ³	0,96	1,14	0,92	1,30	1,44	0,95... 0,97	1,38
Bruchdehnung	in %	10...45	15...20	15...30	10...20	2...4	3...4	
Kriechverhalten							wenig	geringst
UV-Stabilität		gut	bedingt		gut	weniger	hoch	hoch
Knickfestigkeit		hoch				wenig	hoch	sehr hoch
Scheuerfestigkeit			gut		gut	gering	sehr gut	gut
Glattheit					mittel	niedrig	hoch	niedrig
Naßverhalten							hydrophob	
Wasser- aufnahme					1%	7%	0%	0%
Reduzierung der Höchstzugkraft	durch Knoten		40%		50%	60%	45%	
Reduzierung der Höchstzugkraft	durch Feuchtigkeit		15%		0%	20%	0%	
Schädigung durch Temperatur	bei °C		120...180		120...180	~250 ausser Nomex	~135	

Abb. 9.2: Gegenüberstellung einiger Chemiefasern für die Ankopplung zwischen Piezobewegung und Spiegelachse. Da Kevlar sehr gute Eigenschaften aufweist und leicht zu bearbeiten ist, findet es Einsatz in der Rastereinheit. Der Einsatz von Spectra und Vectran mit noch besseren Eigenschaften muß noch getestet werden [79]

9.4 Technische Daten

Technische Daten des Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops	
Abmessungen der Grundplatte	150 mm x 20 mm
Laserdiode	Für Kollimatorgehäuse 10 mm Durchmesser
Reproduzierbarkeit	15 – 20 μm
Rasterbereich	10 mm Durchmesser (Linsendurchmesser)
Rastergeschwindigkeit	Max. 10 Zeilen pro Sek.
Justierdauer pro Spiegel	300K:2min, 77K:6min, 4.2K : 30 min
Fokussierung in mm	$\pm 3\text{mm}$, Stellzeit 5 min/mm bei 77K
Optische Auflösungsgrenze	15 μm
Maximale Bildgröße	4096 x 4096 Bildpunkte
Meßmethoden	Reflexion, LBIV, LBIC
Probengröße	Maximal 15 mm Durchmesser
Temperaturbereich	330 K bis 1.6 K
maximales Magnetfeld	5 T
Abkühlzeit	300K bis 77K ca. 5min, 77K bis 4.2K ca. 40min
Zeit zum Evakuieren bis $1 \cdot 10^{-5}$ mbar	Mindestens 2 Stunden
Widerstand der internen Heizung	20 Ohm
Zusätzliche Beleuchtung	Durch Leuchtmittel mit max. Durchmesser von 5mm
Temperaturwiderstand	Cernox-Widerstand
Länge des Probenhalters	Ca. 1000 mm
Mögliche Kryostaten	Kryostatprobenraum in Mikroskopabmessungen

Abb. 9.3: Tabellarische Darstellung der technischen Daten des TTRLMs.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] B. Gänger, *Der elektrische Durchschlag in Gasen* (Springer, Berlin, 1953).
- [2] N. Sclar, E. Burstein, *J. Phys. Chem. Solids* 2, 1 (1957).
- [3] S.H. Koenig, G.R. Gunther-Mohr, *J. Phys. Chem. Solids* 2, 268 (1957).
- [4] S.H. Koenig, R.D. Brown, W. Schillinger, *Phys. Rev.* 128, 1668 (1962).
- [5] Iu.L. Ivanov, S.M. Ryvkin, *Sov. Phys.-Tech. Phys.* 3, 722 (1958).
- [6] J. Peinke, J. Parisi, O.E. Rössler, R. Stoop, *Encounter with Chaos* (Springer, Berlin, 1992).
- [7] J. Peinke, A. Mühlbach, R.P. Huebener, J. Parisi, *Phys. Lett.* 108A, 407 (1985).
- [8] J. Peinke, B. Röhricht, A. Mühlbach, J. Parisi, Ch. Nöldeke, R.P. Huebener, O.E. Rössler, *Z. Naturforsch.* 40A, 562 (1985).
- [9] W. Clauss, (Dissertation, Universität Tübingen, 1990).
- [10] K. Aoki, K. Miyamae, T. Kobayashi, K. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Japan* 50, 357 (1981).
- [11] K. Aoki, K. Yamamoto, *Firing wave instability of the current filaments in a semiconductor*, *Phys. Lett.* 98A, 72 (1983).
- [12] A.M. Barnett, A.G. Milnes, *J. Appl. Phys.* 37, 4215 (1966).
- [13] A.M. Barnett, A.G. Milnes, *Appl. Phys. Lett.* 12, 341 (1968).
- [14] A.M. Barnett, in *Semiconductors and Semimetals Vol 6 eds.*, R.K. Willardson, A.C. Beer, Academic Press, New York, 1970, pp 141).
- [15] B.K. Ridley, *Proc. Phys. Soc.* 82, 954 (1963).
- [16] I. Melngailis, A.G. Milnes, *J. Appl. Phys.* 37, 4215 (1962).
- [17] F.-J. Niedernostheide, in *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Devices* (Springer, Berlin, 1995).
- [18] F.-J. Niedernostheide, M. Kreimer, B. Kukuk, H.-J. Schulze and H.G. Purwins, *Phys. Lett.* 191A, 285 (1994).
- [19] F.-J. Niedernostheide, B.S. Kerner, H.G. Purwins, *Phys. Rev.* B46, 7559 (1992).

- [20] F.-J. Niedernostheide, M. Arps, R. Dohmen, H. Willebrand, H.G. Purwins, Phys. Stat. Sol. (B) 172, 249 (1992).
- [21] D. Jaeger, H. Baumann, R. Symanczyk, Phys. Lett. A117, 141 (1986).
- [22] H. Baumann, R. Symanczyk, C. Radehaus, H.G. Purwins, D. Jaeger, Phys. Lett. A123, 421 (1987).
- [23] K.M. Mayer, R. Gross, J. Parisi, J. Peinke, R.P. Huebener, Solid State Commun. 63, 55 (1987).
- [24] K.M. Mayer, J. Parisi, J. Peinke, R.P. Huebener, Physica 32D, 306 (1988).
- [25] U. Rau, K.M. Mayer, J. Parisi, J. Peinke, W. Clauss, R.P. Huebener, Solid-State Electron. 32, 1365 (1989).
- [26] U. Rau, K. Aoki, J. Parisi, J. Peinke, W. Clauss and R.P. Huebener, Z. Phys. B-Condensed Matter 81, 53 (1990).
- [27] K.D. Morhard, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1990).
- [28] U. Rau, J. Peinke, J. Parisi, R.P. Huebener, Z. Phys. B71, 305 (1988).
- [29] K.M. Mayer, J. Peinke, B. Röhricht, J. Parisi and R.P. Huebener, Phys. Scr. T19, 505 (1987).
- [30] R. Stoop, J. Peinke, J. Parisi, B. Röhricht and R.P. Huebener, Physica 35D, 425 (1989).
- [31] R. Richter, J. Peinke, W. Clauss, U. Rau, J. Parisi, Europhys. Lett. 14, 1 (1991).
- [32] K.M. Mayer, (Dissertation, Universität Tübingen, 1989).
- [33] W. Müller, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1991).
- [34] A. Brandl, M. Volcker, W. Prettl, Solid State Commun. 72, 847 (1989).
- [35] A. Brandl, W. Prettl, Phys. Rev Lett. 66, 3044 (1991).
- [36] A. Brandl, W. Prettl, in *Festkörperprobleme, Vol 30* (Vieweg, Braunschweig, 1990) p371.
- [37] V. Novak, W. Prettl, in *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Devices*, ed. F.-J. Niedernostheide (Springer, Berlin, 1995) p.145.
- [38] W. Eberle, (Dissertation, Universität Regensburg, 1996).
- [39] A. Achatz, M. Beck, R. Seger, G. von Sengbusch, Acta hitochemica, Suppl.-Bd. XXL, 147 (1980).
- [40] P.H. Bartels, Anal. and Quant. Cytol. 3, 55 (1981).
- [41] V. Wilke, U. Gödecke, P. Seidel, ZF-Lab 1, *Laser-Scan-Mikroskop* (Carl Zeiss, Oberkochen, 1983).

- [42] A. Willmann, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1992).
- [43] W. Birmili, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1994).
- [44] B. Weidlich, (Diplomarbeit, Universität Bayreuth, 1994).
- [45] P. A. Stagge, (Diplomarbeit, Universität Bayreuth, 1995).
- [46] A. Kittel, *Persönliche Mitteilung*, (1999).
- [47] A. Kittel, P. Stagge, J. Parisi, Rev. Sci. Instrum. 2, 68 (1996).
- [48] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 1981).
- [49] Piezosystem Jena, *Piezofibel*, (Piezosystem Jena, 1995).
- [50] Metafot GmbH Karl-Bamler-Str.40 42389 Wuppertal
- [51] LFM Laserzentrum FH Münster, FB11 Stegerwaldstraße 39 48565 Steinfurt.
- [52] M. Bayerbach, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1990).
- [53] A.F. Bogenschütz, *Ätzpraxis für Halbleiter*, (Hanser, München, 1967).
- [54] K.Seeger, *Semiconductor Physics*, (Springer, Berlin, 1989).
- [55] J.R. Christman, *Festkörperphysik*, (Oldenbourg, München, 1992).
- [56] V.L. Bonch-Bruевич und S.G. Kalasnikov, *Halbleiterphysik* (Deutscher Verlag der Wissenschaften VEB, Berlin, 1982).
- [57] K. Aoki, *Nonlinear Dynamics and Chaos in Semiconductors*, (Institute of Physics, Bristol, 2001).
- [58] J. Parisi, U. Rau, J. Peinke, K.M. Mayer, Z. Phys. B - Condensed Matter 72, 225 (1988).
- [59] E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors Self-Organization Induced by Generation and Recombination Processes* (Springer, Berlin, 1987).
- [60] P. Norton, H. Levinstein, Phys. Rev. B 6, 478 (1972).
- [61] W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain, J. Phys. Chem. Solids 31, 324 (1970).
- [62] N. Sclar, E. Burnstein, J. Phys. Chem. Solids 2, 1 (1957)
- [63] A. Kittel, (Dissertation, Universität Tübingen, 1990).
- [64] U. Rau, J. Peinke, K. Karpierz, J. Lusakowski, W. Knap, Phys. Lett. 152A, 356 (1991).
- [65] U. Rau, (Dissertation, Universität Tübingen, 1991).
- [66] W. Clauß, U. Rau, J. Peinke, J. Parisi, A. Kittel, M. Bayerbach, R.P. Huebener, J. Appl. Phys. 70, 232 (1991).

- [67] M. Hirsch, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1992).
- [68] G. Hüpper, K. Pyragas, Schöll, Phys. Rev. B 47, 15515 (1993).
- [69] A. Kittel, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, (1990).
- [70] A.Brandl, T. Geisel and W. Prettl, Europhys. Lett. 3, 401 (1987).
- [71] A. Brandl, M. Völker and W. Prettl, Appl. Phys. Lett. 55, 238 (1989); Solid State Commun. 72, 847 (1989).
- [72] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980)
- [73] D.R. Leadly, (<http://www.warwick.ac.uk/phsbn/qhe.htm>, 2001).
- [74] A. Pfander, (Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1995).
- [75] I.M. Dmitrenko, P.A. Grib, A.G. Sivakov, O.G. Turutanov, A.P. Zhuravel, J. Low. Temp. Phys. 19, 4 (1992).
- [76] A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, I.M. Dmitrenko, B. Verkin Institute, (1993).
- [77] V.A. Konovodchenko, A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, V.G. Efremenko, B.B. Bandyran, Cryogenics 26 (1986).
- [78] J. Chang, Phys. Rev. B 31,9 (1985).
- [79] Phoenix Seilmanufaktur, (<http://www.drachenmanufaktur.de>, 2000).

Danksagung

Das Ende der Promotion rückt in greifbare Nähe, und am Ende ruft man sich noch einmal die Erinnerungen der vergangenen Jahre und Ereignisse in das Gedächtnis zurück. Mit dem Dank an all die Menschen, die mir in dieser Zeit zur Seite standen, möchte ich diese Danksagung beginnen.

Die Arbeit entstand in der Abteilung Energie und Halbleiterforschung der Universität Oldenburg, deren Leiter Herrn Prof. Dr. Jürgen Parisi ich für die Möglichkeit der Promotion, sein Vertrauen und die stete Bereitschaft aktuelle Probleme mit mir zu diskutieren danken möchte. Wäre Achim Kittel in den 90iger Jahren die Idee von unserem Tief-Temperatur-Raster-Laser-Mikroskop nicht gekommen, hätte diese Arbeit gar nicht erst entstehen können. Für seine Ratschläge, Ideen und Gedanken und für die ausgiebige Korrektur der Arbeit möchte ich ihm danken.

Holger Koch möchte ich für sein Interesse an dem Mikroskop und die Idee bezüglich der Rastereinheit besonders danken. Hans Holtorf und die kleinen Spitzfindigkeiten in unseren Gesprächen; ich hoffe, er hat es nie zu ernst genommen. Meinen Arbeitskollegen aus der anorganischen und organischen Photovoltaik und der nichtlinearen Dynamik, die mich stets bei der teilweisen Sisyphus-Arbeit moralisch unterstützt und aufgebaut haben, möchte ich für das angenehme Arbeitsklima danken. Bei den Oldenburger Mechanik- und Feinmechanik-Werkstätten möchte ich mich für die Kooperation und die Hilfsbereitschaft bedanken.

Im besonderen Maße danke ich von ganzem Herzen meiner Familie, meiner Frau Sabine und meinen beiden vier und zwei Jahre alten Kindern Timm und Malte. Die Liebe und der Rückhalt der drei hat mir die Zeit der Promotion um vieles einfacher gemacht. Nochmals herzlichen Dank.

Jeder weiß, als Doktorand verdient man in der Regel nicht viel. Ohne die Unterstützung unserer Eltern in moralischer und finanzieller Hinsicht konnten wir aber die Zeit der Promotion ohne Sorgen bestehen.

Unseren Freunden und Bekannten, die sich die Probleme anhören wollten (oder mußten), danke ich für das Zuhören und die Diskussionen auch nicht physikalischer Gesprächsthemen.

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt habe und keine anderen Hilfsmittel und Quellen benutzt habe.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Familienname: Bornemann
Vorname: Lars
Geboren am/in: 24.05.1968 in Stuttgart
Familienstand: verheiratet, zwei Kinder

Bildungsweg

1974-1980 Grundschule/Orientierungsstufe Hude
1980-1983 Graf-Anton-Günther-Gymnasium Oldenburg
1983-1986 Realschule Hude
1986-1990 Fachgymnasium Technik Oldenburg
Abitur 1990
Zivildienst: 06/1990 - 08/1991
Deutsches Rotes Kreuz

Berufliche Ausbildung

10/1991 - 11/1997 Carl-von-Ossietsky Universität Oldenburg
Studium der Physik
Diplomarbeit zu dem Thema:
"Grenzflächencharakterisierung von polykristallinen Dünnschicht-Solarzellen aus $Cu(In, Ga)Se_2$ mit Hilfe der Quantenausbeute."
November 1997 Diplom-Prüfung
12/1997 - 12/2001 Promotion in der Abteilung "Energie und Halbleiterforschung."
an der Universität Oldenburg zu dem Thema:
"Raum-zeitliche Abbildungen von Stromfilamenten in p-Germanium mit Hilfe eines Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskops"