

---

# Herstellung und Charakterisierung von schnellen Photoleitungsschaltern

---

**Diplomarbeit**

vorgelegt von  
**Stefan Bretschneider**  
aus Rotenburg an der Wümme

angefertigt am IV. Physikalischen Institut der



19. Mai 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Optische Lithographie</b>	<b>7</b>
2.1	Einleitung . . . . .	7
2.2	Theoretische Grundlagen . . . . .	7
2.2.1	Überblick . . . . .	7
2.2.2	Aufspinnen und Ausbacken des Resists . . . . .	9
2.2.3	Belichtungsprozess . . . . .	10
2.2.4	Entwicklungsprozess . . . . .	12
2.3	Experimentelles . . . . .	14
2.3.1	Der Reinraum . . . . .	14
2.3.2	Aufbau des Belichtungssystems . . . . .	16
2.3.3	Bestimmung der Prozessparameter . . . . .	17
2.3.4	Ergebnisse . . . . .	20
2.4	Zusammenfassung . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Elektronenstrahlithographie</b>	<b>25</b>
3.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	25
3.1.1	Überblick . . . . .	25
3.1.2	Resistsystem . . . . .	25
3.1.3	Auflösung . . . . .	27
3.2	Experimentelles . . . . .	29
3.2.1	Das Lithographiesystem Lion-LV1 . . . . .	29
3.2.2	Bestimmung der Linienbreiten . . . . .	32
3.2.3	Schreiben der Strukturen . . . . .	34
3.3	Zusammenfassung . . . . .	41

<b>4</b>	<b>Optische Schalter auf LT-GaAs</b>	<b>42</b>
4.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	42
4.1.1	Schnelle Photoleitungsschalter . . . . .	42
4.1.2	Eigenschaften von LT-GaAs . . . . .	44
4.1.3	Der Titan-Saphir-Laser . . . . .	51
4.1.4	Autokorrelationsmessungen . . . . .	55
4.1.5	Photoleitungssampling . . . . .	59
4.2	Meßaufbau und Ergebnisse der Messungen . . . . .	60
4.2.1	Gleichstrommessungen . . . . .	60
4.2.2	Autokorrelationsmessungen . . . . .	64
4.2.3	Photoleitungssamplingmessungen . . . . .	80
4.2.4	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	81
4.3	Zusammenfassung . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>86</b>
5.1	Ausblick . . . . .	87
<b>A</b>	<b>Bezierkurven</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>C-Programme zur Datenerzeugung für die Elektronenstrahlithographie</b>	<b>92</b>
<b>C</b>	<b>Probenpräparation in der Optischen Lithographie</b>	<b>99</b>
<b>D</b>	<b>Probenpräparation in der Elektronenstrahl-Lithographie</b>	<b>100</b>
<b>E</b>	<b>Labview-Programme</b>	<b>101</b>
<b>F</b>	<b>Präparation der Schalter und Wachstumsinformationen zum LT-GaAs-Wafer</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung von schnellen Photoleitungsschaltern zur Erzeugung von kurzen Strompulsen. Solche Schalter finden ihre Anwendung in der Charakterisierung von schnellen Bauelementen, um deren Zeitverhalten im Pikosekundenbereich untersuchen zu können. Als Beispiele seien hier Feldeffekttransistoren [1, 2], Resonanztunnelioden [3] sowie die Untersuchung der Pulsausbreitung auf Wellenleitern genannt [4, 5]. Um solche schnellen Bauelemente untersuchen zu können benötigt man Pulse im Pikosekundenbereich. Die in dieser Arbeit verwendeten Schalter sollen dazu verwendet werden, um die Magnetisierungsdynamik von magnetischen Nanostrukturen und Bauelementen wie TMR-Elementen zu untersuchen. Dabei sollen durch den mit dem Strompuls einhergehenden Magnetfeldpuls z.B. die Magnetisierung von Nanostrukturen auf der Leiterbahn verändert werden und die Änderung zeitaufgelöst mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt untersucht werden. Die bisher hierfür verwendeten Strompulse liegen meist jedoch bestenfalls im Bereich von 100ps und mehr. Aufgrund der Verwendung von bei tiefen Temperaturen gewachsenen GaAs (LT-GaAs) ist es in dieser Arbeit gelungen Photoleitungsschalter mit Schaltzeiten unter 15ps herzustellen. Damit wird die Messung der Magnetisierungsdynamik in Experimenten mit einer Anregung durch schnelle Strompulse auf einer bisher nicht erreichbaren Zeitskala ermöglicht. Diese Experimente erlauben es die Ummagnetisierungsdynamik besser zu verstehen und die Umschaltgeschwindigkeit in magnetischen Nanostrukturen zu bestimmen, was besonders für technologische Anwendungen in der Speichertechnologie relevant ist. Zur Herstellung der Schalter und zur Strukturierung der für die späteren Experimente nötigen magnetischen Strukturen wurde ein System für die optische Lithographie aufgebaut. Zur Strukturierung kleinerer Elemente wurden ebenfalls die nötigen Prozessparameter für die Elektronenstrahlolithographie bestimmt was die Erzeugung von Strukturen im Bereich von etwa 50nm erlaubt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Zunächst werden im Kapitel 2 die Grundlagen der Strukturierung in der optischen Lithographie erläutert und die Ergebnisse und Möglichkeiten des in der Arbeit aufgebauten Systems für die optische Lithographie dargestellt. Kapitel 3 führt zunächst in die wich-

tigsten Grundlagen der Elektronenstrahlithographie ein, um im Folgenden die experimentellen Ergebnisse der Strukturierung zu erläutern. Kapitel 4 beginnt mit einer kurzen Einführung über schnelle Photoleitungsschalter. Darauf aufbauend werden im Abschnitt (4.1.2) die Materialeigenschaften des in der Arbeit als Substratmaterial für die Photoleitungsschalter verwendeten LT-GaAs beschrieben. Der darauffolgende Abschnitt (4.1.3) führt in die wichtigsten Grundlagen zur Erzeugung und Beschreibung kurzer Laser-Pulse ein, welche für die zeitaugelösten Messungen benötigt werden. In Abschnitt (4.1.4) werden zwei wichtige theoretische Modelle zur Beschreibung von zeitaufgelösten Autokorrelationsmessungen an schnellen Photoleitungsschaltern erläutert. Der letzte Abschnitt (4.1.5) der theoretischen Grundlagen gibt eine kurze Einführung in die Methode des Photoleitungssamplings. Im experimentellen Teil von Kapitel 4 wird dann zunächst der Meßaufbau für die Gleichstrommessungen beschrieben und die Ergebnisse der I-U-Kennlinien an den Photoleitungsschaltern dargestellt. Darauf folgt die Beschreibung des Meßaufbaus für die zeitaufgelösten Messungen und die damit durchgeführten Messungen der Autokorrelation und des Photoleitungssamplings. Im letzten Teil von Kapitel 4 werden die aus den experimentellen Daten gewonnenen Ergebnisse diskutiert. In Kapitel 5 erfolgt eine Zusammenfassung der Arbeit sowie ein Ausblick auf künftige Anwendungen schneller Photoleitungsschalter.

Im Anhang befinden sich die Angaben der Prozessparameter für die optische- und Elektronenstrahlithographie sowie die Schritte zur Herstellung der Schalter. Ebenfalls im Anhang sind die für die Datenerfassung und Steuerung des Meßaufbaus erstellten Meßprogramme und die C-Programme für die Erzeugung der Datenfiles zum Schreiben der Strukturen in der Elektronenstrahlithographie.

# Kapitel 2

## Optische Lithographie

### 2.1 Einleitung

Bei der optischen Lithographie handelt es sich um die am weitesten verbreitete Form der Lithographie mit deren Hilfe heutzutage in der Industrie bereits Strukturen im Bereich von etwa  $100\text{nm}$  hergestellt werden können. Ohne sie würde es wohl keine Computerindustrie geben, da nahezu jeder Strukturierungsprozess in der Halbleiterfertigung auf ihr basiert. Der größte Vorteil gegenüber anderen Lithographiemethoden liegt in der hohen Geschwindigkeit gegenüber sonstigen Verfahren wie zum Beispiel der direktschreibenden Elektronenstrahlolithographie. Ohne eine stetige Verbesserung der Methoden der optischen Lithographie wäre die rasante Entwicklung der Computerindustrie in den letzten Jahrzehnten kaum möglich gewesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Belichtungssystem für die optische Lithographie aufgebaut, um die Herstellung von magnetischen Mikrostrukturen und Bauelementen im Mikrometerbereich zu ermöglichen.

### 2.2 Theoretische Grundlagen

#### 2.2.1 Überblick

Zunächst soll ein grober Überblick über die optische Lithographie und deren Prozessschritte gegeben werden. In Abbildung 2.1 ist der Arbeitsablauf für eine Strukturierung mit Ätzprozess dargestellt. Nach der Beschichtung des Substrates mit dem Photolack wird die Probe im Ofen ausgeheizt, um die restlichen Lösungsmittel auszugasen, eventuelle Verspannungen im Resist zu entfernen und die Haftung zu verbessern [6]. Der darauf folgende Belichtungsprozeß durch eine Maske führt dazu, daß der Resist an den beleuchteten Stellen entweder durch den Entwickler entfernt wird (Positivresist) oder stehen bleibt (Negativresist). Der nun strukturierte Resist dient als Ätzmaske, die dafür sorgt, daß das Substrat nur an den gewünschten Stellen angeätzt wird und somit die Strukturen in das Substrat übertragen werden können. Im Rahmen der Arbeit wurde allerdings die

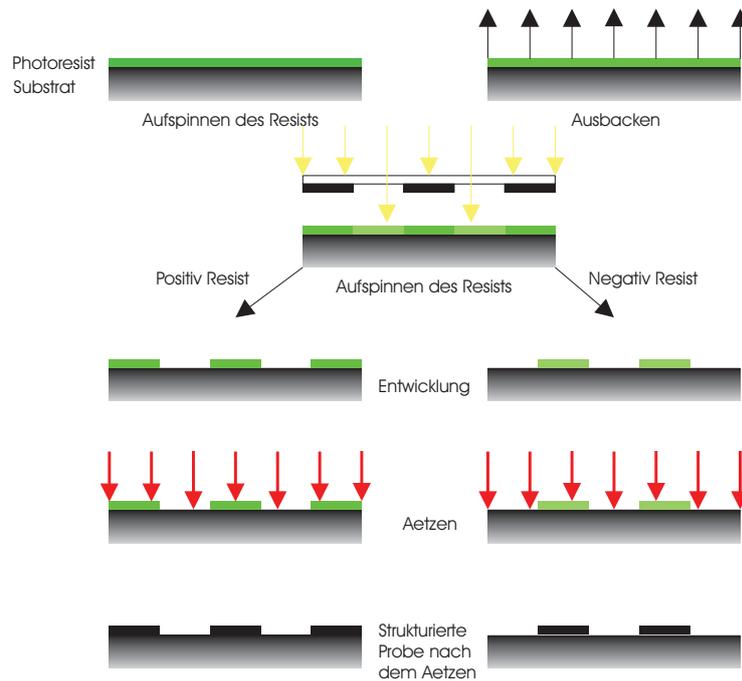


Abbildung 2.1: Strukturierung mit Ätzprozess

sogenannte Lift-Off Technik angewandt, welche in Abbildung 2.2 zu sehen ist. Im Gegensatz zur Strukturübertragung mittels Ätzen wird beim Lift-Off nach dem Entwickeln eine Metallisierung aufgedampft. Wird der Resist nun wieder entfernt nimmt er die darauf liegende Metallisierung mit sich und lässt so die gewünschten Strukturen zurück.

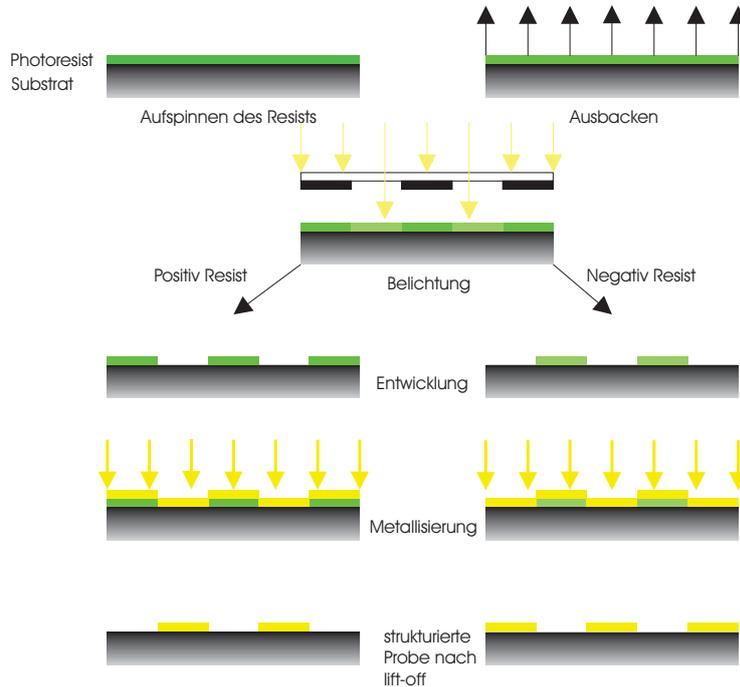


Abbildung 2.2: Strukturierung mit Lift-Off Technik

### 2.2.2 Aufspinnen und Ausbacken des Resists

Um eine möglichst homogene Schichtdicke zu erreichen wird der Photolack auf das Substrat aufgebracht und dann bei hohen Umdrehungsgeschwindigkeiten mit einem Spincoater auf der Probe verteilt. Für ein gegebenes Resistsystem läßt sich die Schichtdicke über die Rotationsgeschwindigkeit einstellen [6]

$$T = \frac{KC^{\beta}\eta^{\gamma}}{\omega^{\alpha}} \quad (2.1)$$

mit  $K$  = Kalibrierungskonstante

$C$  = Polymerkonzentration in g/100ml Lösung

$\eta$  = intrinsische Viskosität

$\omega$  = Umdrehungen pro Minute

Nach Bestimmung der experimentellen Parameter  $\alpha, \beta, \gamma$  kann Formel (2.1) benutzt werden, um die Resistdicke vorherzusagen. Das Aufspinnen des Resists ist von entscheidender Bedeutung, besonders bei der Erzeugung von sehr kleinen Strukturen, da bei ungleichmäßiger Lackdicke die Entwicklungszeiten und Linienbreiten nicht reproduzierbar

sind. Nach der Beschichtung enthält der Photolack noch bis zu etwa 15% Lösungsmittel, welches man beim folgenden Ausbacken der Probe im Ofen verdampfen läßt. Weiterhin dient das Ausheizen dem Entfernen von Verspannungen im Resist und verbessert zudem die Haftung auf dem Substrat [6]. Die sorgfältige Optimierung der Heiztemperatur und der Heizzeit können für den gesamten Lithographieprozess von entscheidender Bedeutung sein.

### 2.2.3 Belichtungsprozess

Nach dem Ausbacken wird die Probe durch eine Maske, die die Strukturen als durchsichtige und undurchsichtige Bereiche enthält, belichtet. Durch die Einwirkung der Strahlung wird der Resist chemisch derart verändert, daß er an den belichteten Stellen entweder besser im Entwickler gelöst wird (Positivresist) oder schlechter (Negativresist). Man bekommt also je nach verwendetem Photolack ein positives oder negatives Abbild der Maske. Für die Belichtung existieren im wesentlichen drei verschiedene Belichtungsverfahren, welche in Abbildung 2.3 gezeigt werden.

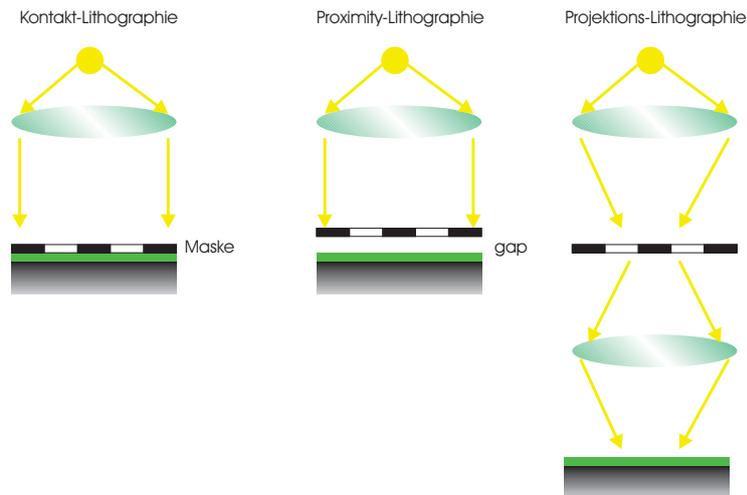


Abbildung 2.3: verschiedene Belichtungssysteme in der optischen Lithographie

#### Kontakt- und Proximity-Lithographie

In der Proximity-Lithographie befindet sich die Maske während der Belichtung in der Regel nur wenige Mikrometer über dem Resist. Die Kontakt-Lithographie ist so gesehen ein Spezialfall der Proximity-Lithographie, da sich hierbei die Maske in direktem Kontakt zum Photoresist befindet. Die Auflösung ist in beiden Fällen durch die Nahfeldbeugung (Fresnel-Beugung) begrenzt. Die theoretisch kleinste erreichbare Auflösung für ein Linienmuster wie in Abbildung 2.4 ist durch Formel (2.2) gegeben [6].

$$R = b_{min} = \frac{3}{2} \sqrt{\lambda \left( s + \frac{z}{2} \right)} \quad (2.2)$$

mit  $b_{min}$  = halbe Periode des Linienmusters und minimale Strukturgröße wie in Abb. (2.4)

$s$  = Abstand zwischen Maske und Photoresist

$\lambda$  = Wellenlänge der verwendeten Strahlung

$z$  = Photoresistdicke

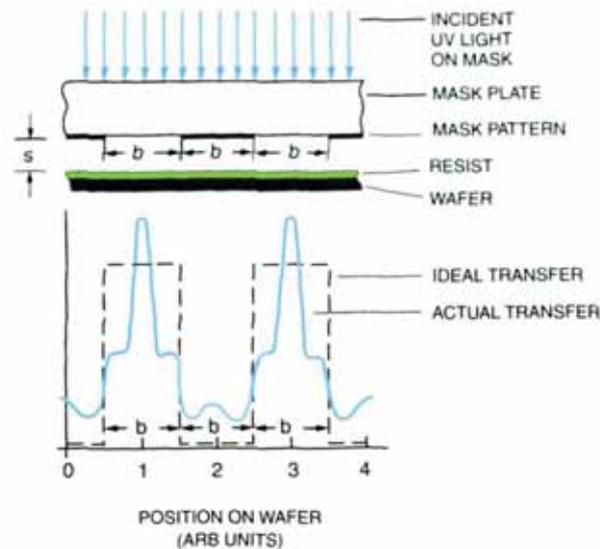


Abbildung 2.4: Intensitätsverteilung eines Linienmusters bei der Proximity-Belichtung [6]

Im Fall der Kontakt-Lithographie ist der Abstand  $s$  in (2.2) null, wodurch auch sofort klar wird, daß die Auflösung für ein Proximity-System schlechter ist. Der Nachteil des Kontakt-Verfahrens liegt allerdings darin, daß die Maske durch den Kontakt mit der Probe beschädigt werden kann. Der große Vorteil dieser beiden Verfahren im Vergleich zur Projektions-Lithographie ist, daß man im Grunde nur eine Belichtungsquelle und keine aufwendige Optik benötigt. Dies ist auch der Grund warum im Rahmen der Arbeit ein System zur Kontaktbelichtung aufgebaut wurde.

### Projektions-Lithographie

Im Projektionsverfahren wird die Maske über ein optisches Linsensystem auf den Photolack projiziert. Die Auflösungsgrenze ist durch die Fernfeldbeugung (Fraunhofersche Beugung) begrenzt. Die minimale Strukturgröße ist dabei wie in Formel (2.3) dargestellt durch die Qualität des abbildenden Linsensystems gegeben [6].

$$R = \frac{k_1 \lambda}{NA} \quad (2.3)$$

mit  $k_1$  = experimentell zu bestimmender Parameter, der von Resistparametern  
und Prozessbedingungen abhängt (normal ist  $k \approx 0,5$ )

$NA$  = Numerische Apertur des abbildenden Linsensystems

$\lambda$  = Wellenlänge der verwendeten Strahlung

### 2.2.4 Entwicklungsprozess

Während des Entwicklungsprozesses findet eine selektive Ablösung des Photoresists statt. Wie schon oben erwähnt werden bei einem Positivlack die belichteten Bereiche entfernt und umgekehrt bei einem Negativlack die unbelichteten. Die im Rahmen der Arbeit verwendeten Naßentwickler können auf den drei folgenden Belichtungs-induzierten Veränderungen des Photolacks basieren: Veränderung des Molekulargewichts von Polymerketten (durch Spaltung oder Quervernetzung der Ketten), Reaktivitätsänderungen oder eine durch Belichtung induzierte Polarisierung der Photolackmoleküle [6]. Da die Entwicklungsrate stark von der Temperatur abhängt muß diese auf  $\pm 0,5^\circ C$  genau kontrolliert werden [6]. Wie scharf die Kanten des zurückbleibenden Photoresists nach der Entwicklung sind wird durch den Kontrast des Resistsystems vorgegeben. Für einen Positivlack, der auf Spaltung von Polymerketten basiert, ist der Kontrast z.B. direkt mit der Spaltungsrate während der Belichtung und der Änderung der Löslichkeit im Entwickler mit dem Molekulargewicht verbunden. Läßt man die Entwicklungszeit konstant und variiert die Belichtungsdosis, so wird mit steigender Dosis immer mehr Photoresist entfernt. Bei der kritischen Dosis  $D_p$  ist die Dosis gerade so hoch, daß der Photolack komplett entfernt wurde. In Abbildung 2.5 ist die normierte zurückbleibende Resistdicke nach der Entwicklung gegen den Logarithmus der Beleuchtungsdosis für einen Positivlack aufgetragen.  $D_p^0$  gibt dabei die Dosis an, bei der die Tangente im Punkt  $D_p$  auf der x-Achse die Gerade mit der Photolackdicke 1 schneidet. Der Kontrast für einen Positivresist ist nun genau als die Steigung dieser Tangente definiert

$$\gamma_p = \frac{1}{(\log D_p - \log D_p^0)} = \left[ \log \frac{D_p}{D_p^0} \right]^{-1} \quad (2.4)$$

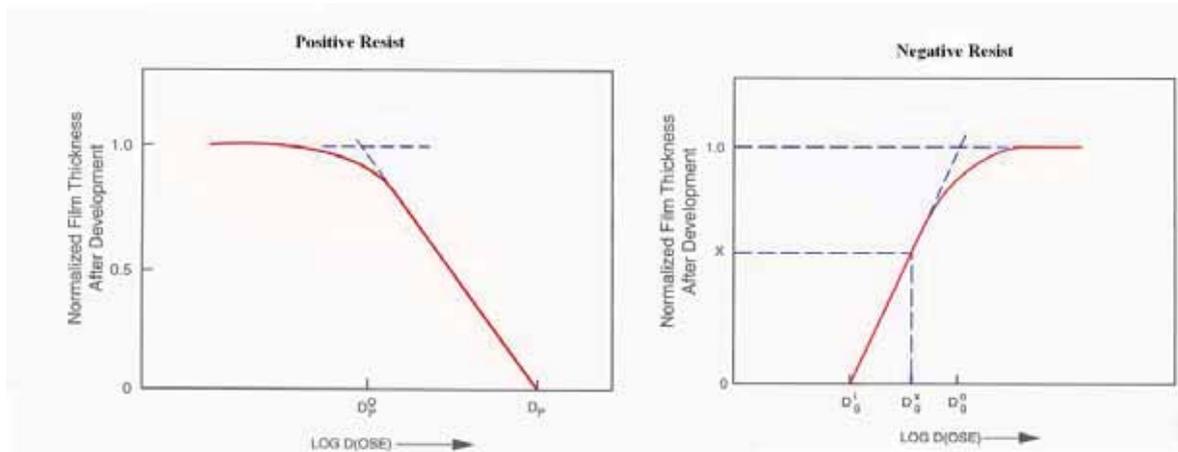


Abbildung 2.5: Typische Kontrastkurven für einen Positiv- und einen Negativ-Photolack [6]

Aus dieser Definition wird auch sofort klar, daß bei steigendem Kontrast des Resists auch die Kantensteilheit der erzeugten Strukturen wesentlich besser wird. Der Kontrast kann analog für einen Negativresist definiert werden, wobei  $D_g^i$  hier den Anfang der Abnahme der Löslichkeit im Entwickler angibt und  $D_g^0$  wieder den Schnittpunkt der Tangenten mit der Geraden der Photolackdicke 1 angibt.

$$\gamma_n = \frac{1}{(\log D_g^0 - \log D_g^i)} = \left[ \log \frac{D_g^0}{D_g^i} \right]^{-1} \quad (2.5)$$

Eine Kontrastkurve für einen Negativresist ist ebenfalls in Abbildung 2.5 dargestellt.

## 2.3 Experimentelles

### 2.3.1 Der Reinraum

Alle Arbeiten bis zum Entwickeln der Probe fanden im Reinraum statt. Die in den Raum eingeleitete Luft wird über einen Vorfilter in den Raum geleitet und am Boden wieder abgesaugt. Dabei wird etwas mehr eingeleitet als abgesaugt, was dazu führt, daß im Raum ein Überdruck entsteht, der verhindert, daß Staubpartikel von außen in den Raum einströmen können. Im Raum selbst befinden sich zusätzlich zwei Reinraumboxen der Firma Steag, die die vorgefilterte Luft im Raum einsaugen und über einen Filter als laminaren Luftstrom auf die Boxenarbeitsplätze drücken. Hierbei wird ebenfalls ein Überdruck erzeugt, so daß nur durch die Flowboxen vorgefilterte Luft auf die Werkbänke gelangen kann. Ein Foto der beiden Reinraumboxen ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Im Reinraum wird eine Reinheitsklasse von 10000 erreicht, was bedeutet, daß pro Kubikfuß( $1\text{cfm}\approx 0,028\text{m}^3$ ) weniger als 10000  $0,5\mu\text{m}$  kleine Partikel sind. Aufgrund der zusätzlichen Filterung wird unter den Flowboxen eine Reinheitsklasse von 10 erzielt(d.h. weniger als 10 Partikel von  $0,5\mu\text{m}$  Größe in einem Kubikfuß).



Abbildung 2.6: Flowboxen der Firma Steag

Die rechte Box ist mit einem Naßarbeitsplatz ausgestattet, der eine zusätzliche Absaugung

enthält, um das Arbeiten mit giftigen Lösungsmitteln zu ermöglichen. Zum Abblasen von Staub von den Proben und zum schnellen Entfernen von DI-Wasser (deionisiertes Wasser) oder Lösungsmitteln ist eine Stickstoffpistole in die Werkbank eingebaut. Ebenso ist die Flowbox mit einer Wasserpistole ausgestattet, die von einer Reinstwasseranlage versorgt wird. Die gesamte rechte Werkbank inklusive dem Spincoater zum Auftragen des Photolacks und den zum Ausbacken der Proben verwendeten Konvektionsofen sieht man in Abbildung 2.7.



Abbildung 2.7: Nahaufnahme der rechten Werkbank mit dem Naßarbeitsplatz

### 2.3.2 Aufbau des Belichtungssystems

Sämtliche Proben, die mit optischer Lithographie während der Arbeit hergestellt wurden, sind mit einem Kontaktlithographiesystem belichtet worden. Die Auswahl der Lichtquelle erfolgte nach dem Absorptionsspektrum des verwendeten Photoresist Shipley S1813, welches in Abbildung 2.8 gezeigt wird. Wie aus dem Spektrum deutlich wird sollte die Be-

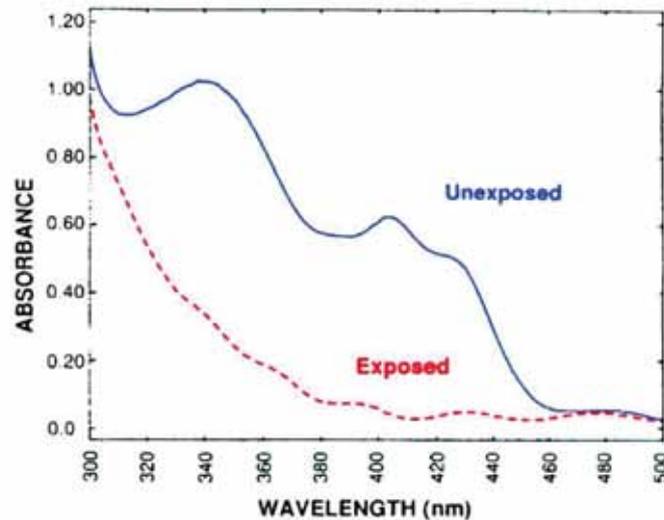


Abbildung 2.8: Absorptionsspektrum des Photoresists Shipley S1813 [?]

lichtungsquelle einen deutlichen Anteil im UV-Bereich haben. Dies ist für die ausgewählte Xenon-Dampf Lampe der Fall, deren spektrale Intensitätsverteilung in Abbildung 2.9 dargestellt ist. Bei der Lampe handelt es sich um eine 75W-Xenon-Kurzbogenlampe der

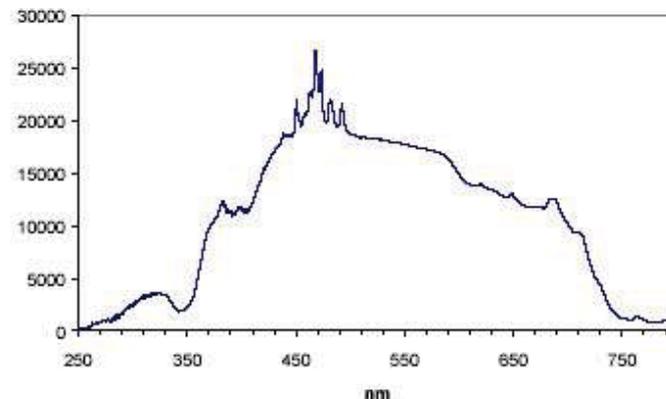


Abbildung 2.9: Spektrum einer Xenon-Lampe

Firma Ealing Optics. Das Funktionsprinzip des Belichtungssystems ist im wesentlichen so aufgebaut, daß das Licht der Xenon-Lampe über einen Spiegel auf die Probe umgelenkt wird, welche auf einem Probenständer aufliegt( siehe Abbildung 2.10). Das Objektiv der

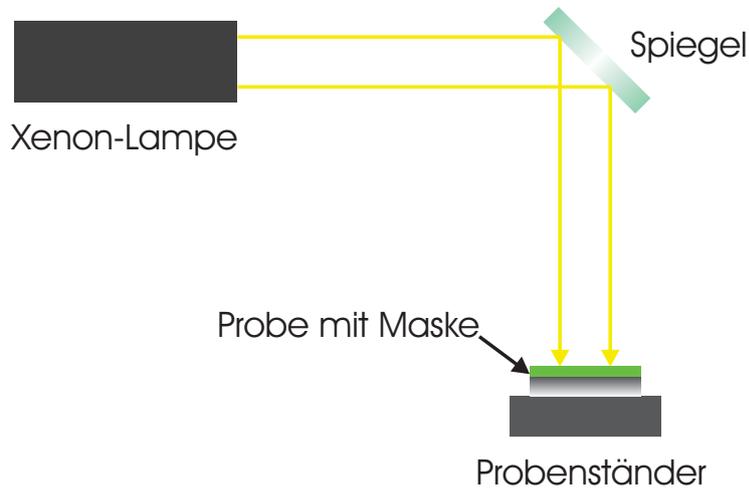


Abbildung 2.10: schematischer Aufbau des Kontaktbelichtungssystems

Xenon-Lampe wurde hierbei so justiert, daß ein möglichst paralleles Strahlenbündel auf der Probe auftrifft. Die Belichtungsfläche entspricht einem Kreis mit einem Durchmesser von etwa 1,5cm, was zur Belichtung von Mikrostrukturen und kleinen Bauelementen mehr als ausreichend ist. Zur Belichtung wurde die Probe auf den Probenständer gelegt und darauf vorsichtig die Maske mit den zu belichtenden Strukturen plaziert.

### 2.3.3 Bestimmung der Prozessparameter

Die Prozessparameter während jedem Bearbeitungsschritt in der Lithographie müssen präzise kontrolliert werden. Um so kleiner die herzustellenden Strukturen sind, um so kleiner wird das Prozessfenster, in dem man arbeiten muß, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Im Folgenden soll nun erläutert werden, wie bei der Bestimmung dieser Parameter vorgegangen wurde. Als Basis für die jeweiligen Einstellungen wurden Daten aus [7] verwendet (ebenfalls für den Resist S1813), die aber aufgrund der anderen Bedingungen nahezu komplett abgeändert werden mußten. Der Photolack wird mit einer Umdrehungsgeschwindigkeit von 3800U/min auf die Probe mit dem Spincoater aufgetragen. Die Lackdicke ergibt sich aus der Aufspinkurve des Photolacks Abbildung 2.11 mit einem Wert von etwa 1350nm. Diese Lackdicke erlaubt es auch dickere Schichten beim Lift-Off-Prozess von bis zu etwa 200nm aufzudampfen. Um die Angaben des Resistherstellers zu überprüfen wurde ebenfalls eine Aufspinkurve des Photolacks bestimmt. Dazu wurde der Photolack mit verschiedenen Umdrehungszahlen auf Glassubstrate aufgebracht und jeweils zur Hälfte belichtet und dann entwickelt. Dadurch entsteht eine scharfe Kante des Photolacks, an der man die Schichtdicke mit einem Profilometer bestimmen kann.

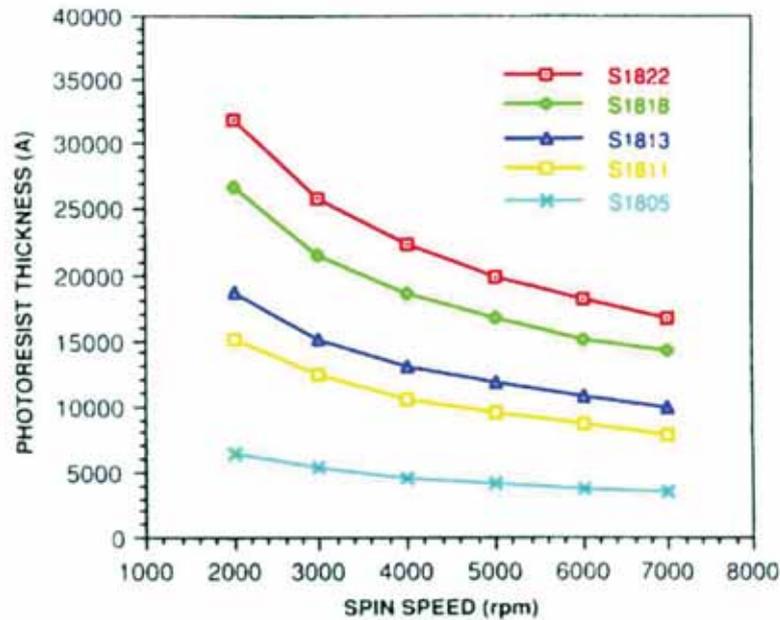


Abbildung 2.11: Lackdicke in Abhängigkeit der Spin-Geschwindigkeit [8]

Die Ergebnisse dieser Aufspinkurve sind in Abbildung 2.12 mit den Herstellerangaben dargestellt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Herstellerangaben, ebenso ist deutlich das Verhalten aus Formel(2.1) zu sehen, welche an die gemessenen Werte angefügt wurde. Die Probe wird während des Auftragens des Photolacks durch ein Vakuum auf dem Probenteller festgehalten. Den Resist tropft man vorsichtig mit einer Pasteurpipette so auf das Substrat auf, daß keine Luftbläschen entstehen und die Fläche komplett bedeckt wird. Nach dem Auftragen des Photolacks kommt die Probe für 30min in den Ofen bei einer Temperatur von 115°C. In den Daten aus [7] wurde zwar eine Ausbackzeit von 60s angegeben, jedoch waren diese Daten für eine Hotplate, weshalb sie nicht mit einem normalen Konvektionsofen verwendet werden konnten. Zu kurze Ausbackzeiten führten anfangs zunächst dazu, daß die erzeugten Strukturen nach dem Lift-Off an den Rändern ausgefranst waren, woraus auf eine zu schwache Ätzbeständigkeit des unbelichteten Resists gegenüber dem Entwickler geschlossen wurde, welche durch einen längeren Ausheizschritt erheblich verbessert werden konnte. Das systematische Ausprobieren verschiedener Ausbackzeiten führte dann zu der verwendeten Heizzeit von 30min. Nach dem Ausbacken der Probe läßt man diese zunächst ein paar Minuten abkühlen, um eine thermische Veränderung der Belichtungsparameter auszuschließen. Bei der Bestimmung der Belichtungszeiten wurde dann so vorgegangen, daß die Entwicklungszeit konstant gehalten wurde und die Belichtungszeit so lange hochgesetzt wurde, bis der Photolack gerade vollständig entwickelt war. Ob die Probe vollständig entwickelt war wurde mit einem optischen Mikroskop kontrolliert. Mit diesen grob erhaltenden Prozessparametern wurde dann

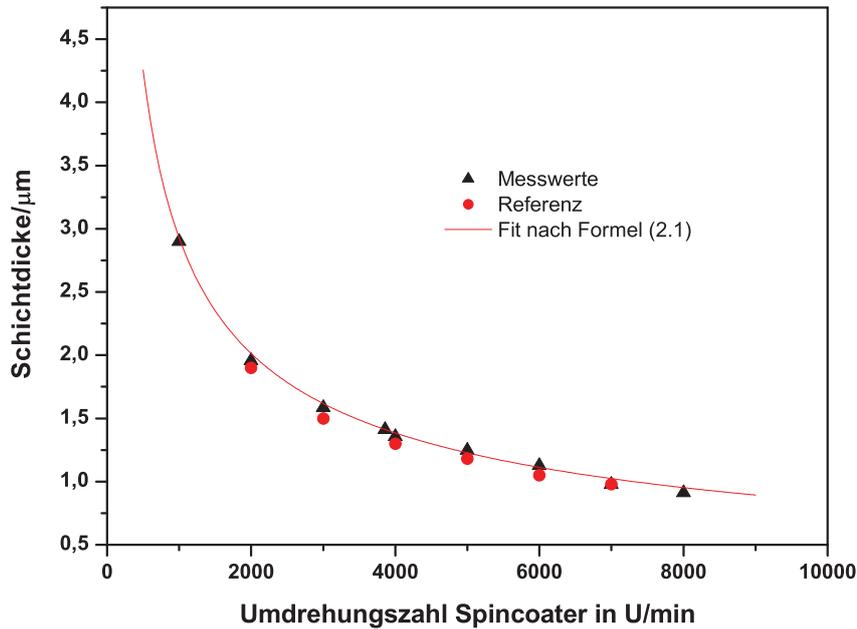


Abbildung 2.12: Experimentell bestimmte Aufspinkurve des Photoresists S1813

noch die Entwicklerzeit angepasst, indem noch einmal verschiedene Belichtungszeiten und Entwicklungszeiten durchgeföhren wurden. Die genauen Prozessparameter sind im Anhang C aufgeföhrt. Nach der Entwicklung wurden die Proben in eine Aufdampfanlage der Firma Balzers eingebaut und die gewünschte Schichtdicke mit Hilfe einer Schwingquarzwage bei Hochvakuum aufgedampft. Nach dem Aufdampfen muß im Lift-Off der restliche Photolack mit dem darauf aufgedampften Metall entfernt werden, was dazu föhrt, daß nur die gewünschten Strukturen auf dem Substrat zurückbleiben. Dies geschieht, indem man die Probe wie im Anhang C beschrieben in Aceton einlegt und reinigt, um den Lift-Off durchzuföhren. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Probe lange genug im Aceton bleibt, damit sich der gesamte Resist ablöst.

### 2.3.4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der optischen Lithographie präsentiert. In Abbildung 2.13 sieht man schematisch die Abbildung eines später für die Autokorrelationsmessungen verwendeten Photoleitungsschalters (im nachfolgenden mit Schalter 1 (S1) bezeichnet) und die dazugehörigen mit dem Elektronenmikroskop aufgenommenen Bilder. Die kleinste Struktur bei diesen Schaltern ist die Lücke zwischen den beiden Leiterbahnen, welche etwa  $3\mu\text{m}$  klein ist. Zur Herstellung des Schalters wurde eine Maske verwendet, die

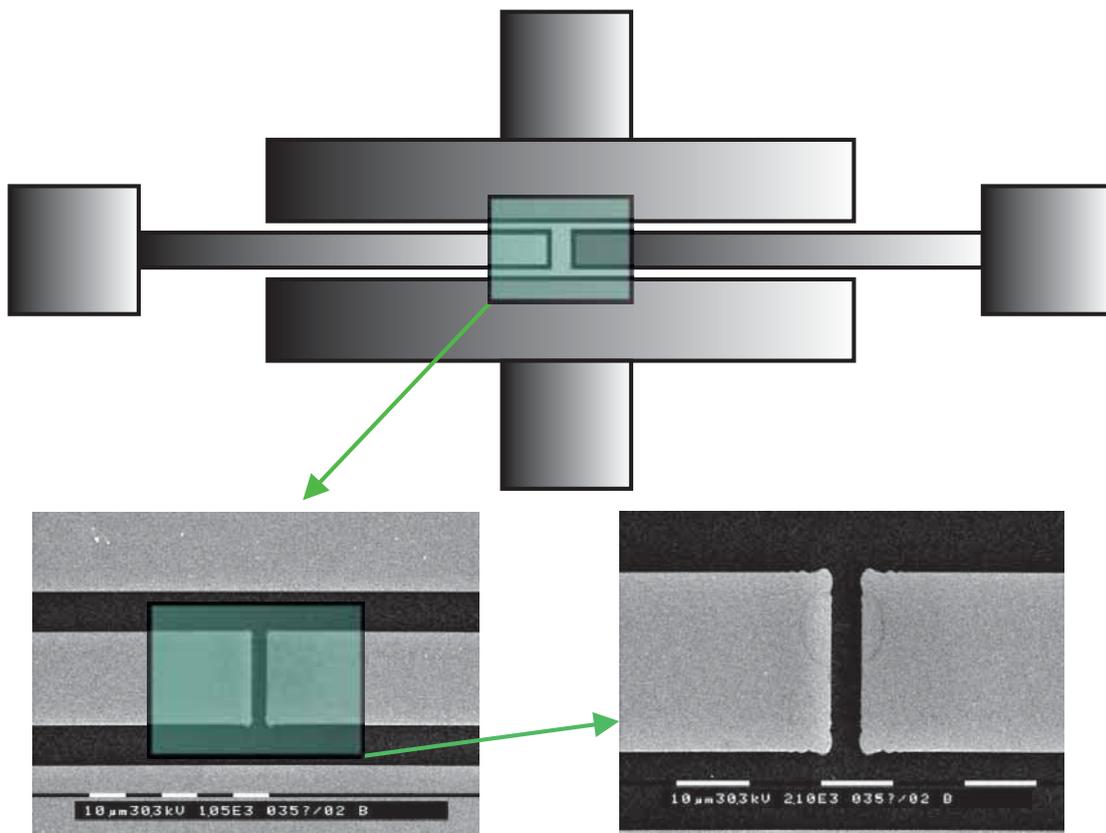


Abbildung 2.13: Rasterelektronenmikroskopbild eines Photoleitungsschalters (der in Kapitel 4.2.2 verwendet wird)

im Forschungszentrum Jülich für uns geschrieben wurde. Sie enthält alle in dieser Arbeit mit der optischen Lithographie erzeugten Strukturen. Wie in den Bildern deutlich wird ist die Abbildung der Strukturen sehr scharf, lediglich an den Ecken der Strukturen treten leichte Abbildungsfehler auf. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich im sogenannten Proximity-Effekt. An den Rändern der Strukturen findet immer eine gewisse Untergrundbelichtung über die jeweiligen Strukturen hinaus statt. Wie man in den Bildern sieht werden längere Strukturen ohne Probleme abgebildet, da dort an jeder Stelle gleichmäßig

diese Untergrundbelichtung stattfindet. An einer Ecke tritt diese Untergrundbelichtung von zwei Rändern auf, wodurch diese an der Ecke selbst stärker ist und die Abbildung leicht verformt wird.

In Abbildung 2.14 ist eine schematische Zeichnung eines Schalters mit Fingerstrukturen (im nachfolgenden mit Schalter 2 (S2) bezeichnet) und die dazugehörigen Aufnahmen des Rasterelektronenmikroskops zu sehen. Auch hier sieht man, daß die Abbildung im allgemeinen sehr scharf ist, jedoch, daß besonders an den Fingerstrukturen, die etwa  $2,5\mu\text{m}$  klein sind leichte Abbildungsfehler auftreten. Die Ursache dafür liegt auch hier im Proximity-Effekt.

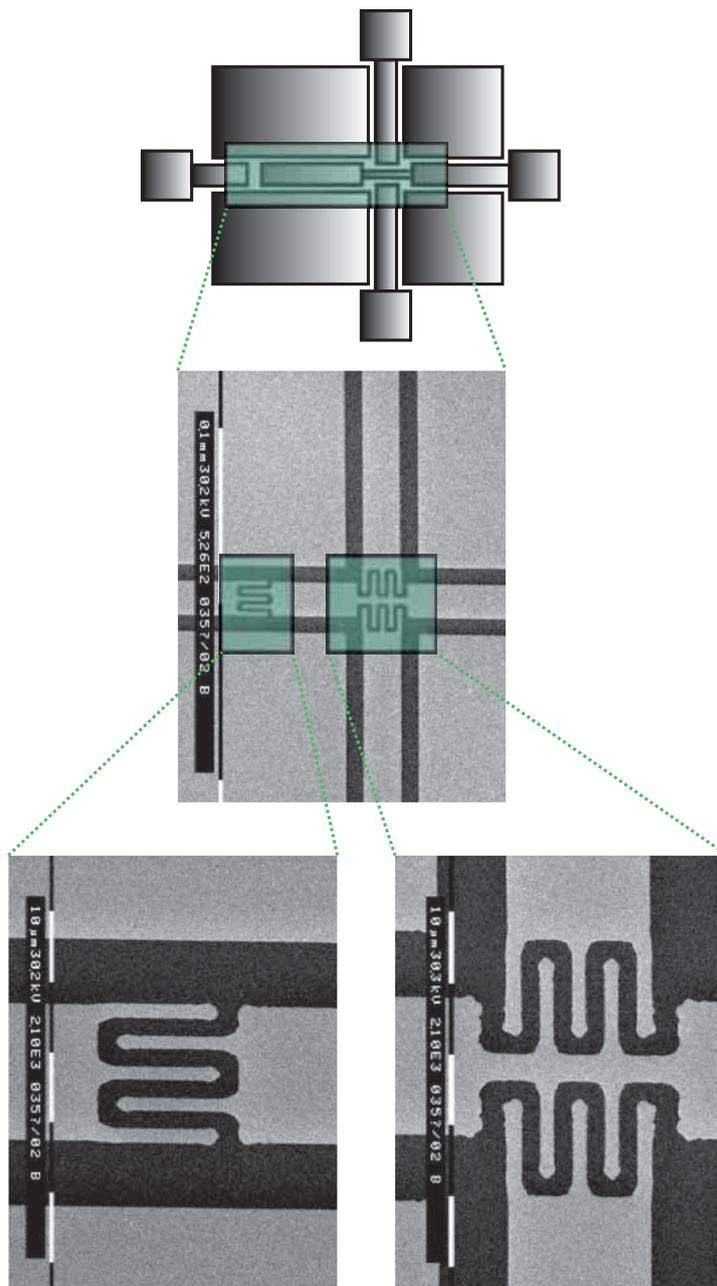


Abbildung 2.14: Rasterelektronenmikroskopbild eines Photoleitungsschalters (der in Kapitel 4.2.2 und Kapitel 4.2.3 verwendet wird)

Als nächstes sollen die mit der optischen Lithographie erzeugten Mikrostrukturen vorgestellt werden. Alle diese Strukturen befinden sich in kleinen Arrays auf der Maske und wurden zusammen auf einem GaAs-Substrat mit einem lift-off von 25nm Cu hergestellt. In Abbildung 2.15 sind Kreise mit einem Durchmesser von etwa  $10\mu\text{m}$  in einem Array angeordnet. In diesem wie auch in den folgenden Bildern fällt auf, daß das gesamte Array eine

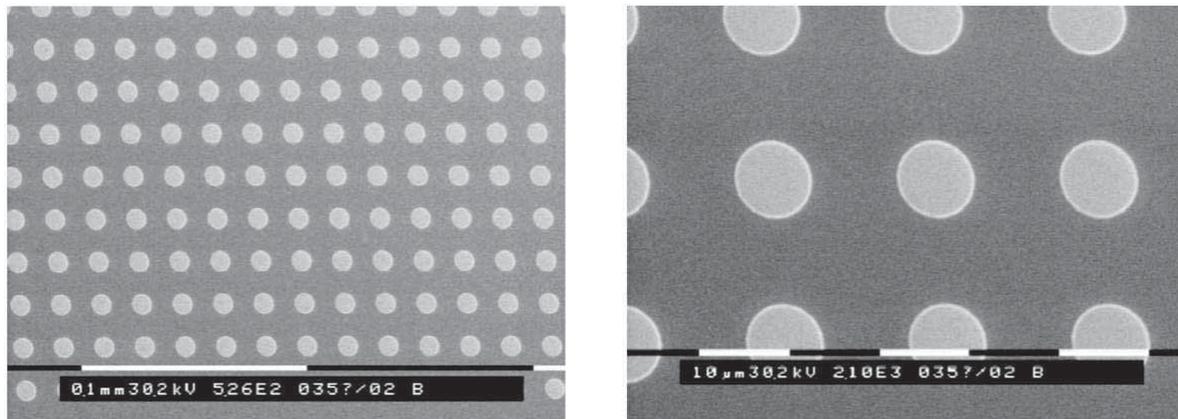


Abbildung 2.15: REM-Bilder von  $10\mu\text{m}$  kleinen Kupferkreisen auf GaAs

leichte Schräglage hat. Dies ist kein Abbildungsfehler der optischen Lithographie sondern durch eine nicht vollständige Astigmatismuskorrektur während der REM-Aufnahmen bedingt. Unter dem Lichtmikroskop sind diese Verzerrungen nicht zu sehen. Die Abbildung der Kreise in dieser Größe ist wie man anhand der Bilder erkennt, einwandfrei möglich, und wie das erste Bild zeigt auch auf großen Bereichen fehlerfrei.

Bei der Strukturierung solcher Kreise sind Durchmesser mit einer minimalen Strukturgröße von  $2\mu\text{m}$  erreicht worden. Diese sind in Abbildung 2.16 abgebildet. Im linken Bild

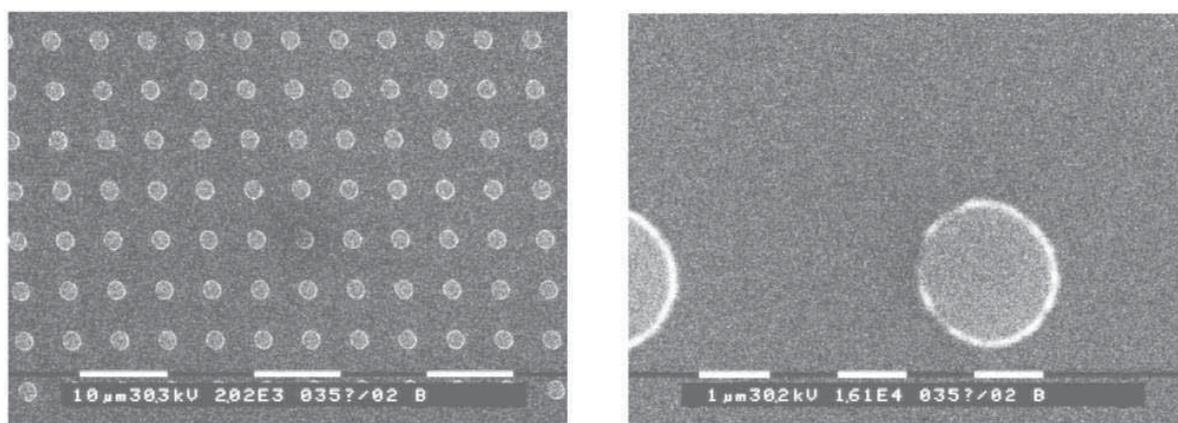


Abbildung 2.16: REM-Bilder von  $2\mu\text{m}$  kleinen Kupferkreisen auf GaAs

von Abb. 2.16 sieht man wieder, daß die Strukturen auf einer größeren Fläche noch nahezu

fehlerfrei abgebildet sind. Im rechten Bild sieht man die Großaufnahme eines einzelnen Kreises, welcher ebenfalls sauber abgebildet wurde.

In den Abbildungen 2.17 bis 2.19 sind zum einen  $10\mu\text{m}$  kleine Quadrate,  $4\mu\text{m}$  kleine Quadrate und  $2\mu\text{m}$  mal  $4\mu\text{m}$  kleine Rechtecke gezeigt. Die in Abbildung 2.17 gezeigten

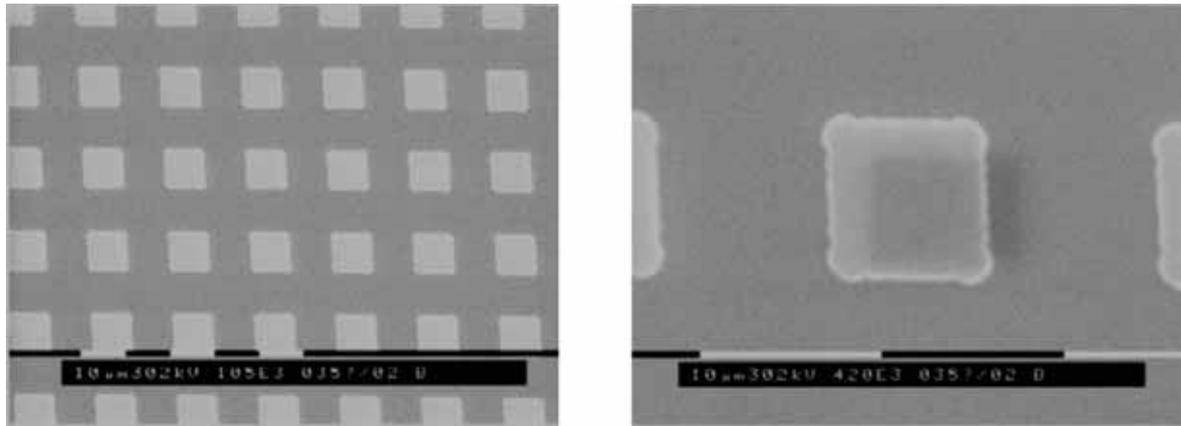


Abbildung 2.17: REM-Bilder von  $10\mu\text{m}$  kleinen Quadraten auf GaAs

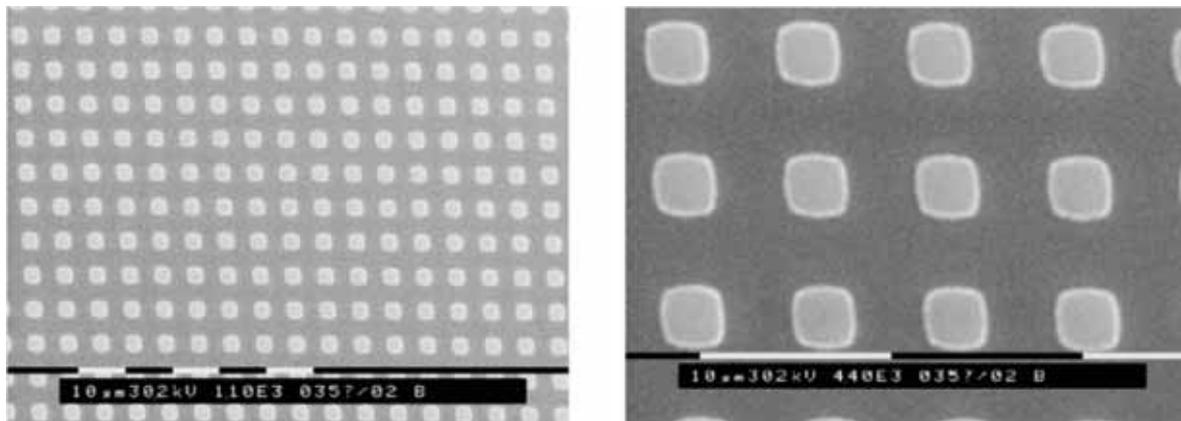


Abbildung 2.18: REM-Bilder von  $4\mu\text{m}$  kleinen Quadraten auf GaAs

Quadrate mit einer Seitenlänge von  $10\mu\text{m}$  sind gut aufgelöst, lediglich an den Ecken treten wie auch schon bei den Schaltern kleine Unregelmäßigkeiten auf. Abbildung 2.18 zeigt  $4\mu\text{m}$  große Quadrate, bei denen deutliche Rundungen an den Seiten auftreten. Schaut man sich die Rechtecke in Abbildung(2.19) mit einem Seitenverhältnis von  $2\mu\text{m}$  mal  $4\mu\text{m}$  an, so sieht man, daß hier die Kanten total abgerundet sind.

Insgesamt kann man sagen, daß bei kleineren Strukturen die Ecken deutlich abgerundet werden, wodurch deren Struktur deutlich beeinflusst wird, wie man in Abb. 2.19 und 2.18 sieht. Bei den runden Strukturen hat dieser Effekt aufgrund der Symmetrie keinen Effekt,

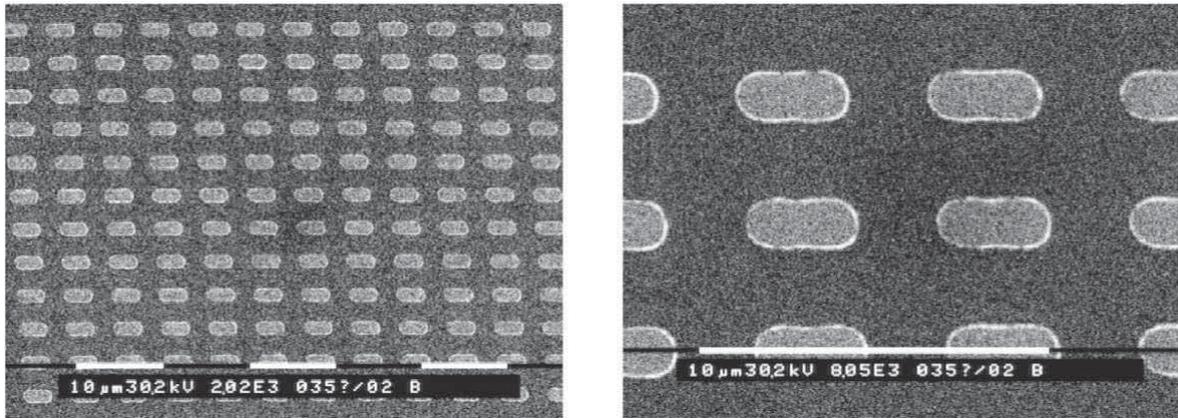


Abbildung 2.19: REM-Bilder von  $2\mu\text{m}$  mal  $4\mu\text{m}$  kleinen Rechtecken auf GaAs

weshalb diese auch bis zu einem Durchmesser von  $2\mu\text{m}$  noch sehr gut aufgelöst werden konnten.

## 2.4 Zusammenfassung

Es wurde ein Kontaktbelichtungssystem für die optische Lithographie aufgebaut und die nötigen Prozessparameter, die zur Strukturierung nötig sind, bestimmt. Die kleinsten erreichbaren Strukturen liegen in einem Bereich von etwa  $2 - 3\mu\text{m}$ . Bei quadratischen und rechteckigen Strukturen treten allerdings an den Ecken deutliche Abrundungen auf, was besonders bei den Rechtecken in Abb. (2.19) auffällt. Mit Hilfe des aufgebauten Lithographiesystems wurden die Schalter für die Messungen in Kapitel 4 strukturiert. Wie durch die erzeugten Strukturen im  $\mu\text{m}$ -Bereich gezeigt wurde, kann das Lithographiesystem ebenfalls zur Strukturierung von magnetischen Mikrostrukturen verwendet werden.

# Kapitel 3

## Elektronenstrahlithographie

### 3.1 Theoretische Grundlagen

#### 3.1.1 Überblick

Die Elektronenstrahlithographie ist im Gegensatz zur optischen Lithographie ein direkt schreibendes Verfahren. Der hierbei verwendete elektronenstrahlempfindliche Resist wird dabei durch den Elektronenstrahl derart verändert, daß er sich im Entwickler entweder löst (Positivresist) oder nach dem Entwicklungsprozeß stehenbleibt. Die Elektronenstrahlithographie ist zwar um Größenordnungen langsamer als die optische Lithographie, dafür können aber Strukturgrößen bis etwa 20nm erreicht werden. Die Prozeßschritte verlaufen analog zu denen in der optischen Lithographie, der einzige Unterschied besteht in der Art der Belichtung, da wie schon erwähnt der Elektronenstrahl den Resist direkt strukturiert und keine Maske verwendet wird.

#### 3.1.2 Resistsystem

In der Elektronenstrahlithographie werden sogenannte PMMA (Polymethylmethacrylat)-Lacke verwendet, wobei es sich um Polymerketten handelt, die in einem Lösungsmittel gelöst sind. Die Strukturformel von PMMA ist in Abbildung Abb. 3.1 dargestellt. Bei Belichtung mit dem Elektronenstrahl werden die Polymerketten aufgespalten, wodurch sie im Entwickler löslich werden (PMMA ist also ein Positivresist). Als Entwickler wird in der Regel MIBK (Methylisobutylketon) verwendet, welcher jedoch alleine als Entwickler zu stark wäre. Deshalb werden Mischungen aus MIBK und dem wesentlich schwächeren Entwickler IPA (Isopropylalkohol) verwendet. Mit dem Mischungsverhältnis kann man die Empfindlichkeit und den Kontrast des Entwicklers beeinflussen. Z.B. erreicht man mit einem Verhältnis MIBK:IPA 1:3 einen sehr hohen Kontrast aber eine geringe Empfindlichkeit. Bei einem Verhältnis von 1:1 kann die Sensitivität des Entwicklers stark erhöht werden, was allerdings auch einen kleinen Verlust an Kontrast bedeutet. Bei sehr hoher Belichtungsdosis kommt es zu einer Quervernetzung der Polymerketten untereinander, was

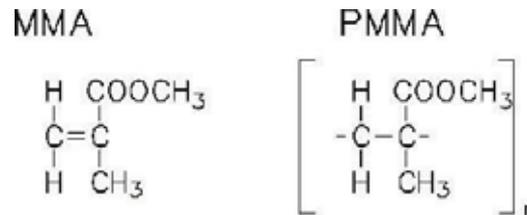


Abbildung 3.1: MMA-Molekül und das zugehörige Polymer PMMA

dazu führt, daß die belichteten Stellen im Entwickler unlöslich werden. Der PMMA-Resist kann also unter hoher Belichtungsdosis auch als Negativ-Resist verwendet werden. Der Kontrast wird für einen elektronenstrahlempfindlichen Resist analog wie in der optischen Lithographie nach (2.4) und (2.5) definiert, je nachdem, ob es sich um einen Positiv- oder Negativlack handelt. Eine Kontrastkurve für einen PMMA-Lack ist in Abbildung (3.2) dargestellt. Die Kontrastkurven können hierbei zusammen in einer Grafik aufgetragen werden, da sich der PMMA-Lack bei ausreichend hoher Dosis in einen Negativresist umwandeln läßt.

Bei dem in der Arbeit verwendeten Resist handelt es sich um den PMMA-Lack AR-P

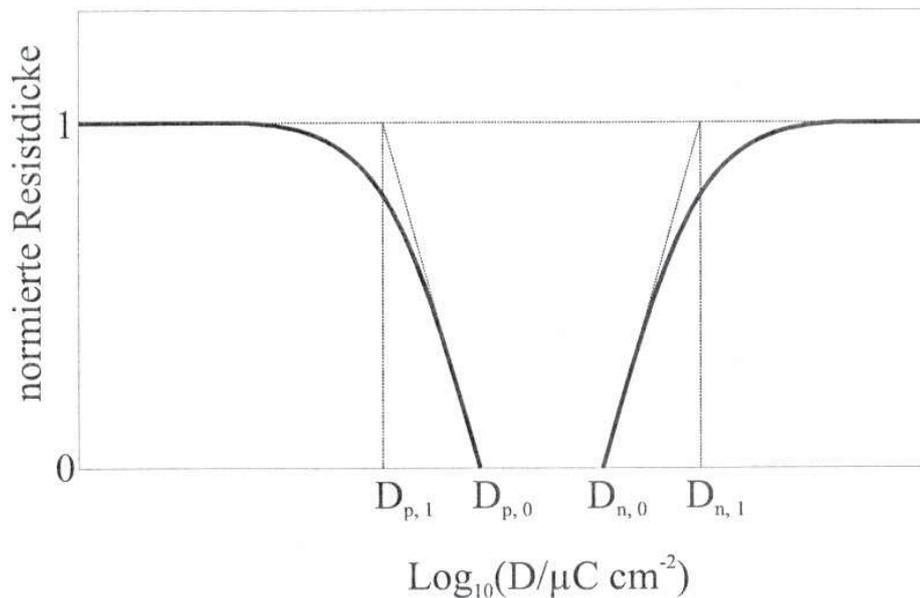


Abbildung 3.2: Kontrastkurve eines PMMA-Lackes

679.02 der Firma Allresist mit einem Molekulargewicht von 950k. Das Molekulargewicht wird in g/mol angegeben, die Abkürzung 950k steht hierbei für 950000g/mol. Ein hohes

Molekulargewicht bedeutet einen hohen Vernetzungsgrad des Polymers. Die Löslichkeit im Entwickler ist dabei umso besser, je kleiner der Vernetzungsgrad und damit das Molekulargewicht des Polymers ist. Schreibt man eine Linie in einen PMMA-Photolack, so wird mit einer bestimmten Dosis eine bestimmte Anzahl von Spaltprozessen der Polymerketten eingeleitet. Dies führt dazu, daß ein PMMA-Resist mit einem hohen Molekulargewicht am Rand des Elektronenstrahls nach der Belichtung immer noch einen höheren Vernetzungsgrad als ein PMMA-Lack mit einem niedrigeren Molekulargewicht hat. Dadurch ist der PMMA-Resist mit dem geringeren Molekulargewicht allerdings am Rand der Linie auch besser im Entwickler löslich. Dies erklärt warum mit einem hohen Molekulargewicht auch kleinere Strukturen geschrieben werden können.

### 3.1.3 Auflösung

Die untere Grenze für die Auflösung in der Elektronenstrahlolithographie wird durch den Durchmesser des Elektronenstrahls auf dem Resist vorgegeben. Meist wird ein gaußförmiges Profil der Strahlstromdichte angenommen [9]

$$J(r) = \frac{I_0}{\pi\beta_i^2} \cdot e^{-\frac{r^2}{\beta_i^2}} \quad (3.1)$$

$I_0$  ist hierbei der Sondenstrom und die volle Halbwertsbreite kann durch den Strahlparameter  $\beta_i$  zu  $\text{FWHM} = 2\beta_i\sqrt{\ln 2} \approx 1,665\beta_i$  bestimmt werden. Auch wenn mit modernen Systemen Strahldurchmesser von einigen Nanometern erreicht werden können (wie auch mit dem verwendeten System LION LV1) führt die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Resist und dem Substrat zu einer Verschlechterung der Auflösung. Die minimale Auflösung wird so zwar durch den Strahldurchmesser vorgegeben, kann jedoch nie erreicht werden, da Streuprozesse zu einer Verbreiterung der Strukturen führen. Dies soll im Folgenden näher erklärt werden.

Zunächst wird der eintreffende Elektronenstrahl auf seinem Weg durch den Resist durch Kleinwinkelstreuung aufgeweitet. Dieser als Vorwärtsstreuung bezeichnete Effekt hat zur Folge, daß der Strahldurchmesser bis zum Ende der Resistschicht zunimmt. Die Verbreiterung des Strahldurchmessers nach einer Resistdicke  $z$  bei einer Elektronenenergie  $E$  kann nach folgender von *Greeneich* bestimmter Formel berechnet werden [10].

$$\beta_f[nm] = 1,4343 \frac{z[nm]}{E[keV]} \left( 1 + 0,065 \frac{z[nm]}{E[keV]} \right)^2 \quad (3.2)$$

Der verbreiternde Einfluß der Vorwärtsstreuung kann also nach (3.2) durch den Einsatz höherer Beschleunigungsspannungen und dünnere Resistfilme verkleinert werden. Formel (3.2) gilt allerdings nur bei höheren Energien ab etwa 10keV, da die zugrundeliegende Bethe-Gleichung bei geringeren Energien nicht mehr in ihrer einfachsten Form gültig ist [10].

Die einfallenden Elektronen lösen Sekundärelektronen mit Energien zwischen 2eV und 50eV aus. Diese Sekundärelektronen sind aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnittes für das Aufbrechen der PMMA-Ketten für die Hauptbelichtung des Resists verantwortlich. Da die mittlere Reichweite der Sekundärelektronen bei etwa 10nm liegt ist die maximale Auflösung in der Elektronenstrahlolithographie auf etwa 20nm begrenzt.

Beim Eindringen der Elektronen in das Substrat treten Großwinkelstreuprozesse auf, die auch dazu führen daß Elektronen in den Resist zurückgestreut werden. Die dadurch zusätzlich ausgelöste Belichtung des Photoresists wird als Proximity-Effekt bezeichnet. Mit steigender Elektronenenergie nimmt der Proximity-Effekt zu, da mehr Elektronen das Substrat erreichen können. Der Proximity-Effekt läßt sich über eine häufig als Proximity-Funktion bezeichnete Verteilungsfunktion der Energiedichte  $E(r, z)$  approximieren [10]. Der Primärstrahl wird dabei als  $\delta$ -Funktion angenähert und die Verteilung der vorwärtsgestreuten und rückgestreuten Elektronen werden als Gaußverteilungen angenommen.

$$E(r, z) = k \left[ \frac{1}{\beta_f^2} e^{-\frac{r^2}{\beta_f^2}} + \eta_{bf} \frac{1}{\beta_b^2} e^{-\frac{r^2}{\beta_b^2}} \right] \quad (3.3)$$

Die Parameter  $\beta_f$  und  $\beta_b$  stellen die Breite der jeweiligen Verteilungsfunktionen dar. Die Konstante  $\eta$  gibt das Verhältnis zwischen der von den rückgestreuten zu der von den vorwärtsgestreuten Elektronen deponierten Energie wieder. Alle Parameter in (3.3) hängen von der Beschleunigungsspannung und der in den Schichten verwendeten Materialien ab. Die Linienbreite wird ebenso vom Substrat durch die rückgestreuten Elektronen beeinflusst.

Zusammengefasst ist die Auflösung in der Elektronenstrahlolithographie im wesentlichen durch die freie Weglänge der Sekundärelektronen vorgegeben und liegt daher bei etwa 20nm. Diese maximale Auflösung wird allerdings durch Vorwärtstreuung und Rückwärtstreuung weiter verschlechtert, weshalb das wesentliche Ziel zur Verbesserung der Auflösung in der Minimierung dieser Streueffekte liegt.

## 3.2 Experimentelles

### 3.2.1 Das Lithographiesystem Lion-LV1

Als Belichtungssystem für die Strukturen wurde das Elektronenstrahlolithographiesystem LION LV1 der Firma Leica Lithographie Systeme Jena GmbH verwendet. Die von der Firma ICT (Integrated Circuit Testing) entwickelte elektronenoptischen Säule erlaubt eine stufenlose Einstellung der Elektronenenergie von 1 bis 20kV [11]. Die Kathode ist ein ZrO/W Schottky-Feldemitter, bei dem es sich um eine in (100)-Richtung orientierte Wolramspitze mit einer Zirkonschicht handelt. Wird diese Spitze in einer stark verdünnten Sauerstoffatmosphäre bei 1600K ausgeheizt, so bildet sich ein ZrO Komplex mit einem starken Dipolmoment, wodurch die Austrittsarbeit  $\Phi$  in (100)-Richtung von 4,6eV für reines Wolfram auf etwa 2,7eV abgesenkt wird. Beim Betrieb der Kathode mit einer Temperatur von 1800K und Extraktionsfeldstärken von einigen  $10^7\text{V/cm}$  können die thermisch angeregten Elektronen die durch das äußere Feld ausreichend abgesenkte Potentialbarriere überwinden. Die Energiebreite der Elektronen liegt bei  $\Delta E = 0,4\text{eV}$  [12]. Um das Schreiben sehr kleiner Strukturen zu ermöglichen muß der Sondendurchmesser des Elektronenstrahls sehr klein sein. Die bei verschiedenen Elektronenenergien minimal erreichbaren Sondendurchmesser sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Der Aufbau des Lithogra-

Elektronenenergie/[keV]	Sondendurchmesser [nm]
1,0	6,0
5,0	4,0
20,0	3,0

Tabelle 3.1: Sondendurchmesser für verschiedene Energien [12]

phiesystems ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht. Das zu belichtende Substrat liegt auf einem in x- und y-Richtung um je 162mm verschiebbaren Probenstisch, welcher mit einer mechanischen Genauigkeit von  $0,1\mu\text{m}$  verfahren werden kann. Zur Belichtung wird der Tisch bewegt, so daß sich der Elektronenstrahl beim Schreiben über die Probe bewegt. Um die mechanische Ungenauigkeit beim Verfahren des Tisches zu korrigieren wird die Position in x- und y-Richtung mittels zweier Laserinterferometer auf 2,5nm genau kontrolliert und der Strahl über die elektronische Strahlnachführung entsprechend nachjustiert. Ebenso enthält der LION LV1 ein Hauptablenkungssystem, daß es erlaubt den Strahl über die Probe zu rastern. Dadurch können zum einen rasterelektronenmikroskopische Bilder aufgenommen werden und zum anderen kann man den Strahl zum Beschreiben über die Probe bewegen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Belichtungen wurden im sogenannten Bahnkurvensteuerungsmodus durchgeführt. Dabei wird der Tisch unter dem ortsfesten Elektronenstrahl entlang der zu belichteten Strukturen entlanggefahren. Der große Vorteil dieser Methode liegt im wesentlichen darin, daß das gesamte durch die maximale Tischverschiebung zur Verfügung stehende Schreibfeld von 162mm in einem Stück

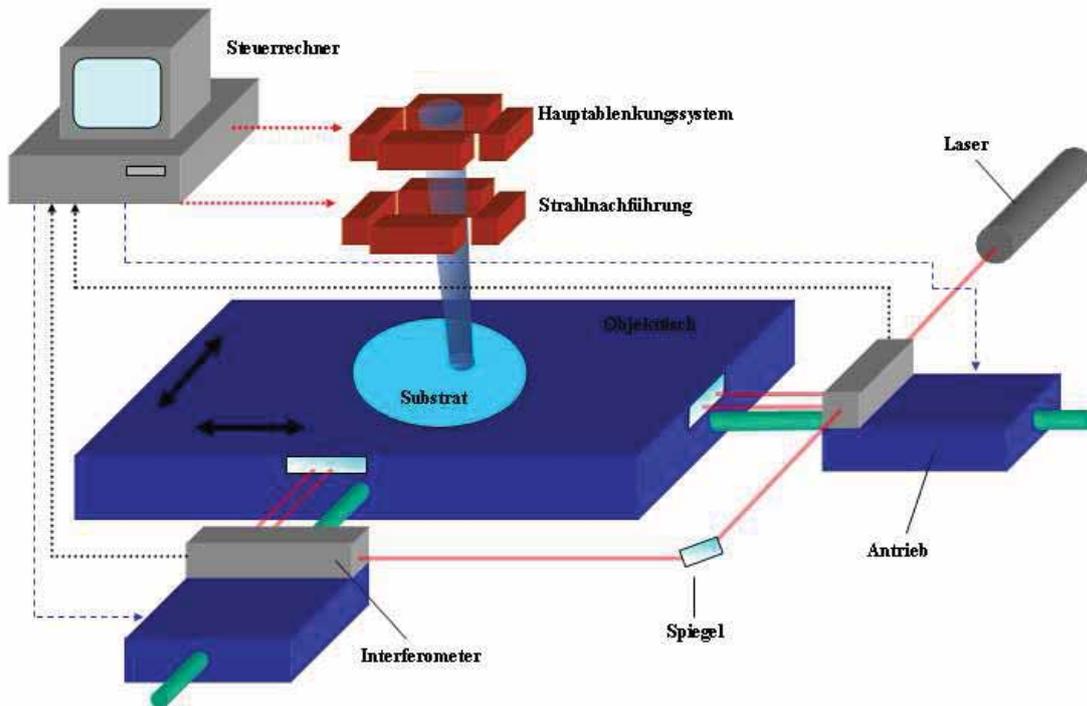


Abbildung 3.3: Aufbau des Belichtungssystems mit den wichtigsten Komponenten nach [10]

belichtet werden kann. Die Bahnkurve, die der Tisch fährt wird in Form von Bezierkurven beschrieben (siehe Anhang A). Das Belichtungsmuster wird in einem \*.bez-File in Form von \*.bez-Kurven abgespeichert. Das Schreiben einer Linie in einem \*.bez-File wird folgendermassen definiert:

```
WIDTH=0
DOSE=2.7
COUNT=1
(0,0)(0,1)
```

WIDTH gibt den Defocus der Sonde in  $\mu\text{m}$  an, wodurch die Sonde defokussiert und demnach der Belichtungsspot vergrößert wird. Durch eine Defokussierung ist es möglich auch größere Bereiche mit gleicher Dosis zu belichten, was besonders bei großen zu belichtenden Flächen von Nutzen sein kann, da dadurch die Schreibdauer erheblich reduziert wird. Im Rahmen der Arbeit wurde der Defocus jedoch nicht variiert. Die Dosis gibt die Liniendosis in  $\text{nC/cm}$  an. Das Schreiben der Linie wird schließlich durch die beiden in den Klammern

angegebenen Koordinaten bestimmt, welche jeweils den Anfangs- und den Endpunkt in  $\mu\text{m}$  angeben. Durch Bezierkurven lassen sich auch kompliziertere Kurven wie Kreise oder ähnliches belichten. Wie z.B. ein Kreis in Form von Bezierkurven zu schreiben ist wird im Anhang A hergeleitet. Die Belichtungszeit für ein Kurvenstück beträgt

$$t_{B,Kurve}[\text{s}] = \frac{\text{Kurvenlänge}[\text{mm}]}{v_{\text{Tisch}}[\text{mm/s}]} + 0,2\text{s}$$

Die 0,2 Sekunden benötigt das System immer, um die Positionierung des Tisches und des Ablenssystems vorzunehmen. Die Tischfahrgeschwindigkeit ergibt sich aus dem jeweiligen Sondenstrom und der Liniendosis

$$v_{\text{Tisch}}[\text{mm/s}] = \frac{I_{\text{Sonde}}[\text{pA}]}{D_{\text{Linie}}[\text{nC/cm}] \cdot 100} \quad (3.4)$$

Die maximale Tischfahrgeschwindigkeit ist jedoch auf  $v_{\text{Tisch,max}} = 0,63\text{mm/s}$  begrenzt. Um trotzdem bei niedrigeren Dosen und gegebenem Sondenstrom schreiben zu können kann der Sondenstrom durch den Einsatz von 5 Aperturblenden mit Durchmessern von 10, 17, 30, 60 und  $120\mu\text{m}$  entsprechend verringert werden.

### 3.2.2 Bestimmung der Linienbreiten

Um gezielt Strukturen bestimmter Größe schreiben zu können, mußten zunächst die Linienbreiten der im Resist erzeugten Strukturen bestimmt werden. Dazu wurden auf verschiedenen Substraten Linien nebeneinander geschrieben, deren Dosis von  $0,4\text{nC/cm}$  bis  $5,3\text{nC/cm}$  in Schritten von  $0,1\text{nC/cm}$  und von  $6\text{nC/cm}$  bis  $10\text{nC/cm}$  in Schritten von  $1\text{nC/cm}$  durchvariiert wurden. Die Linien wurden jeweils in Linienpakete von 10 Linien aufgeteilt, deren Abstand  $400\mu\text{m}$  betrug. Der Abstand zwischen den einzelnen Linien in den Linienpaketen wurde auf  $5\mu\text{m}$  festgesetzt, um eine mögliche Beeinflussung der Linienbreiten untereinander auszuschließen. Um die einzelnen Linien beim späteren Ausmessen der Linienbreiten im Rasterelektronenmikroskop leichter wiederfinden zu können wurde die Länge der Linien auf  $1\text{mm}$  gesetzt. Nach der Belichtung der Linienpakete wurde auf die Proben eine  $25\text{nm}$  dicke Kupferschicht aufgedampft und ein Lift-off durchgeführt. Die Linienbreiten wurden anschließend mit dem Rasterelektronenmikroskop SEM 515 der Firma Philips ausgemessen. Die so erhaltenen Linienbreiten sind für Substrate aus Glas, Silizium und GaAs in Abbildung 3.4 zu sehen. Bei den auf Glas geschriebenen Linien

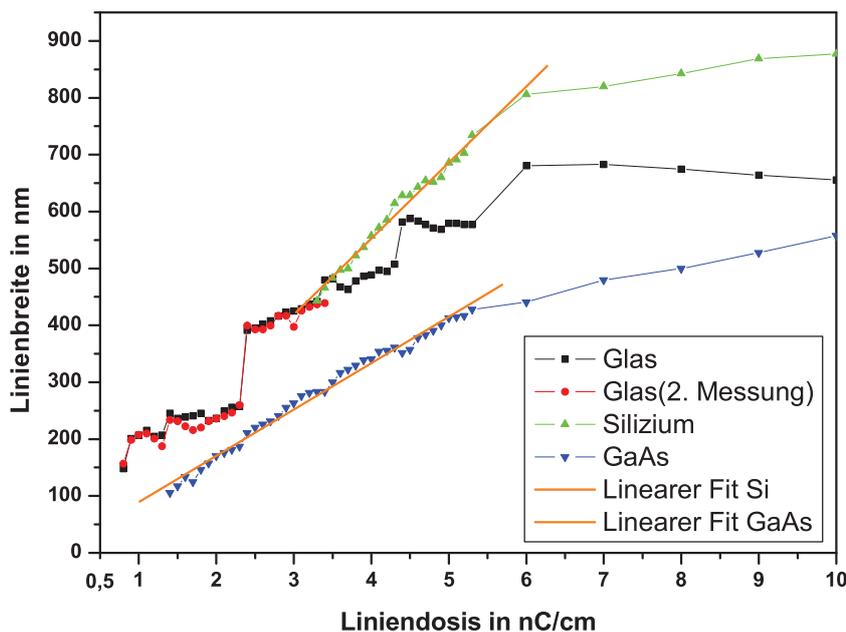


Abbildung 3.4: Linienbreite in Abhängigkeit von der Liniendosis auf verschiedenen Substraten

sind deutliche Sprünge zwischen den Linienpaketen zu sehen, was darauf zurückzuführen ist, daß sich das Glassubstrat auflädt und den Elektronenstrahl verzerrt. Eine zweite Messung an der Glasprobe wurde durchgeführt um auszuschließen, daß ein Fehler in der

Messung vorlag. Der Vergleich der beiden Messungen zeigte aber die gleichen Resultate. Die Messungen auf dem Glassubstrat sind deshalb leider nicht zu verwerten. Auch das Aufdampfen einer dünnen Metallisierung von etwa 10nm Gold auf das Glassubstrat hat nicht ausgereicht ein Aufladen der Probe zu verhindern, es waren immer noch deutliche Verzerrungen in den geschriebenen Strukturen zu sehen. Auf den Halbleiterproben sind solche Aufladungseffekte nicht zu sehen, da die Leitfähigkeit ausreicht, um ein Aufladen der Probe zu verhindern. Vergleicht man die Linienbreiten auf dem Siliziumsubstrat mit denen auf dem GaAs-Substrat bei gleicher Liniendosis, so wird deutlich, daß auf GaAs deutlich kleinere Strukturen geschrieben werden können. Abbildung 3.5 zeigt die kleinste erreichte Linienbreite auf GaAs. Wie man in Abbildung 3.4 sieht, sind bei allen Proben



Abbildung 3.5: kleinste auf GaAs geschriebene Linienbreite von etwa 100nm bei einer Liniendosis von  $1,4nC/cm$

die Linienbreiten bei kleineren Belichtungs Dosen nicht mehr angegeben, da bei diesen Linien der Lift-off nicht mehr funktioniert hat. Dies liegt wahrscheinlich daran, daß diese kleinen Liniendosen nicht zum vollständigen Entwickeln des Resists ausgereicht haben und daher die geschriebenen Strukturen beim Lift-off mit entfernt wurden. An die Daten für das Silizium- und das GaAs-Substrat konnte jeweils für einen Teil der Kurve ein linearer Fit durchgeführt werden (ebenfalls in Abbildung 3.4 zu sehen).

### 3.2.3 Schreiben der Strukturen

Mit den in Abschnitt(3.2.2) gewonnenen Linienbreiten lassen sich nun gezielt Strukturen schreiben. Um das zu erreichen muß man im \*.bez-File die gewünschten Strukturen aus Einzellinien zusammensetzen. Will man z.B. ein Array aus  $4\mu\text{m}$  großen Quadraten schreiben, so kann man sich leicht vorstellen, daß das Erzeugen eines \*.bez-Files, welches diese Strukturen mit nur etwa 100nm breiten Linien schreiben soll per Hand sehr aufwendig ist. Daher wurden für das Schreiben von Strukturen verschiedene C-Programme geschrieben, die im Anhang B genauer erläutert werden. Diese Programme ermöglichen es durch Eingabe der Dosis, der zur Dosis gehörigen Linienbreite, den Koordinaten der Strukturen, den Abmessungen der Strukturen und der Angabe der Wiederholungen (falls gleiche Strukturen in einem Array geschrieben werden sollen) ein \*.bez-File mit den nötigen Daten zu schreiben. Es existieren Programme zum Schreiben von einzelnen Kreisen, einzelnen Rechtecken, sowie zum Schreiben von Arrays dieser Strukturen. Im folgenden sollen nun die Ergebnisse des Schreibens dieser Strukturen dargestellt werden.

In Abbildung 3.6 sieht man einen mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellten Photoleitungsschalter. Leider ist bei dieser Aufnahme die Astigmatismuskorrektur des Elek-

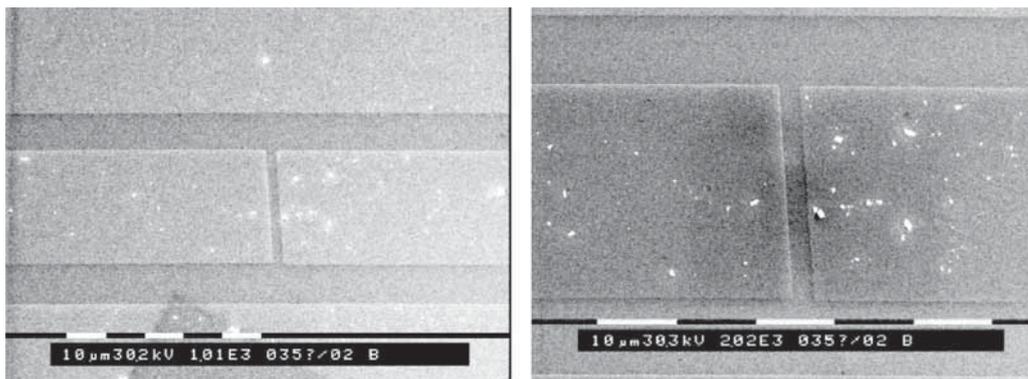


Abbildung 3.6: REM-Aufnahmen eines mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Photoleitungsschalters mit verschiedenen Vergrößerungen

tronenmikroskops nicht besonders gut gelungen, weshalb die Schalterlücke etwas schräg erscheint. Im Vergleich zur optischen Lithographie erkennt man jedoch, daß die Strukturen aufgrund der besseren Auflösung wesentlich schärfer abgebildet werden können. Dies ist besonders an den Kanten des Schalters zu sehen, wo in der optischen Lithographie leichte Verformungen auftreten. Die weißen Punkte auf der Probe sind auf eine Kontamination mit Staubpartikeln zurückzuführen, da die Probe vor den Aufnahmen längere Zeit außerhalb des Reinraums gelagert wurde.

Zusätzlich zu dem Schalter wurden auf GaAs verschiedene Strukturen geschrieben. Zunächst sind in Abbildung 3.7 Abbildungen verschieden großer Kreise zu sehen, die mit dem neu angeschafften REM Leo aufgenommen wurden(alle weiteren Bilder der Strukturen wur-

den ebenfalls mit dem neuen Gerät aufgenommen). Dazu wurden 30nm Cu aufgedampft und danach ein lift-off durchgeführt. Im linken Bild ist immer eine Übersicht der Strukturen zu sehen und rechts ein bei stärkerer Vergrößerung aufgenommenes Bild. Abbildung (3.8) zeigt die für Kreise bisher kleinsten erreichten Strukturen. Hierbei ist auffällig, daß am Rand der Kreise deutliche Rückstände vom lift-off Prozess zu sehen sind, da hier der Metallfilm in direktem Kontakt zum Resist ist. Dies läßt sich in Zukunft durch die Verwendung eines Zweilagensesistens verbessern. Dabei wird zunächst ein PMMA-Lack mit einem geringen Molekulargewicht oder ein sogenanntes Copolymer (MMA) aufgebracht (welches empfindlicher gegenüber Belichtung mit dem Elektronenstrahl ist) und darauf der normal verwendete PMMA mit einem höheren Molekulargewicht. Nach der Belichtung wird die untere Schicht wesentlich besser vom Entwickler angegriffen, was dazu führt, daß die obere PMMA-Schicht ein wenig überhängt und einen sogenannten undercut erzeugt. Beim Aufdampfen hat das aufgedampfte Material nun keinen Kontakt mehr zum Resist, wodurch Rauigkeiten durch den Kontakt mit dem Resist beim lift-off vermieden werden können. Die obere PMMA-Schicht dient dann als Aufdampfmaske. Abbildung 3.9 veranschaulicht das Resistprofil für einen solchen Doppelagensesist nach der Entwicklung mit aufgedampften Material, welches dann keinen Kontakt mehr zum Resist hat. Ein REM-Bild einer Probe mit einem Zweilagensesist nach der Entwicklung ist in Abbildung 3.10 zu sehen [7]. Hierbei wurde die Probe nach dem Entwickeln gebrochen und die Bruchfläche mit dem REM abgebildet.

Als nächstes sollen die im Mikrometerbereich geschriebenen rechteckigen Strukturen vorgestellt werden. Sie sind in Abbildung 3.11 zu sehen. Auffällig hierbei ist sofort, daß am oberen Rand der Strukturen kleine periodische Ausbuchtungen zu sehen sind. Diese stellen die einzelnen Linien dar, mit denen die Strukturen geschrieben worden sind. Um dies zu vermeiden, sollte die Linienbreite, die in den C-Programmen angegeben wird etwas kleiner gewählt werden, als die tatsächliche Linienbreite. Besonders wird das bei den in Abbildung 3.12 gezeigten rechteckigen Strukturen im nm-Bereich deutlich. Bei den oberen aus vier Einzellinien geschriebenen Strukturen sind die Ausbuchtungen nicht so deutlich zu sehen. Das ändert sich deutlich zu denen in der Mitte von Abbildung 3.12 abgebildeten aus drei Einzellinien geschriebenen Strukturen und den unteren aus zwei Einzellinien geschriebenen Strukturen. Bei den obersten Strukturen sind die Linien noch verbunden, da die Untergrundbelichtung durch den Proximity-Effekt wahrscheinlich noch ausgereicht hat, die Linien zu einer gemeinsamen Struktur zu verschmelzen. Dieser Effekt nimmt allerdings bei den aus weniger Linien geschriebenen Strukturen ab, was dazu führt, daß die aus zwei Linien zusammengesetzten Strukturen deutlich getrennt sind. Ebenfalls auffällig ist in Abbildung 3.12 in der mittleren linken Abbildung eine Abweichung der gleichen Strukturen untereinander (durch einen roten Trennstrich voneinander getrennt). Im linken Teil ist die Ausprägung der Einzellinien am Rand deutlich schwächer als im rechten Teil des Bildes. Dies liegt wahrscheinlich in einer leichten protokollierten Absenkung des Sondenstroms während des Schreibens. Bei den links zu sehenden Strukturen hat die Dosis noch ausgereicht, um die Einzellinien auch am Rand durch den Proximity-Effekt zu verschmelzen. Im rechten Teil der Abbildung führte die geringere Dosis zu einer kleineren Linienbreite, weshalb hier die Einzellinien wesentlich stärker voneinander getrennt sind.

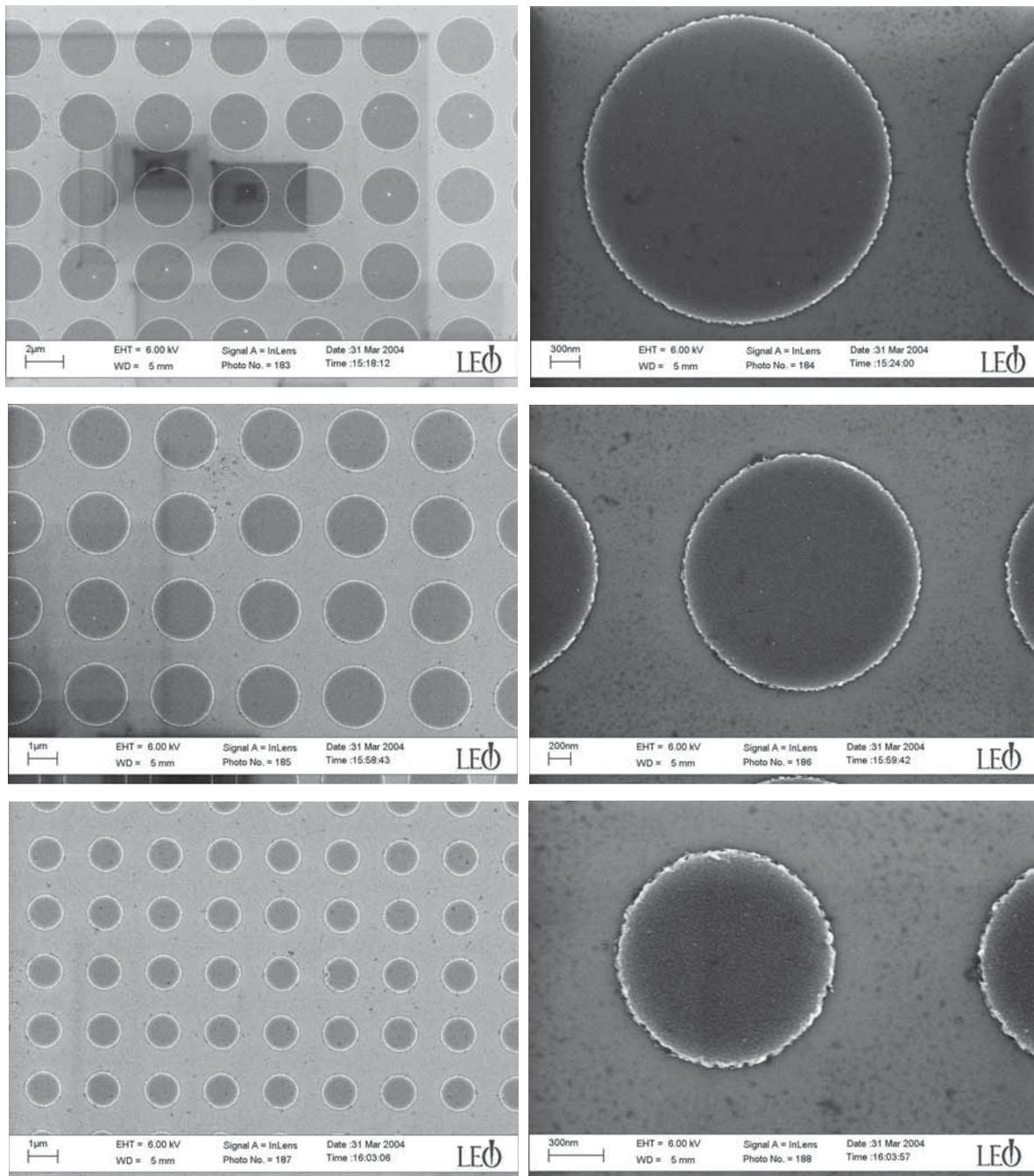


Abbildung 3.7: REM-Aufnahmen von mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Arrays aus Kreisen

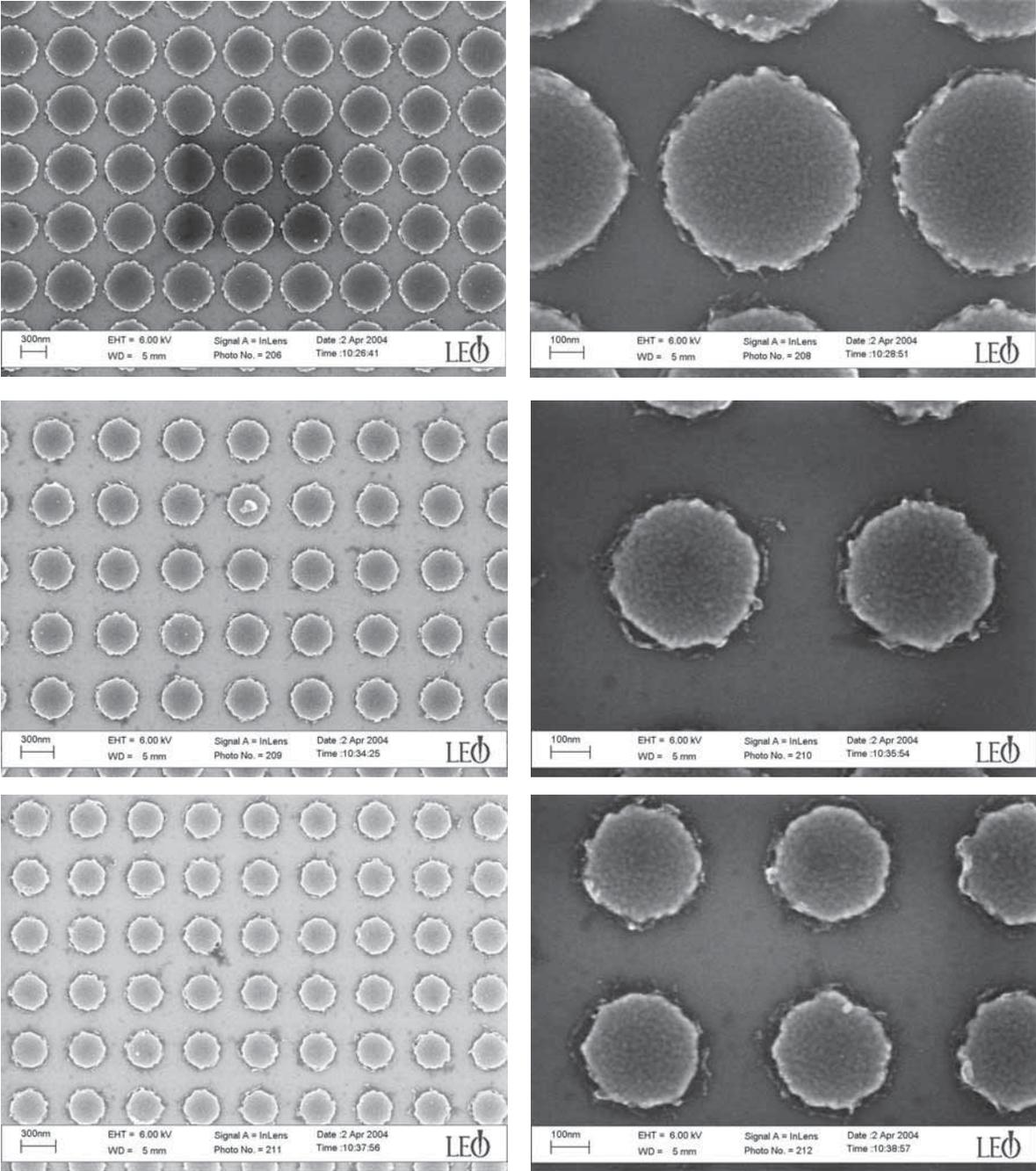


Abbildung 3.8: REM-Aufnahmen von mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Arrays aus Kreisen

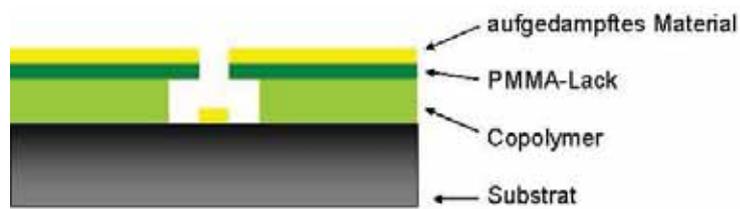


Abbildung 3.9: Resistprofil eines Zweilagensystems mit undercut nach dem Aufdampfen

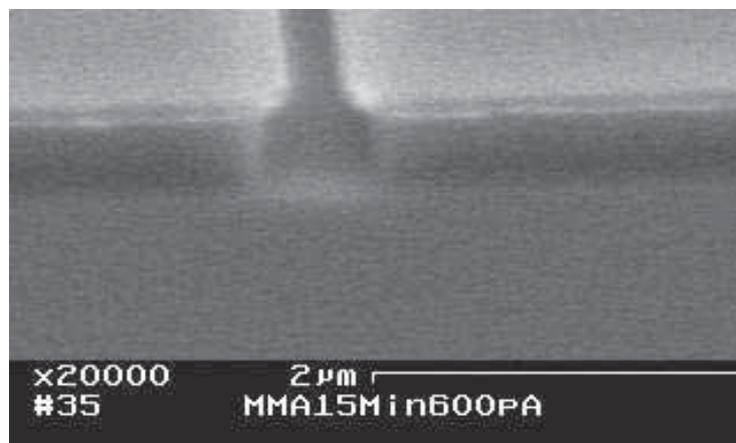


Abbildung 3.10: reales Resistprofil eines Zweilagensystems nach der Entwicklung [7]

Beim Ausmessen der Linienbreiten bei den in Abbildung 3.12 gezeigten Strukturen im nm-Bereich ergaben sich zum Teil Linienbreiten von etwa 50nm. Allerdings sinkt mit kleineren Strukturen auch die Reproduzierbarkeit immer weiter ab. Kleinste Abweichungen der Prozessparameter führen daher in diesem Bereich schnell zu einer Abweichung von den gewünschten Strukturen.

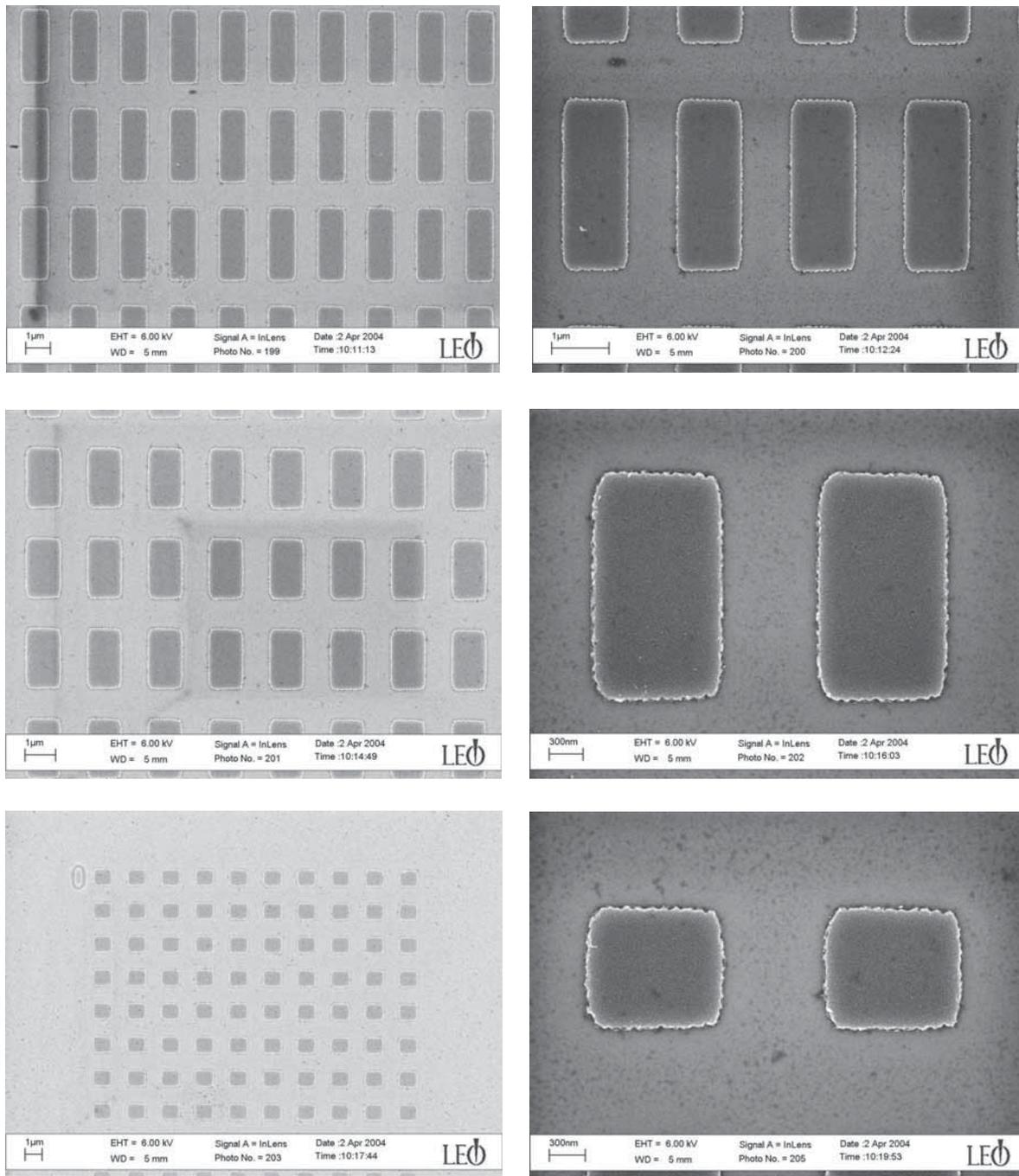


Abbildung 3.11: REM-Aufnahmen von mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Arrays von Kästen

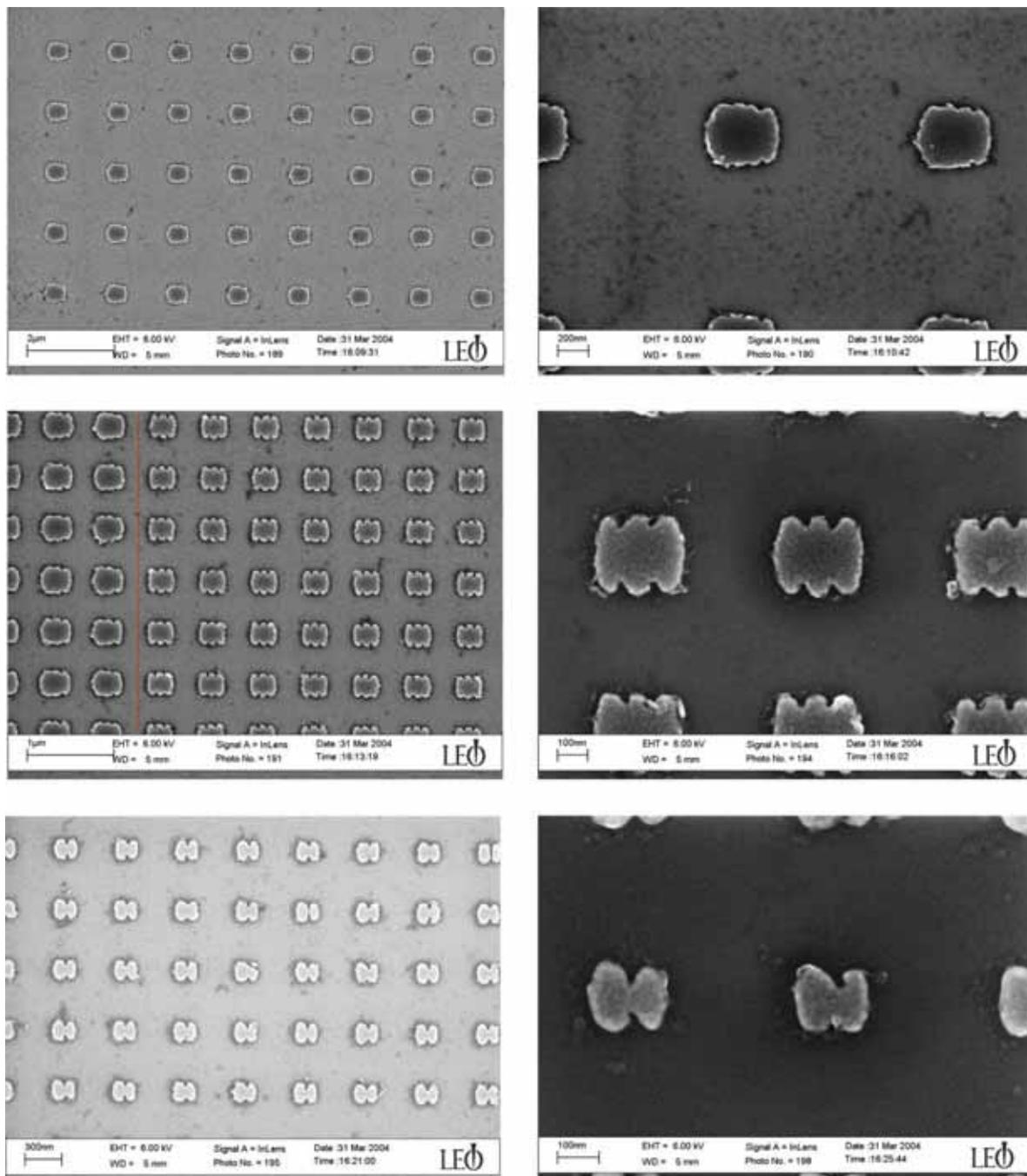


Abbildung 3.12: REM-Aufnahmen von mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Arrays von Kästen

### 3.3 Zusammenfassung

Es wurde für ein Einlagenresistsystem die Linienbreite für verschiedene Liniendosen auf verschiedenen Substraten bestimmt. Mit Hilfe dieser bestimmten Linienbreiten ist es gelungen Strukturen im Mikro- und Nanometerbereich zu erzeugen. Es wurde weiterhin gezeigt, daß mit dem verwendeten System LION LV1 auch das Schreiben großflächiger Strukturen wie der in Kapitel (4) verwendeten Photoleitungsschalter möglich ist. Um zum einen die Auflösung zu verbessern und die bei den Nanometerstrukturen beobachteten Randeffekte zu eliminieren sollte in Zukunft mit einem Zweilagensesist gearbeitet werden. Es wurde gezeigt, daß mit dem verwendeten Lithographie-System Linienbreiten bis zu etwa 50nm möglich sind. Allerdings führt in diesem Bereich eine kleine Abweichung von den Prozessparametern, wie zum Beispiel der hier aufgetretenen Änderung des Sondenstroms, zu einer deutlichen Veränderung der geschriebenen Strukturen. Hier könnte das neu angeschaffte Lithographiesystem Leo bei der Einhaltung der Prozessparameter und damit der Reproduzierbarkeit Verbesserungen mit sich bringen.

# Kapitel 4

## Optische Schalter auf LT-GaAs

### 4.1 Theoretische Grundlagen

#### 4.1.1 Schnelle Photoleitungsschalter

Zunächst soll das Funktionsprinzip schneller Photoleitungsschalter und deren limitierende Faktoren erläutert werden. In dieser Arbeit werden sogenannte MSM-Dioden verwendet, welche aus einer Metall-Halbleiter-Metall (metal-semiconductor-metal=MSM) Struktur bestehen. Ein MSM-Detektor besteht aus zwei durch eine Lücke getrennte Leiterbahnen auf einem Halbleitersubstrat. Legt man eine Spannung an diese beiden Leiterbahnen an und beleuchtet die Lücke mit Photonenenergien größer als die Bandlücke des Halbleiters, so werden die erzeugten Elektron-Loch-Paare durch das äußere Feld getrennt und es fließt ein Strom zwischen den Kontakten. In Abbildung 4.1 ist ein typischer in dieser Arbeit verwendeter Schalter schematisch dargestellt. Die beiden Mittelleiter stellen den eigentlichen Schalter mit der beleuchtungssensitiven Lücke dar. Bei der gezeigten Struktur handelt es sich um einen in dieser Arbeit verwendeten koplanaren Wellenleiter. Dabei werden die beiden zum Hauptleiter parallelen Bahnen auf Masse gelegt. Koplanare Wellenleiter werden verwendet, da sie relativ leicht herzustellen sind und sie im Vergleich zu anderen Wellenleiterstrukturen geringere Dispersion zeigen. Dies ist bei der Integration von Bauelementen in die Wellenleiterstruktur von entscheidender Bedeutung. Da die Kontakte nicht in das Halbleitermaterial einlegiert werden bilden sich zumeist Schottky- oder Schottky-ähnliche Kontakte aus. Um ein möglichst großes Signal unter Beleuchtung zu erhalten, sollte der Dunkelstrom (das ist der Strom, der bei einer angelegten Spannung ohne Anregung von Photoelektronen fließt) des Schalters möglichst gering sein. Dies kann z.B. durch die Verwendung niedrig dotierter Halbleitermaterialien erreicht werden.

Bei Beleuchtung mit einem kurzen Laserpuls kommt es zu einem sprunghaften Anstieg des Stroms aufgrund der angeregten Ladungsträger. Die Dauer des Strompulses ist hierbei durch die ansteigende Flanke und die abfallende Flanke des Photostroms bestimmt.

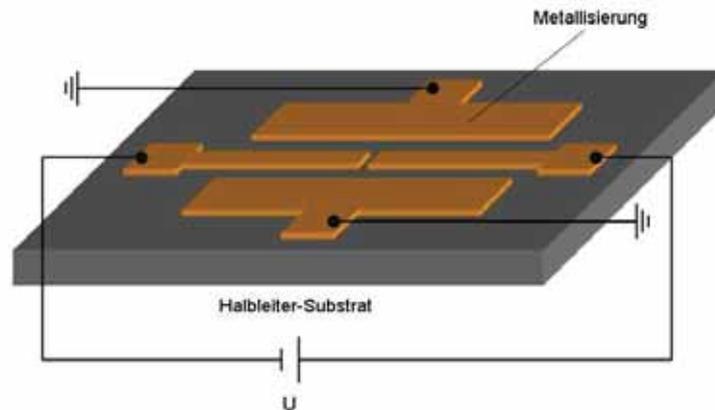


Abbildung 4.1: schematischer Aufbau einer MSM-Diode

Der Schalter selbst kann als RC-Glied beschrieben werden, das ein durch die charakteristische Zeitkonstante  $\tau = RC$  bestimmtes Auf- und Entladeverhalten zeigt. Der Anstieg des Photostroms wird durch die Dauer des Laserpulses sowie der durch die Schaltergeometrie bedingten RC-Zeit bestimmt. Dabei gilt

- Ist die RC-Zeit kurz gegenüber der Laserpulsdauer, so wird der Anstieg des Photostroms durch die Dauer des Laserpulses bestimmt.
- Ist umgekehrt der Laserpuls kurz gegenüber der RC-Zeit, so wird der Anstieg des Photostroms durch die RC-Zeit bestimmt.

Normalerweise ist die RC-Zeit klein gegenüber der Laserpulsdauer, weshalb die ansteigende Flanke des Photostroms meist durch die Laserpulsdauer gegeben ist.

Der Abfall des Photostroms wird durch die Laserpulsdauer, die RC-Zeit, die Transitzeit der Ladungsträger zwischen den Elektroden und der Ladungsträgerlebenszeit bestimmt. Dabei werden folgende Fälle unterschieden

- Ist die Ladungsträgerlebenszeit groß gegen die RC-Zeit und die Laserpulsdauer und zusätzlich die Transitzeit groß gegenüber der Lebenszeit der Ladungsträger, so ist die abfallende Flanke des Photostroms durch die Ladungsträgerlebenszeit bestimmt. Mit Ladungsträgerlebenszeit ist hier entweder die Einfangzeit der Ladungsträger in tiefe Störstellen oder die direkte Rekombinationszeit der Elektron-Loch-Paare gemeint. Einen solchen Schalter nennt man lebenszeitlimitiert.

- Sind die Transit-Zeit, die Laserpulsdauer und die Ladungsträgerlebenszeit klein gegenüber der RC-Zeit, so wird der Abfall des Photostroms durch die Entladekurve der Schalterkapazität bestimmt. Diese Photoleitungsschalter werden als RC-Zeitlimitiert bezeichnet.
- Sind die RC-Zeit sowie die Laserpulsdauer klein gegen die Transitzeit und zudem die Ladungsträgerlebenszeit groß gegen die Transitzeit, so wird die abfallende Flanke des Photostroms durch die Zeit bestimmt, die die Ladungsträger benötigen, um die Elektroden zu erreichen. Diese Schalter werden deshalb als transitzeitlimitiert bezeichnet.
- Der letzte Fall ist gegeben, wenn die Laserpulsdauer groß gegen alle anderen Zeitskalen ist. In diesem Fall wird dann auch die abfallende Flanke des Strompulses durch die Laserpulsdauer bestimmt.

Als Substrat-Material wird in dieser Arbeit LT-GaAs (low-temperature-grown GaAs, siehe Abschnitt 4.1.2) verwendet, welches Ladungsträgerlebenszeiten im Subpikosekundenbereich besitzt. Die in dieser Arbeit hergestellten Schalter sind bei entsprechend kurzer Laserpulsdauer und RC-Zeit lebenszeitlimitiert.

Um bei transitzeitlimitierten Schaltern kleine Schaltzeiten unterhalb einer Pikosekunde zu erreichen müssen die Elektrodenabstände in der Größenordnung von 25nm sein, um die Driftzeiten der Ladungsträger entsprechend klein zu halten [13, 14]. Solche kleinen Strukturen können allerdings nur mit großem Aufwand mit hochauflösender Elektronenstrahlolithographie hergestellt werden. Aufgrund der kleinen Elektrodenabstände sind diese erzeugten Schalter sehr empfindlich gegenüber elektrostatischen Entladungen. Ein weiterer Nachteil transitzeitlimitierter Schalter liegt in der starken Magnetfeldabhängigkeit der Schaltzeiten, was den Einsatz dieser MSM-Dioden beim Untersuchen von Bauelementen oder magnetischen Nanostrukturen in Magnetfeldern erheblich erschwert [15]. Bei lebenszeitlimitierten Schaltern bestehen diese Probleme nicht. Die Elektrodenabstände und Breiten können im Bereich weniger Mikrometer liegen, was sich leicht und schnell durch optische Lithographie realisieren lässt [16, 17, 5]. Ebenfalls bieten lebenszeitlimitierte Schalter den Vorteil, daß sie gegenüber Magnetfeldern unempfindlich sind [5].

### 4.1.2 Eigenschaften von LT-GaAs

Nach der Entdeckung, daß LT-GaAs als Isolationsschicht in Feldeffekttransistoren eingesetzt werden kann, wurde von den hohen Defektdichten des Materials auf seine kurzen Ladungsträgerlebenszeiten geschlossen und der erste auf LT-GaAs basierende schnelle Photoleitungsschalter hergestellt [18].

Normalerweise wird GaAs in Molekularstrahlepitaxie (MBE) Anlagen bei Temperaturen von  $T_g \geq 580^\circ\text{C}$  gewachsen, um möglichst kleine Defektdichten und hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten zu erreichen. LT-GaAs wird jedoch bei Temperaturen zwischen  $180 - 220^\circ\text{C}$  unter Arsenüberschuß aufgewachsen, wodurch ein Arsenüberschuß von bis zu

1,5 % eingebaut wird, was ebenso zu einem Anstieg der Gitterkonstanten von bis zu 0,15% Prozent führt [19, 20, 21]. Aufgrund des hohen Arsenüberschusses treten hohe Konzentrationen von Arsen Antisite Defekten [21, 22, 23, 24, 25], interstitielle Arsen Punktdefekte [21], sowie Ga-Leerstellen auf [24]. Bei den Arsen Antisite Defekten handelt es sich um Arsen-Atome, welche auf Ga-Plätzen im Zinkblendegitter sitzen. Von den Arsen Antisite Defekten wird ein teilweise ionisiertes Donatorniveau gebildet, welches zwischen 0,4 und 0,57eV von der Leitungsbandkante entfernt liegt [26, 27, 28, 29, 30]. Eine Bestimmung der nicht ionisierten Donatorkonzentration  $[As_{Ga}^0]$  ergab einen Wert zwischen  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  bis  $10^{20}\text{cm}^{-3}$  [20, 22, 23, 24, 25, 27, 28, 31], für die ionisierten Donatoren  $[As_{Ga}^+]$  liegt die Konzentration zwischen  $10^{18}\text{cm}^{-3}$  und  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Von den Gallium-Leerstellen  $[V_{Ga}]$  wird ein tiefes vollständig ionisiertes Akzeptorband mit einem Abstand zwischen 0,3eV und 0,34eV von der Valenzbandkante gebildet. Die Konzentration der Gallium-Leerstellen  $[V_{Ga}]$  wird mit  $10^{18}\text{cm}^{-3} - 10^{19}\text{cm}^{-3}$  angegeben [24, 25], was darauf schließen läßt, daß die ionisierten Donatoren  $[As_{Ga}^+]$  vollständig von den Akzeptoren  $[V_{Ga}]$  kompensiert werden. Das Wachstum einkristalliner Schichten ist trotz der hohen Punktdefektkonzentration mit Schichtdicken von mehr als  $2\mu\text{m}$  auch ohne den Einbau von hohen Konzentrationen von Versetzungen und anderer ausgedehnter Defekte möglich [19].

Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse beim Wachsen von LT-GaAs erweist sich jedoch als schwierig, da die normalerweise bei hohen Wachstumstemperaturen zur berührungslosen Temperaturmessung eingesetzten Pyrometer bei niedrigen Wachstumstemperaturen um  $200^\circ\text{C}$  zu unpräzise sind. Daher muss die Temperatur des Wachstums über Thermoelemente erfolgen, wodurch die Reproduzierbarkeit entscheidend von der nur ungenau kontrollierbaren thermischen Kopplung zwischen Substrat und Thermoelement abhängt. Für das Wachstum in einer MBE-Anlage wird der Fehler in [21] auf etwa  $10 - 20^\circ\text{C}$  abgeschätzt, für das Wachstum in verschiedenen Anlagen wird in [5] sogar ein Fehler von bis  $30^\circ\text{C}$  angegeben.

Nach dem Wachstum wird das LT-GaAs üblicherweise unter As-Fluß bei Temperaturen um  $600^\circ\text{C}$  für etwa 10min getempert [32]. Dabei kommt es zu einer Veränderung der Defektarten und Dichten. Die punktförmigen As-Defekte lagern sich zum Teil zu metallischen Einschlüssen von etwa 2nm-10nm Größe mit einer Konzentration zwischen  $10^{17}\text{cm}^{-3} - 10^{18}\text{cm}^{-3}$  zusammen [33, 34]. Während des Ausheilens geht die Gitterkonstante wieder auf den Wert von normalem GaAs zurück [20, 21]. Zusätzlich nimmt die Konzentration der  $[As_{Ga}^0]$  und  $[As_{Ga}^+]$  Defekte auf etwa  $1 - 10 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  bzw.  $2 - 5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$  ab [23, 35]. Eine weitere Veränderung ist die Verschiebung des Donatorniveaus auf 0,65eV-0,75eV von der Leitungsbandkante [28, 29, 30, 31, 35, 36, 32, 37]. Die Defektkonzentrationen und die Lage der Energieniveaus sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Weiterhin von entscheidender Bedeutung sind die elektrischen Eigenschaften von LT-GaAs. Nicht ausgeheiltes bei  $T_g = 200^\circ\text{C}$  gewachsenes Material hat einen relativ niedrigen spezifischen Widerstand von  $0,2 - 2\Omega\text{m}$  [28, 36, 37, 5]. Bei Leitfähigkeitsmessungen wird für Temperaturen von  $T < 200 - 250\text{K}$  die Leitfähigkeit von der Hüpfleitfähigkeit zwischen Arsen Antisitedefekten bestimmt. Oberhalb dieser Temperatur wird zusätzlich eine thermisch aktivierte Bandleitfähigkeit beobachtet, für die die Ionisierung von  $[As_{Ga}^0]$

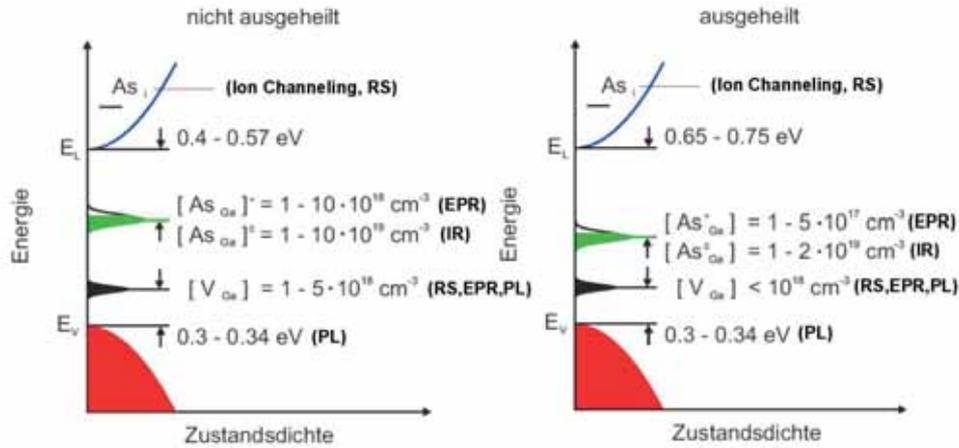


Abbildung 4.2: Defektkonzentrationen sowie die zugehörigen Akzeptor- und Donatorzustände in nicht ausgeheiltem und ausgeheiltem LT-GaAs nach [5, 38], daneben sind jeweils die Meßmethoden angegeben (RS=Raman Scattering, EPR=Electron Paramagnetic Resonance, IR=Infrared Spectroscopy, PL=Photoluminescence)

Donatoren verantwortlich gemacht wird [28, 36, 37]. Im Rahmen dieses Modells, in dem sich die Leitfähigkeit aus der Hüpfleitfähigkeit zwischen den Defekten und einer thermisch aktivierten Bandleitfähigkeit zusammensetzt, finden Look et al. eine gute Übereinstimmung mit ihren Messwerten [28, 37, 39]. Aufgrund der Abnahme der Defektdichte mit steigender Wachstumstemperatur findet man, daß dadurch der spezifische Widerstand stark zunimmt. Dies kann durch den stark verminderten Beitrag der Hüpfleitfähigkeit erklärt werden. Die Nächste-Nachbar-Hüpfleitfähigkeit erweist sich nach Formel (4.1) als exponentiell abhängig von den Defektabständen [37].

$$\sigma \sim \exp\left(\frac{-1}{L_0([As_{Ga}^0] + [As_{Ga}^+])^{1/3}}\right) \cdot \exp(-\Delta E/kT) \quad (4.1)$$

$L_0$  ist hierbei der Abstand der Defekte in Abhängigkeit von der Konzentration der am Hopping beteiligten ionisierten und nicht ionisierten Arsen Antisite Defekte.  $\Delta E$  in Gleichung (4.1) ist die Energie-Differenz zwischen den benachbarten Hopping-Zuständen.

Nach dem Ausheilen von LT-GaAs stellt man einen starken Anstieg des spezifischen Widerstandes fest. Dieser hohe Dunkelwiderstand (das ist der Widerstand des Materials ohne Belichtung) ist besonders wichtig für schnelle Photoleitungsschalter. Für eine bei  $T_g = 200^\circ\text{C}$  gewachsene und für 10min bei  $600^\circ\text{C}$  ausgeheilte Probe wird ein Anstieg des spezifischen Widerstandes von  $2\Omega\text{m}$  auf  $2 \cdot 10^4\Omega\text{m}$  gefunden [28]. Look et al. erklären diesen Anstieg über eine Abnahme der Arsen Antisite Defekte, woraus ein größerer Abstand der Defekte und damit eine Abnahme der Hüpfleitfähigkeit folgt [28, 39, 37]. Die semiisolierenden Eigenschaften werden dem Material aufgrund der vollständigen Kompensation der ionisierten Donatoren  $As_{Ga}^+$  durch die Akzeptoren  $V_{Ga}$  zugeschrieben. Den metallischen Arsen Einschlüssen wird in diesem Modell keine Bedeutung zugewiesen.

In einem anderen Modell wird von Warren et al. zwar der Rückgang der Hüpflfähigkeit ebenso auf die Verminderung der Arsen Antisite Defekte zurückgeführt, den hohen spezifischen Widerstand erklären sie jedoch über ein Schottky-Barrierenmodell der metallischen Arseneinschlüsse, die sich beim Ausheilen bilden [30, 34, 39]. In diesem Modell wird angenommen, daß sich an den beim Tempern entstandenen Arseneinschlüssen an der Grenzfläche zum LT-GaAs Schottky-Verarmungszonen ausbilden. Das Prinzip des Schottky-Barrierenmodells ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

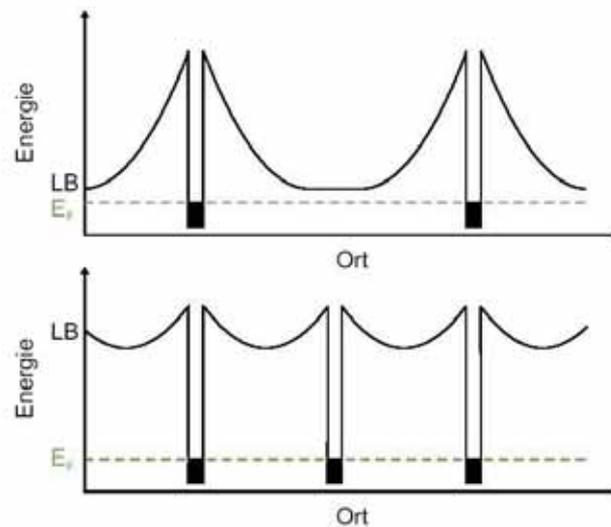


Abbildung 4.3: Schottky-Modell der Arseneinschlüsse von ausgeheiltem LT-GaAs, das obere Bild zeigt den Fall kleiner Arsen Clusterdichte, die Verarmungszonen überlappen nicht, weshalb das Material leitfähig bleibt, der untere Fall stellt den hoher Clusterdichte dar, in dem die Verarmungszonen überlagern und daher die Leitungsbandkante weit über das Fermi-Niveau gehoben wird, wodurch die Leitfähigkeit drastisch abnimmt [5]

Bei der Photoleitfähigkeit in LT-GaAs handelt es sich um eine reine Bandleitfähigkeit, was an den hohen generierten freien Ladungsträgerdichten liegt [35]. Der Strom wird hierbei im wesentlichen durch die Elektronen im Leitungsband bestimmt, da die Löcher eine wesentlich größere effektive Masse als die Elektronen haben [5].

Üblicherweise werden MSM-Dioden gut durch zwei gegeneinander geschaltete Schottkydioden beschrieben. Bringt man in der Halbleitertechnologie übliche Kontakte wie z.B. Ti/Au oder Ni/Ge/Au auf LT-GaAs auf, so stellt man jedoch fest, daß sich ohmsche Kontakte ausbilden [22, 40]. Ein Modell hierfür wurde von Yamamoto et al. entwickelt [40]. Dabei wird davon ausgegangen, daß die tief liegenden Arsen Antisite Donatorzustände im Kontaktbereich zu einer Erniedrigung der Schottky-Barriere führen. Das folgende Banddiagramm in Abbildung 4.4 zeigt den Metall-Halbleiter-Metall Übergang im Rahmen dieses Modells. Legt man eine Spannung an den MSM-Kontakt an, so ist auf der einen Seite

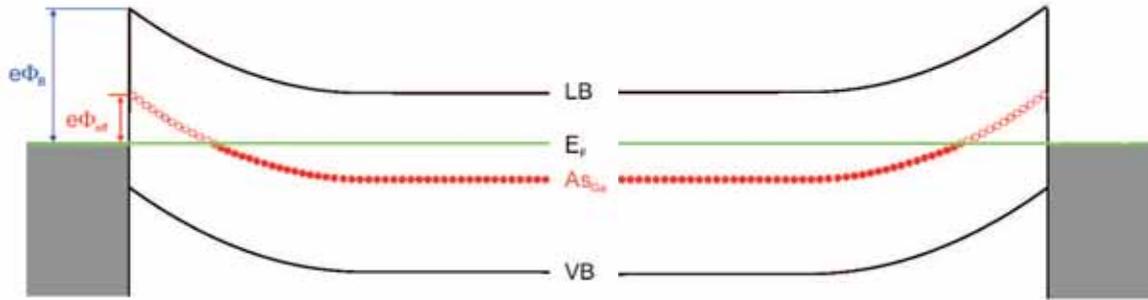


Abbildung 4.4: Banddiagramm eines Metall-LT-GaAs-Metall Übergangs unter Einbeziehung der Arsen-Antisite Defekte und der damit verminderten effektiven Barrierenhöhe  $\Phi_{eff}$  nach [5]

des Kontaktes für Metallelektronen die sonst hohe Schottky-Barriere von  $\Phi_B = 0,87eV$  auf die effektive Barrierenhöhe  $\Phi_{eff} = 0,12eV$  abgesenkt [40] und die Elektronen können schon bei niedrigen angelegten Spannungen die Barriere ins Störstellenband durchtunneln (Sperrichtung). Auf der anderen Seite des MSM-Kontakts liegt die angelegte Spannung als Vorwärtsspannung an. Aufgrund dieser Vorwärtsspannung kann das Störstellenband leicht bevölkert werden, wodurch ebenfalls das ohmsche Verhalten der Grenzfläche erklärt wäre.

Wie in Abschnitt (4.1.1) erläutert wurde spielt die Ladungsträgerlebenszeit im Photoleitungs material eine wichtige Rolle. Bei Untersuchungen zur Ladungsträgerdynamik in LT-GaAs wurden Elektronenlebenszeiten von 100fs-400fs in nicht ausgeheiltem und zwischen 300fs und 500fs für ausgeheiltes Material gefunden [5]. Als Modell für die Ladungsträgerdynamik wird in dieser Arbeit ein von Loka et al. entwickeltes Modell verwendet [41, 42]. In diesem Modell werden die Gallium-Leerstellen vollkommen vernachlässigt. Ein Schema des Modells mit den verschiedenen Anregungsmöglichkeiten, sowie den möglichen Einfang- und Rekombinationsprozessen ist in Abbildung 4.5 dargestellt [42]. Als Anregungsmöglichkeiten werden in diesem Modell die direkte Anregung von Ladungsträgern aus dem Valenzband an die Leitungsbandkante, die direkte Anregung aus den  $[As_{Ga}^0]$  Defekten in höhere Leitungsbandzustände sowie Zwei-Photonenanregung aus dem Valenzband in höhere Leitungsbandzustände in Betracht gezogen. Der Zerfall der angeregten Ladungsträger ist durch die jeweiligen charakteristischen Zeitkonstanten  $\tau_1$  bis  $\tau_4$  bestimmt, welche von Loka et al. in zeitaufgelösten Transmissionsmessungen bestimmt wurden [41].  $\tau_1$  und  $\tau_4$  stellen hierbei den Einfang der Elektronen in die tiefen  $[As_{Ga}^+]$  Störstellen dar.  $\tau_3$  gibt die Relaxation der Elektronen an die Bandkante wieder und  $\tau_2$  ist die Rekombinationszeit der in den  $[As_{Ga}^+]$  eingefangenen Elektronen mit den Löchern im Valenzband. Die direkte Rekombination, die in störstellenarmen hochtemperaturgewachsenem GaAs größer als 1ns ist, wird in diesem Modell aufgrund der großen Zeitskala vernachlässigt [25]. Die typischen für dieses Modell bestimmten Zeiten sind in Tabelle(4.1) aufgelistet [41]. Die Zeitkonstan-

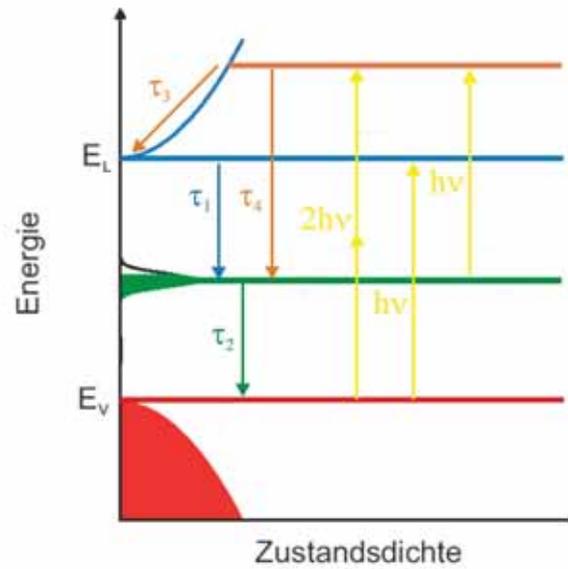


Abbildung 4.5: Für die Ladungsträgerdynamik in LT-GaAs relevante Generations-, Relaxations-, Einfang- und Rekombinationsprozesse mit den charakteristischen Zeiten[42]

	Ausheiltemperatur/[°C]		
Lebenszeit	700 °C	800 °C	900 °C
$\tau_1$	2ps	4,5ps	7ps
$\tau_2$	6,4ps	9,5ps	15,4ps
$\tau_3$	$\infty$	$\infty$	$\infty$
$\tau_4$	0,3ps	0,6ps	1,1ps

Tabelle 4.1: Auflistung der von [41] gemessenen charakteristischen Zeitkonstanten  $\tau_1 - \tau_4$  in Abhängigkeit von verschiedenen Ausheiltemperaturen, die Proben wurden bei 270°C gewachsen und jeweils für 30s getempert

te  $\tau_3$  wird hierbei als unendlich groß angegeben, da sie groß gegen die anderen Zeitskalen ist und die Ladungsträger längst in tiefe Störstellen eingefangen wurden bevor sie an die Bandkante relaxiert sind [41]. Daher kann  $\tau_3$  vernachlässigt werden. Bei der Untersuchung der Elektroneneinfangzeit in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur finden alle Autoren einen Anstieg der Elektroneneinfangzeit mit steigender Wachstumstemperatur [5]. Die Ergebnisse werden im Rahmen der Shockley-Read-Hall Theorie interpretiert, nach der die Einfangzeit in tiefe Störstellen in einem Halbleiter umgekehrt proportional zur Störstellendichte ist [43]. Im Rahmen dieser Theorie finden z.B. Lin et al. gute Übereinstimmung der Abhängigkeit der Ladungsträgerlebenszeit von der Defektkonzentration [44].

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß LT-GaAs aufgrund seiner vorteilhaften Eigenschaften sehr gut als Material für schnelle Photoleitungsschalter geeignet ist. Dies liegt unter anderem an den kurzen Ladungsträgerlebenszeiten und dem hohen Dunkelwiderstand nach dem Ausheilen. Dieser hohe Dunkelwiderstand ist besonders wichtig, um ein möglichst großes Signal im Vergleich zum unbeleuchteten Schalter zu bekommen.

### 4.1.3 Der Titan-Saphir-Laser

Da die Messungen zur Dynamik mit Hilfe kurzer Laserpulse durchgeführt wurden soll hier kurz auf die Eigenschaften und die Erzeugung kurzer Laserpulse eingegangen werden. Ein Puls mit der Zentralwellenlänge  $\omega_0$  am Ort  $z = 0$  und einer Gaußschen Einhüllenden wird folgendermaßen beschrieben.

$$E(z = 0, t) = E(t) = A(t)e^{-i\omega_0 t} = E_0 e^{-i\omega_0 t} e^{-at^2} \quad (4.2)$$

Die zeitliche Breite eines solchen Gaußpulses ist durch den Abfall der Intensität  $I(t) = |E_0|^2 e^{-2at^2}$  auf  $\frac{1}{e}$  des ursprünglichen Wertes gegeben.

$$\Delta t_G = 2\tau_G = \sqrt{\frac{2}{a}} \quad (4.3)$$

Das Frequenzspektrum erhält man durch Fouriertransformation von (4.2).

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \mathcal{F} \left[ E_0 e^{-i\omega_0 t} e^{-at^2} \right] (\omega) \\ &= E_0 \mathcal{F} [e^{-i\omega_0 t}] (\omega) * \mathcal{F} [e^{-at^2}] (\omega) \\ &= E_0 \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{(\omega + \omega_0)^2}{4a}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Die Fouriertransformation des gaußförmigen Wellenpaketes im Zeitraum ergibt also ebenfalls eine gaußförmige Verteilung des Pulses im Frequenzraum. Die Breite des Pulses im Frequenzraum berechnet sich analog zu (4.3) aus dem Leistungsspektrum  $I(\nu) = |\tilde{E}(\omega)|^2$  zu

$$\Delta \omega_G = 2\sqrt{2a} \quad (4.5)$$

Vergleicht man (4.3) und (4.5), so sieht man, daß  $\Delta t_G \sim 1/\sqrt{a}$  und  $\Delta \omega_G \sim \sqrt{a}$  ist. Um einen möglichst kurzen Puls im Zeitraum zu erhalten muß der Puls also ein möglichst breites Frequenzspektrum besitzen. Bildet man das Produkt von (4.3) und (4.5), so erhält man das konstante Bandbreiteprodukt für einen Gaußpuls.

$$\Delta t_G \Delta \omega_G = \sqrt{\frac{2}{a}} \cdot 2\sqrt{2a} = \text{const.} \quad (4.6)$$

Hiermit läßt sich für einen gaußförmigen Puls also die nötige Frequenzbreite des Pulses bei gegebener zeitlicher Pulslänge berechnen. Da man für zeitlich immer kürzere Pulse auch ein immer breiteres Frequenzspektrum erhält spielt die Dispersion eine immer größere Rolle, weshalb sie beim Aufbau eines Pulslasers kompensiert werden muß.

Um kurze Laserpulse zu erzeugen wird in dieser Arbeit die sogenannte Modenkopplung (mode locking) verwendet. In einem Resonator der Länge  $L$  sind die Moden ausbreitungsfähig, für die  $L = n\frac{\lambda}{2}$  gilt. Für die ausbreitungsfähigen Frequenzen gilt also

$$\omega_n = n \frac{\pi c}{L} \quad (4.7)$$

Der Abstand der einzelnen Moden beträgt damit  $\Delta\omega = \frac{\pi c}{L}$ . Besitzt das laseraktive Medium ein breites Anregungsspektrum, so können mehrere Moden des Lasers gleichzeitig anschwingen. Haben diese Moden alle eine feste Phasenbeziehung zueinander, so können sich diese einzelnen Moden zu einem kurzen Laserpuls überlagern. In diesem Falle spricht man von mode locking. Für das elektrische Feld erhält man dann folgende Summe der einzelnen Moden, wenn man sie am Ort  $z = 0$  beschreibt und die Phase zwischen den einzelnen Teilwellen auf 0 setzt (ebenso wird für alle Teilmoden die gleiche Amplitude  $E_0$  angenommen).

$$E(t) = \sum_{k=-n}^{k=n} E_0 e^{-(i\omega_0 + k\Delta\omega)t} = -E_0 e^{-i\omega_0 t} \frac{\sin\left[(2n+1)\frac{\Delta\omega}{2}t\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega}{2}t\right]} \quad (4.8)$$

Das Bild in 4.6 zeigt die Einhüllende aus (4.8) für die Fälle  $n = 5$  und  $n = 100$ . Aus Abbildung 4.6 wird klar, daß zum Erzeugen kurzer Pulse möglichst viele Moden gleichzeitig angeregt werden müssen.

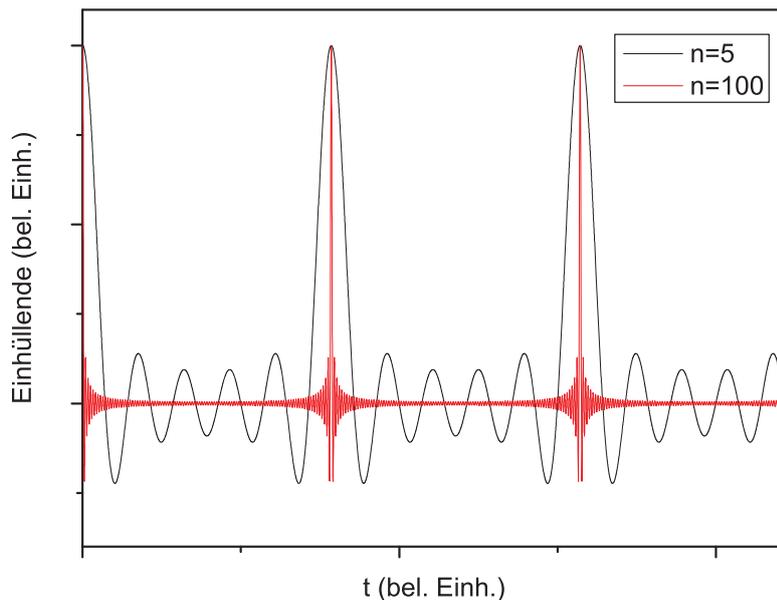


Abbildung 4.6: Einhüllende aus Formel (4.8) für die Fälle  $n = 5$  und  $n = 100$

Nun soll anhand des in der Arbeit verwendeten Titan-Saphir-Lasers beschrieben werden wie man eine Modenkopplung erreichen kann. Beim Titan-Saphir-Laser wird das sogenannte Kerr-Lens-Modelocking verwendet, welches auf dem optischen Kerr-Effekt beruht. Für hohe Lichtintensitäten findet man, daß der Brechungsindex von der Intensität

abhängig ist.

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4.9)$$

Durchdringt ein Laserstrahl hoher Intensität mit gaußförmigen Intensitätsprofil den Titan-Saphir-Kristall, so ist der Brechungsindex in der Mitte des Strahls höher als am Rand des Strahls (für  $n_2 > 0$ ). Dadurch ist die Phasengeschwindigkeit  $v = c/n$  des Strahls am Rand größer als in der Mitte, wodurch der Strahl ähnlich wie in einer Linse fokussiert wird (Selbstfokussierung). Dieser Effekt ist umso größer, je höher die Intensität des Strahls ist. Hieraus folgt, daß der Laser im Pulsbetrieb stabiler als im Dauerbetrieb ist, da durch die höhere Intensität die durch den Pumplaser aufgebaute Inversion besser abgebaut werden kann. Moden die nicht in Phase sind werden unterdrückt. Zusätzlich sind die Abstände und Brennpunkte der Resonatorspiegel so gewählt, daß der Resonator nur mit der zusätzlichen Fokussierung durch den Kerrlinseneffekt in einem Stabilitätsbereich ist. Abbildung 4.7 veranschaulicht diesen Effekt, der Laserstrahl wird durch zwei Linsen in den Kristall fokussiert und durch den Kerrlinseneffekt noch weiter fokussiert.

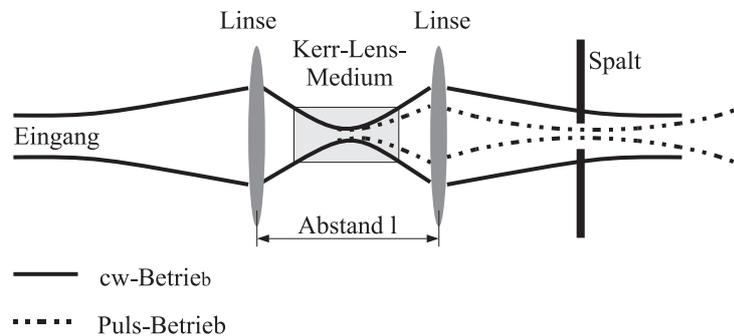


Abbildung 4.7: Kerr-Lens-Modelocking mit Apertur in einem nichtlinearen Kristall [45]

Der in der Arbeit verwendete Ti:Sa wird durch einen Argonionenlaser gepumpt. Eine schematische Zeichnung des Resonator-Aufbaus ist in Abbildung 4.8 zu sehen, wobei  $K$  den Kristall darstellt und  $S1 - S5$  die Resonatorspiegel sind. Die beiden im Aufbau zu sehenden Prismen  $P1$  und  $P2$  dienen der Kompensation der durch den Kristall erzeugten Dispersion. Die Wiederholfrequenz des Lasers beträgt etwa 80Mhz, die Pulsdauer beträgt 50fs(FWHM) und die Zentralwellenlänge liegt bei etwa 805nm. Eine genauere Darstellung des verwendeten Lasersystems findet sich in [46].

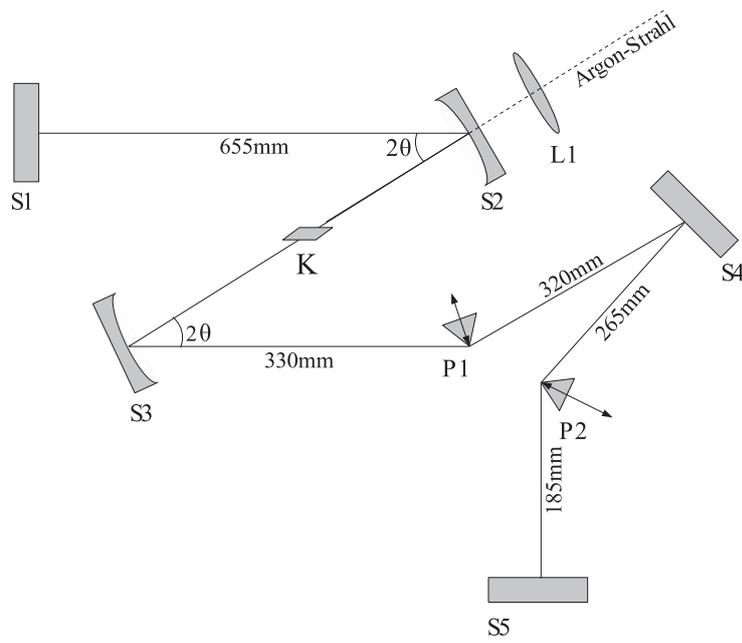


Abbildung 4.8: Aufbau des Titan-Saphir-Lasers [45]

#### 4.1.4 Autokorrelationsmessungen

Um die Ladungsträgerlebenszeiten der Ladungsträger in LT-GaAs direkt zu bestimmen müßte man eine Methode zur Strommessung im fs-Bereich haben. Da es eine solche Methode nicht gibt, müssen die Ladungsträgerlebenszeiten indirekt über zeitaugelöste Pump-Probe Experimente bestimmt werden. Führt man an einem Photoleitungsschalter ein zeitaufgelöstes Pump-Probe Experiment durch und mißt den Photostrom in Abhängigkeit von der zeitlichen Verzögerung  $\tau$  zwischen den beiden Laserpulsen, so findet man einen Rückgang des Photostroms, wenn beide Pulse gleichzeitig auf dem Schalter eintreffen. Hierbei handelt es sich um ein sogenanntes Photostrom-Autokorrelationsexperiment, zu dessen theoretischer Beschreibung im folgenden zwei Modelle vorgestellt werden sollen. Der Rückgang des Photostroms bei der zeitlichen Überlagerung kommt dabei durch eine Nichtlinearität des Photostroms in Abhängigkeit von der Intensität zustande. Der zeitliche Verlauf des Wiederanstiegs des Photostroms mit steigender Verzögerung zwischen beiden Laserpulsen wird in beiden Modellen auf eine Rekombination der angeregten Ladungsträger mit den dafür relevanten Rekombinationszeiten zurückgeführt.

Im ersten Modell wird unter der Annahme, daß der Photostrom nur von der generierten Elektronenträgerdichte  $n(t)$  abhängt, der Photostrom in eine Taylorreihe entwickelt. Die Löcher werden hierbei aufgrund ihrer wesentlich größeren effektiven Masse in GaAs vernachlässigt. Unter der Voraussetzung einer kleinen Nichtlinearität wird der Photostrom in eine Taylorreihe bis zur zweiten Ordnung entwickelt.

$$J_{photo}(n(t)) \approx \underbrace{J_{photo}(0)}_{=0} + n(t) \frac{dJ_{photo}}{dn} + \frac{1}{2} n(t)^2 \frac{d^2 J_{photo}}{dn^2} \quad (4.10)$$

Werden durch zwei auftreffende Laserpulse Ladungsträgerpopulationen erzeugt, so muß der Photostrom in eine zweidimensionale Taylorreihe in Abhängigkeit dieser beiden Ladungsträgerdichten entwickelt werden.

$$J_{photo}(n = n_1(t) + n_2(t)) \approx J_{photo}(n_1(t)) + J_{photo}(n_2(t)) + n_1(t)n_2(t) \frac{d^2 J_{photo}}{dn^2} \quad (4.11)$$

Wird nun der Schalter durch zwei gleiche Laserpulse mit einer zeitlichen Verzögerung  $\tau$  beleuchtet und nimmt man für die beiden Ladungsträgerdichten eine gleiche Zeitabhängigkeit  $\hat{n}(t)$  an, so gilt  $n_1(t) = n_1 \hat{n}(t)$  und  $n_2(t) = n_2 \hat{n}(t - \tau)$ . Aufgrund der oben schon erwähnten nur langsam möglichen Strommessung wird der Photostrom über die Laserwiederholungsrate  $T_L$  für ein festes  $\tau$  gemittelt, womit sich folgende Abhängigkeit des Photostroms von der Zeitverzögerung  $\tau$  zwischen den Laserpulsen mit Hilfe von Gleichung(4.11) ergibt.

$$J_{photo}(\tau) = \frac{1}{T_L} \int_{-T_L/2}^{+T_L/2} J_{photo}(n_1(t)+n_2(t))dt = const. + \frac{n_1 n_2}{T_L} \frac{d^2 J_{photo}}{dn^2} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{n}(t) \hat{n}(t-\tau) dt \quad (4.12)$$

Hierbei wurde der Grenzwert  $T_L \rightarrow \infty$  angenommen, was dadurch gerechtfertigt werden kann, daß die Laserrepetitionszeit groß gegen alle anderen Zeitskalen ist. Sieht man sich den verbleibenden Integralterm an, so stellt man fest, daß es sich dabei um die Autokorrelation der beiden Ladungsträgerdichten handelt. Aufgrund der wesentlich größeren effektiven Masse für die Löcher in GaAs wird der Photostrom hauptsächlich durch die Elektronen bestimmt, weshalb auch in der Ladungsträgerautokorrelation die Eigenschaften der angeregten Photoelektronen die wesentliche Rolle spielt. Zur weiteren Auswertung der Ladungsträgerautokorrelation ist die Annahme einer Modellfunktion für die zeitliche Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte erforderlich. Da die Laserpulse kurz gegen die anderen Zeitskalen sind nimmt man eine deltaförmige Anregung sowie einen exponentiellen Zerfall der den Photostrom dominierenden Elektronen mit der Zeitkonstanten  $\tau_e$  an.

$$\hat{n}(t) = \Theta(t) e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (4.13)$$

$\Theta(t)$  ist hierbei die Thetafunktion, die für  $t < 0$  den Wert 0 annimmt und für  $t \geq 0$  den Wert 1 annimmt. Setzt man (4.13) in (4.12) ein, so erhält man für den Photostrom folgendes Ergebnis.

$$J_{photo}(\tau) = const. + \frac{n_1 n_2}{2} \frac{\tau_e}{T_L} \frac{d^2 J_{photo}}{dn^2} e^{-\frac{\tau}{\tau_e}} \quad (4.14)$$

Da zwischen dem Photostrom und der Beleuchtungsleistung ein sublinearer Zusammenhang besteht, wie später in den Messungen gezeigt wird, ergibt sich für den Photostrom in Abhängigkeit von  $\tau$  ein doppelseitiger exponentieller Abfall, der in Abbildung (4.9) dargestellt ist (da aufgrund des sublinearen Zusammenhangs  $\frac{d^2 J_{photo}}{dn^2} < 0$  gilt).

Im Falle, daß diese Sublinearität allein durch eine Nichtlinearität in den Zerfallsraten bestimmt ist, kann man den einfachen exponentiellen Zerfall leicht rechtfertigen. Tritt allerdings zusätzlich eine durch die generierten Ladungsträger hervorgerufene Feldabschirmung auf, so muß ebenfalls die Rekombinationszeit der Elektronen mit den Löchern im Valenzband berücksichtigt werden.

In einem zweiten Modell soll nun die Beschreibung einer durch eine Feldabschirmung hervorgerufenen Nichtlinearität des Photostroms erklärt werden. Nach der Anregung der Ladungsträger wird zunächst durch die Trennung der Löcher und Elektronen eine mit der Zeit ansteigende Polarisation aufgebaut, welche eine dynamische Feldabschirmung

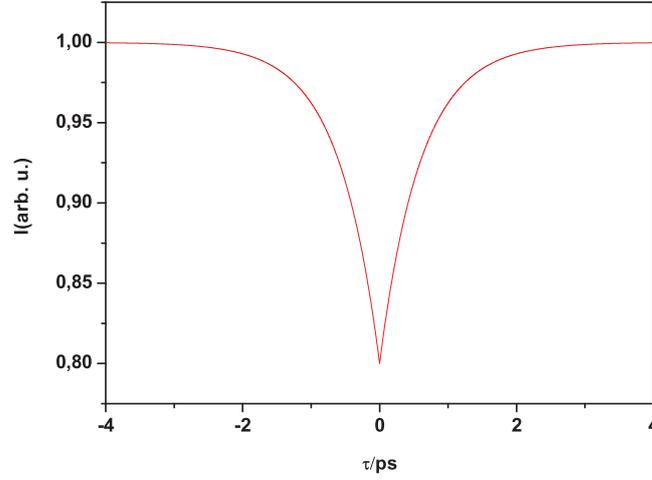


Abbildung 4.9: Simuliertes Autokorrelationssignal für eine Lebenszeit von  $\tau_e = 600 \text{ fs}$

des von außen angelegten Feldes hervorruft. Die Trennung geschieht hierbei mit der Geschwindigkeit  $\mu_n E$  mit der sich die Elektronen von den als ortsfest angenommenen Löchern entfernen. Die Löcher werden hierbei wieder aufgrund ihrer wesentlich größeren effektiven Masse als ortsfest angenommen. Werden die Elektronen in tiefe Störstellen mit der Zeitkonstanten  $\tau_e$  eingefangen, so steigt die Polarisation zwar nicht mehr an, jedoch sind die Elektronen und Löcher immer noch voneinander getrennt, so daß man nach dem Einfang der Elektronen in tiefe Störstellen immer noch eine statische Polarisation hat, die das äußere Feld abschirmt. Diese statische Polarisation geht mit der Zeitkonstanten  $\tau_r$  zurück, welche die charakteristische Zeit für die Rekombination der Elektronen in den tiefen Störstellen mit den Löchern im Valenzband darstellt. Sobald die Ladungsträger in den tiefen Störstellen gefangen sind, liegt also eine statische Feldabschirmung vor, welche mit der Zeitkonstanten  $\tau_r$  zurückgeht. Hierzu wurde von Jacobsen et al. und Brorson et al. ein stark vereinfachtes Modell entwickelt [47, 48]. Unter der Annahme einer ortsunabhängigen Elektronendichte  $n(t)$ , einer ortsunabhängigen Feldstärke  $E(t)$  sowie einer konstanten Beweglichkeit der Elektronen  $\mu_n$  ergibt sich folgende Stromdichte.

$$j_{photo} = e\mu_n n(t)E(t) \quad (4.15)$$

In diesem Modell wird die dynamische und statische Feldabschirmung durch (4.16) beschrieben [47, 48].

$$E(t) = E_0 - \frac{P(t)}{\eta\epsilon} = E_0 - \frac{e}{\eta\epsilon} \int_{-\infty}^t \mu_n E(t') n(t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_r}} dt' \quad (4.16)$$

$E_0$  ist hierbei das von außen angelegte Feld und  $\eta$  ist ein durch die Geometrie des Photoleitungsschalters bestimmter konstanter Vorfaktor. Während die Ladungsträger mobil sind steigt die dynamische Feldabschirmung, da durch die Trennung der als ortsfest angenommenen Löcher von den sich mit der Geschwindigkeit  $\mu_n E(t)$  bewegenden Elektronen eine mit der Zeit ansteigende Polarisation entsteht. Sobald die Ladungsträger in den Störstellen eingefangen wurden steigt die Feldabschirmung nicht weiter an und zerfällt mit der die Rekombination bestimmenden Zeitkonstante  $\tau_r$ . Für den Zerfall der Elektronen in tiefe Störstellen wird wie in (4.13) wieder ein exponentieller Zerfall angenommen  $n(t) = n_0 \Theta(t) e^{-\frac{t}{\tau_e}}$ . Die Faltung der Ladungsträgerrekombination  $e^{-\frac{t}{\tau_r}}$  mit dem die Polarisation bestimmenden Term  $e\mu_n n(t)E(t)$  ist nötig, um die statische Polarisation nach dem Einfang der Ladungsträger und deren exponentiellen Zerfall zu beschreiben. Gleichung (4.16) kann nur iterativ gelöst werden, da die Feldstärke auf beiden Seiten der Gleichung vorkommt. Eine Lösung in erster Näherung wird in [47] angegeben. Man erhält sie, indem man das zeitabhängige Feld in Gleichung(4.16) auf der rechten Seite einfach durch das Anfangsfeld  $E_0$  ersetzt, womit man die Lösung analytisch berechnen kann.

$$E(t) = E_0 \left( 1 - \frac{e\mu_n n_0}{\eta\epsilon} \frac{\tau_e \tau_r}{\tau_r - \tau_e} \left( e^{-\frac{t}{\tau_r}} - e^{-\frac{t}{\tau_e}} \right) \right), \quad t > 0 \quad (4.17)$$

Um zu berücksichtigen, daß die von den beiden Laserpulsen erzeugten Ladungsträger jeweils von den Ladungsträgern des anderen Pulses abgeschirmt werden, wird nun der Driftstrom der Ladungsträgerdichte  $n_1 \hat{n}(t)$  im Feld  $E_2(t - \tau)$  der durch den zweiten Laserpuls erzeugten abschirmenden Ladungsträgerdichte  $n_2 \hat{n}(t - \tau)$  betrachtet und umgekehrt. Damit folgt für den Photostrom.

$$J_{photo}(\tau) = \frac{e\mu_n}{T_L} \int_{-T_L/2}^{+T_L/2} n_2 \hat{n}(t - \tau) E_1(t) + n_1 \hat{n}(t) E_2(t - \tau) dt \quad (4.18)$$

Setzt man Gleichung(4.17) in (4.18) ein und dehnt den Integrationsbereich wieder ins Unendliche aus, da die Laserrepetitionszeit  $T_L$  groß gegen alle anderen Zeitskalen ist, so erhält man den Photostrom unter Doppelpulsbeleuchtung in Abhängigkeit von der Verzögerung der beiden Laserpulse.

$$J_{photo}(\tau) = e\mu_n E_0 \frac{\tau_e}{T_L} \left( n_1 + n_2 - n_1 n_2 \frac{e\mu_n}{\eta\epsilon} \frac{\tau_e \tau_r}{\tau_r^2 - \tau_e^2} \left( \tau_r e^{-|\frac{\tau}{\tau_r}|} - \tau_e e^{-|\frac{\tau}{\tau_e}|} \right) \right) \quad (4.19)$$

Wie schon der Korrelationsterm in Gleichung(4.14) zeigt auch das Ergebnis in (4.19) einen Rückgang des Photostroms, wenn die beiden Laserpulse zeitlich überlappen.

### 4.1.5 Photoleitungssampling

Um die Dispersion eines auf einem Wellenleiter laufenden Pulses nach einer bestimmten Strecke zu bestimmen wird das sogenannte Photoleitungssampling verwendet. Dabei wird im ersten Schalter aus Abbildung 2.14 der Strompuls angeregt und über die beiden (nur auf Masse liegenden) folgenden Schalter mit einem zweiten Laserpuls abgetastet. Der vorbeilaufende Spannungspuls dient in diesem Fall als Spannungsquelle für die beiden Tastschalter, weshalb der Stromfluß über diese direkt proportional zur Amplitude des Stromflusses ist. Dadurch ist es möglich, die Form des Strompulses zu bestimmen, was zum einen die direkte Messung der Pulslänge ermöglicht und ebenfalls die Untersuchung der Dispersion auf Wellenleitern erlaubt. Beispiele für solche Messungen finden sich z.B. in [5, 17]. Der schematische Aufbau einer solchen Meßanordnung ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Durch diese Methode des Photoleitungssamplings ist es ebenfalls möglich die

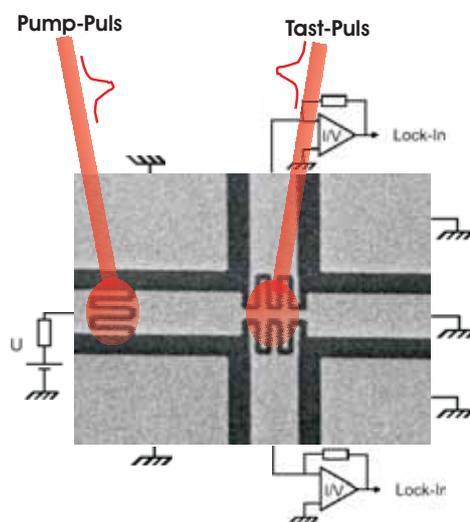


Abbildung 4.10: prinzipieller Aufbau zum Photoleitungssampling

Dispersion des Strompulses nach einer zurückgelegten Strecke zu messen, was besonders für Anwendungen interessant ist, da der Puls durch die Dispersion verbreitert wird.

## 4.2 Meßaufbau und Ergebnisse der Messungen

Die mit den entwickelten Methoden der optischen Lithographie hergestellten Photoleitungsschalter sollen in diesem Abschnitt charakterisiert werden. Dazu wurden zum einen I-U-Kennlinien mit und ohne Anregung von Photoelektronen aufgenommen sowie die im vorherigen Abschnitt erläuterten Autokorrelationsmessungen durchgeführt. Die genaue Präparation der Schalter findet sich im Anhang F. Hierbei ist wichtig, daß die Metallisierung der Schalter aus einer 20nm dicken Ti-Schicht und einer daraufliegenden 20nm dicken Cu-Schicht besteht. Die Titan-Schicht dient hierbei zum einen als Adhäsionschicht und zum anderen als Diffusionsbarriere für den Cu-Film. Ebenso im Anhang F finden sich die Wachstumsinformationen zum verwendeten LT-GaAs Wafer. Dieser wurde bei 200°C gewachsen und bei 600° getempert.

### 4.2.1 Gleichstrommessungen

Zunächst wird der Meßaufbau für die Gleichstrommessungen erläutert. Um die Kontaktierung der Proben mit dem Meßstand möglichst einfach zu machen wurden die Proben zunächst auf einen IC-Träger fixiert und die Kontakte auf dem Träger mit Leitsilber und 70 $\mu$ m Capton-Draht verbunden. Das andere Ende der Drähte wird in die Steckpositionen des IC-Trägers eingelötet. Der so auf dem IC-Träger kontaktierte Photoleitungsschalter wird dann in einen auf dem Probenhalter eingebauten IC-Sockel eingeklemmt, welcher die für die Messungen nötigen Kontakte führt. Dieses System erlaubt ein schnelles Wechseln von Proben, die vorher auf einem Träger kontaktiert wurden. Der elektrische Teil des Meßaufbaus ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Die gesamte Steuerung läuft über eine Datenerfassungs-Karte(DAQ-Karte) von National Instruments, welche über 16 12-Bit Analogeingänge, 2 12-Bit Analogausgänge, sowie 8 Digitale I/O-Kanäle verfügt. Für die I-U-Kennlinien wurde die Spannung über den Analogausgang der Karte vorgegeben. Der Strom wird über ein Keithley Picoamperemeter, welches im wesentlichen einen I-U-Wandler mit verstellbarem Rückkopplungswiderstand darstellt, gemessen. Dieses erlaubt auch die Messung kleinster Ströme selbst im Picoamperebereich. Die vom I-U-Wandler ausgegebene Spannung wird von der Meßkarte über einen Analogeingang eingelesen. Die Steuerung der Karte erfolgt über ein mit Labview erstelltes Programm zur Messung von I-U-Kennlinien. Eine kurze Erläuterung dazu findet sich in Anhang E.

Wie schon in Abbildung 4.11 durch den einfallenden Laserstrahl angedeutet, wurden auch Kennlinien unter Belichtung mit dem Laser aufgenommen. Dazu wird der Laserstrahl in die Wellenleiterlücke fokussiert, was über ein neu aufgebautes konfokales Lasermikroskop geschieht. Der Aufbau ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Der Laserstrahl wird über einen Strahlteiler durch ein 100x-Objektiv auf die Probe fokussiert. Das zurückgestreute Licht wird dabei über den Strahlteiler auf die CCD-Kamera weitergeleitet, wodurch man ein Bild des Laserspots und seiner Umgebung auf dem Monitor sieht. Die Probe kann in x-, y- und z-Richtung mit Mikrometerschrauben verschoben werden, wodurch es möglich ist den Laserstrahl über das Monitorbild auf die Probe zu fokussieren und ebenfalls die Probe in der Fokusebene zu verschieben, um den Laserspot auf die Wellenleiterlücke zu setzen.

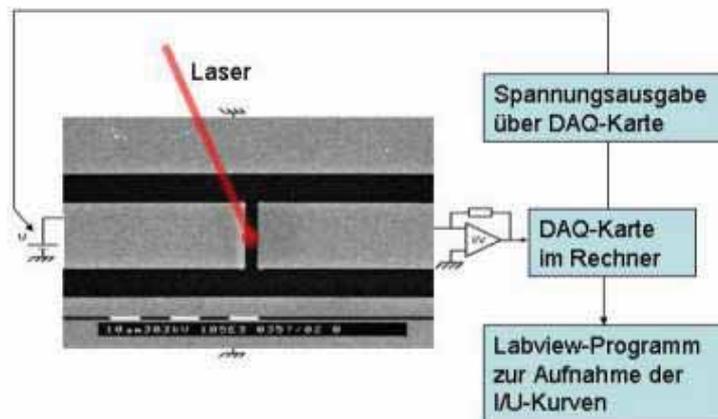


Abbildung 4.11: Prinzip des aufgebauten Meßsystems für die Gleichstrommessungen

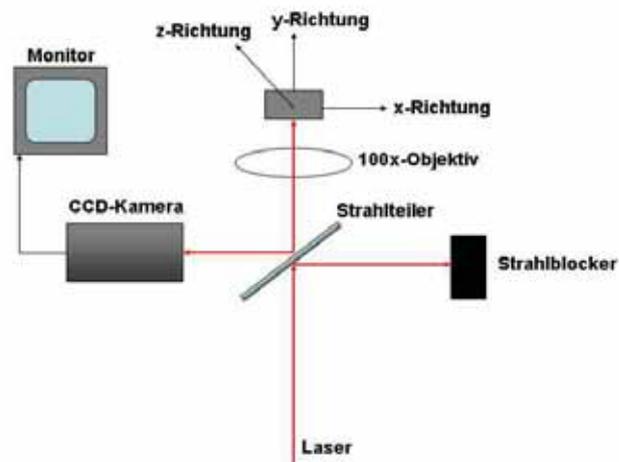


Abbildung 4.12: Aufbau des konfokalen Lasermikroskops

In Abbildung 4.13 sind zwei Bilder zu sehen, die vom Monitor mit der Digitalkamera fotografiert wurden. Die interferenzähnlichen Erscheinungen kommen durch das Abfoto-

grafieren der Bilder zustande. Das linke Bild zeigt den Mittelwellenleiter und den darauf fokussierten Laserspot. Aus der Abmessung des Mittelleiters von  $30\mu\text{m}$  läßt sich die Spotgröße auf etwa  $8\mu\text{m}$  abschätzen. Das rechte Bild zeigt den Spot auf der Wellenleiterlücke, welcher hauptsächlich auf dem linken Teil des Wellenleiters sitzt, um ein möglichst gutes Bild zu erhalten. Wie man sieht ist es so möglich den Laserspot zwischen die nur etwa  $3\mu\text{m}$  kleine Wellenleiterlücke zu positionieren.

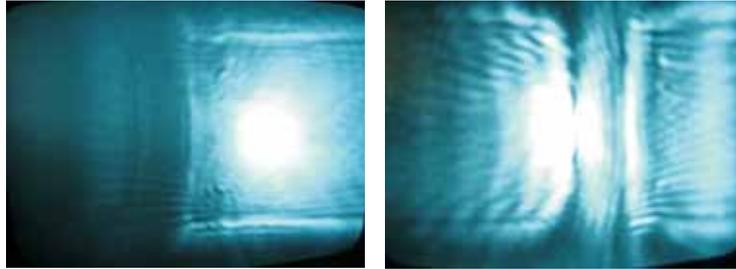


Abbildung 4.13: Bilder des konfokalen Lasermikroskops

Bevor Schalter auf LT-GaAs selbst hergestellt wurden, wurde zunächst die Präparation von Kontakten auf normalen n-GaAs getestet. Hierbei wurden zunächst AuGe-Kontakte aufgedampft, welche einen ohmschen Standard-Kontakt auf n-GaAs darstellen. Auf das normalerweise nach dem Aufdampfen folgende Einlegieren der Kontakte wurde verzichtet, da dies beim LT-GaAs wie oben dargestellt zu einer Veränderung der Materialeigenschaften führen kann. Zunächst ergab sich für die Kontakte auf n-GaAs eine nichtohmsche Kennlinie. Um das Vorhandensein einer Oxidschicht auf dem GaAs auszuschließen, welche als Tunnelbarriere eine nichtlineare Kennlinie verursachen würde, wurde zusätzlich eine Kennlinie einer Probe aufgenommen, bei der die Oxidschicht vor dem Aufdampfen durch anätzen mit HCL entfernt wurde. Die Kennlinien dieser beiden Proben, von denen eine vorher angeätzt wurde und eine nicht ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Wie man sieht hat die geätzte Probe eine ohmsche Kennlinie und die nicht geätzte eine nichtohmsche Kennlinie. Aufgrund dieser Messungen wurde darauf geschlossen, daß eine eventuell vorhandene Oxidschicht vor dem Aufdampfen von Kontakten entfernt werden muß. Dies wurde dann auf die Präparation der Schalter auf LT-GaAs übertragen (siehe Anhang F).

An den Schaltern auf LT-GaAs wurden I-U-Kennlinien ohne und mit Belichtung aufgenommen. Die dabei erfassten I-U-Kennlinien sind in Abbildung 4.15 gezeigt. Wie in Abschnitt (4.1.2) schon erläutert zeigt die Dunkelstromkennlinie ohmsches Verhalten. Der Dunkelwiderstand der MSM-Diode liegt bei etwa  $980\text{M}\Omega$ . In [5] wird für eine MSM-Diode gleicher Struktur auf LT-GaAs ebenfalls eine ohmsche Kennlinie gefunden, der Dunkelwiderstand beträgt allerdings nur  $530\text{M}\Omega$ , was eine Abweichung um fast einen Faktor zwei bedeutet. Zusätzlich zu den Dunkelstromkennlinien wurden Strom-Spannungs-Kurven mit Belichtung aufgenommen. Die bei verschiedenen Laserleistungen aufgenommenen Kurven sind ebenfalls in Abbildung 4.15 zu sehen. Die Messungen wurden im Pulsbetrieb des Ti:Sa-Lasers aufgenommen, da die späteren Messungen ebenfalls unter gepulster Beleuch-

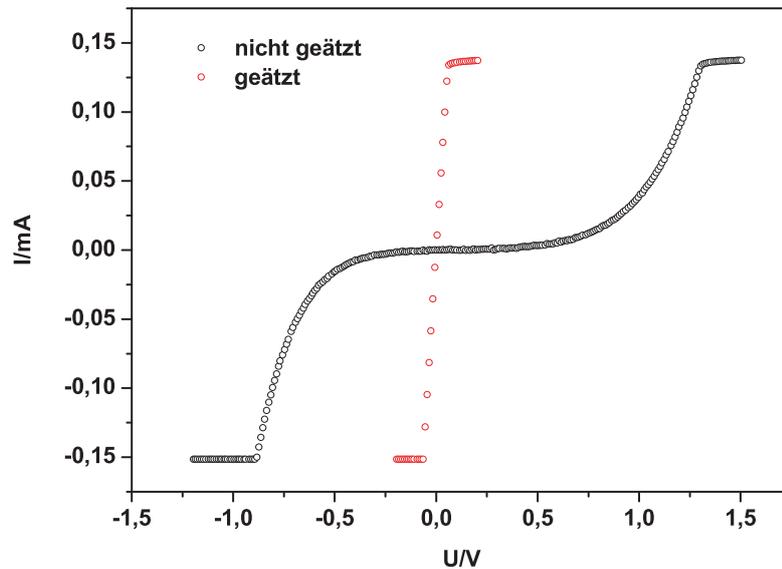


Abbildung 4.14: I-U-Kennlinien von AuGe-Kontakten auf n-GaAs mit und ohne vorheriges anätzen, der konstant verlaufende Strom jeweils am Ende der Kennlinien kommt durch die Sättigung des verwendeten Strom-Spannungswandlers zustande

tung stattfanden und nur so ein sinnvoller Vergleich mit den zeitaufgelösten Messungen möglich ist. Da die Autokorrelationsmessungen auf einer Nichtlinearität des Photostroms in Abhängigkeit von der Belichtungsleistung beruhen (siehe Abschn 4.1.4) kann man aus der in Abbildung 4.15 dargestellten Messung den Photostrom bei einer bestimmten Spannung in Abhängigkeit von der Belichtungsleistung bestimmen und auftragen. Der dabei enthaltene Graph ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Zur Bestimmung der Nichtlinearität wird in [5] eine Kurve der Form  $f(x) = A_1 + A_2x^\alpha$  angefitet. Für den Faktor  $\alpha$ , der die Stärke der Nichtlinearität bestimmt wird in [5] ein Wert von  $\alpha = 0,65$  angegeben. Bei den hier dargestellten Meßwerten ergab der gleiche Fit  $\alpha \approx 0,8$ . Dies hat Konsequenzen für die Stärke des Autokorrelationssignals, da es direkt proportional zur zweiten Ableitung des Photostroms ist (siehe Abschn. 4.1.4). Bei den von uns hergestellten Schaltern ist also ein kleineres Autokorrelationssignal zu erwarten, da die Nichtlinearität nicht so stark ausgeprägt ist. Die Ursache dieser Abweichung ist im dominierenden des die Nichtlinearität bestimmenden Mechanismus zu suchen.

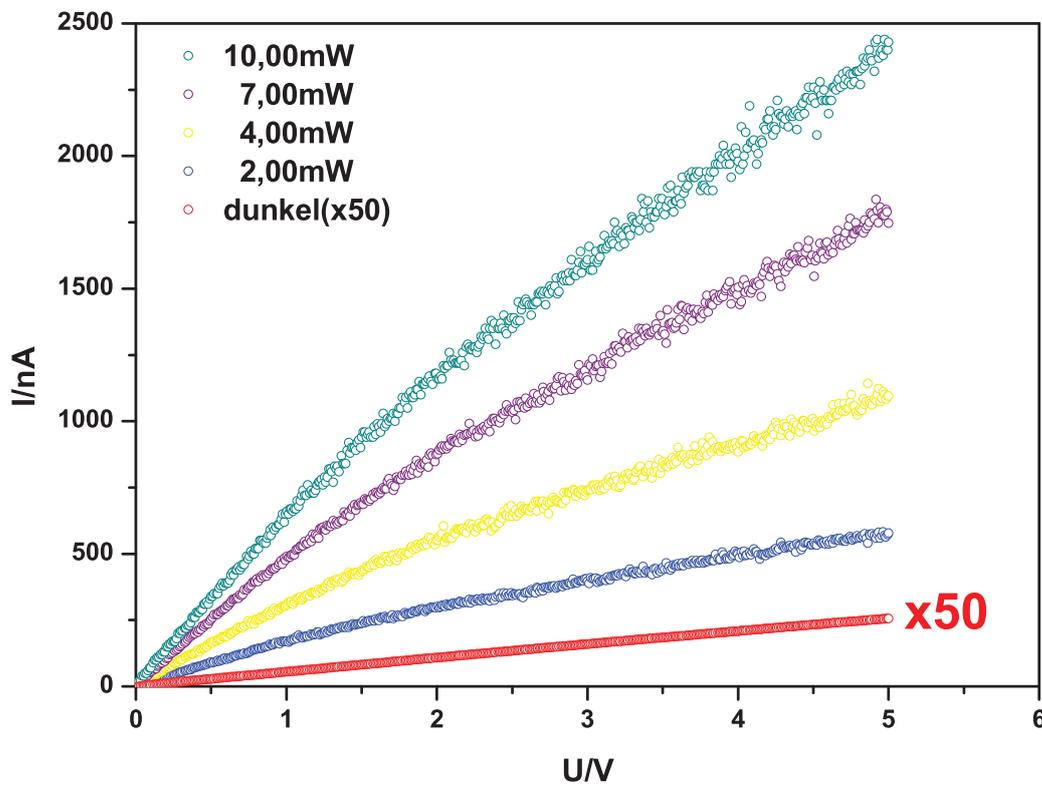


Abbildung 4.15: Dunkel- und Photostromkennlinien einer MSM-Diode auf LT-GaAs bei verschiedenen Belichtungsleistungen

#### 4.2.2 Autokorrelationsmessungen

Der für die Autokorrelationsmessungen verwendete Meßaufbau baut auf dem für die Gleichstrommessungen verwendeten konfokalen Lasermikroskop auf. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abb.(4.17) zu sehen. Der eingehende Laserstrahl wird für die Lock-In-Messung mit einer Frequenz von 800Hz moduliert. Über den ersten Strahlteiler ST wird der Primärstrahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, von denen dem einen über einen auf einer Verschiebestrecke befestigten Retroreflektor eine Zeitverzögerung  $\tau$  vorgegeben werden kann. In beiden Strahlengängen befindet sich jeweils ein  $\lambda/2$ -Plättchen und ein Polarisator. Über die  $\lambda/2$ -Plättchen wird zunächst die Polarisation des einen Strahls auf  $90^\circ$  und die des anderen Strahls auf  $0^\circ$  gestellt. Das ist nötig um eine Interferenz der beiden Teilstrahlen beim Überlagern zu vermeiden. Die beiden folgenden Polarisatoren dienen der unabhängigen Intensitätseinstellung beider Teilstrahlen. Auf den letzten Strahlteiler, an dem die beiden Strahlen wieder zusammengeführt werden, folgt ein weite-

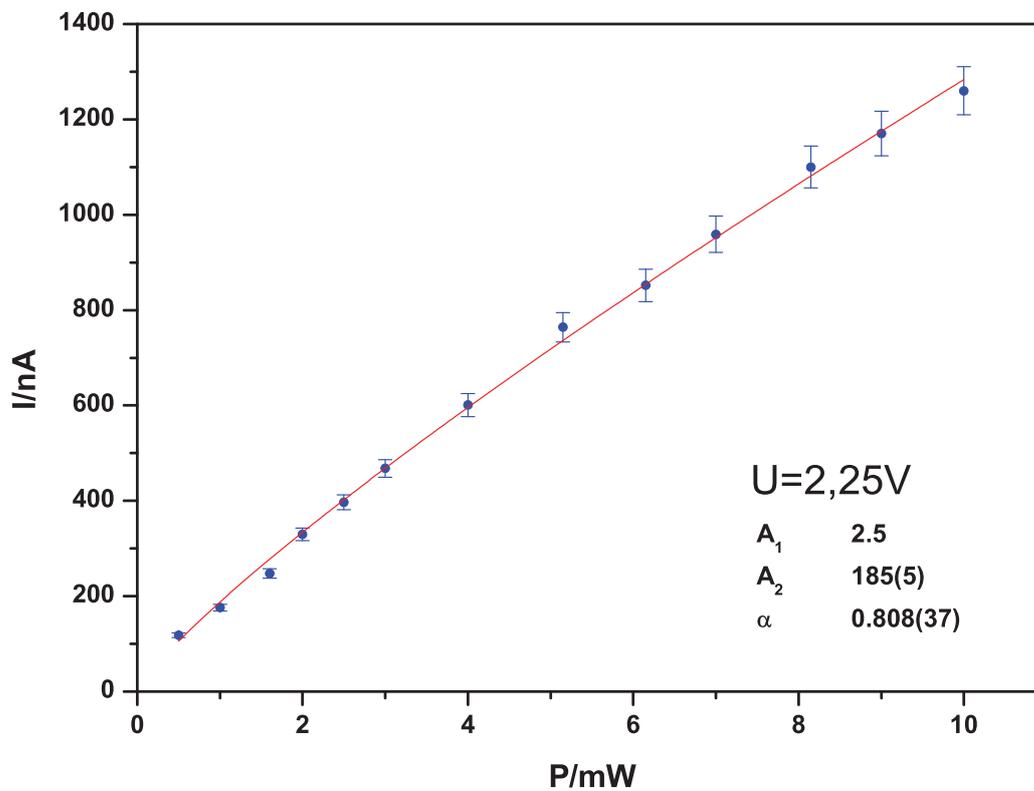


Abbildung 4.16: Photostrom bei 2,25V in Abhängigkeit der Belichtungsleistung

res  $\lambda/2$ -Plättchen, welches dazu dient die beiden Teilstrahlen um  $45^\circ$  zu drehen und somit eine Polarisation der beiden Strahlen von  $45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  einzustellen. Dies ist nötig, da bei einer parallelen Polarisation zur Wellenleiterlücke die Strahlung ähnlich wie Mikrowellen bei einem Gitter absorbiert wird [5]. Um für beide Teilstrahlen gleiche Bedingungen vorzugeben, müssen sie jeweils einen Winkel von  $45^\circ$  zur Wellenleiterlücke haben, um gleichzeitig eine senkrechte Polarisation beider Teilstrahlen zu erreichen. Die Fokussierung erfolgt wieder über das konfokale Lasermikroskop, dessen Aufbau schon in (4.2.1) beschrieben worden ist. Das Photostromsignal wird über den I-U-Wandler direkt an den Spannungseingang des Lock-In-Verstärkers angeschlossen, dessen Ausgang dann von der Meßkarte erfasst wird und im Labview-Programm weiterverarbeitet wird. Das für die Dynamikmessungen erstellte Meßprogramm wird im Anhang (E) näher erläutert.

Die Messung der Autokorrelation läuft dann folgendermaßen ab.

Der Schlitten wird zunächst zurückgefahren, dann werden im Meßprogramm die Vorspannung, die Zeitverzögerung (die Strecke, die der Verschiebeschlitten fahren soll) und die Lock-In-Zeitkonstante vorgegeben.

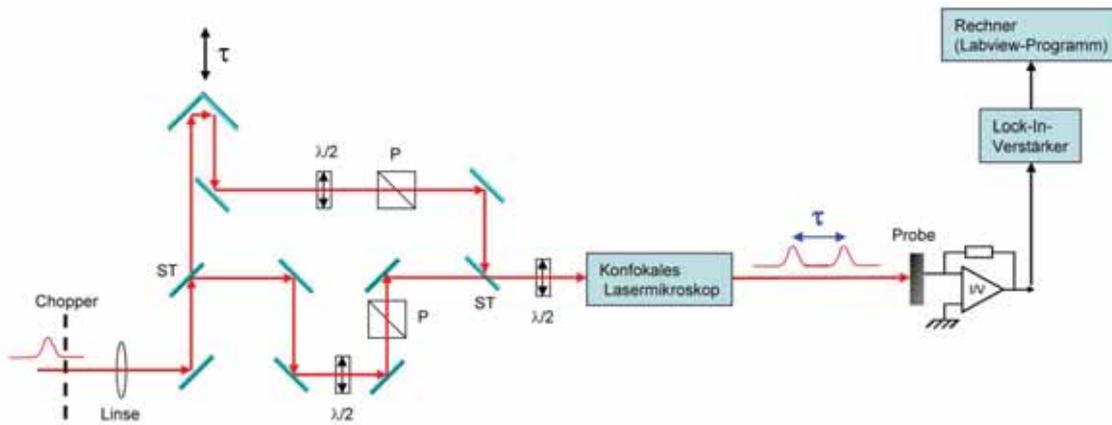


Abbildung 4.17: Optischer Aufbau für die Autokorrelationsmessungen

Beim Starten des Programms wird zuerst die Vorspannung eingestellt und danach der erste Wert für den Photostrom nach einer der Lock-In-Zeitkonstanten entsprechenden Wartezeit ausgelesen.

Im nächsten Schritt fährt der Motor einen Schritt vor (was einer Änderung der Zeitverzögerung von 16, 72fs entspricht) und nimmt nach Abwarten der Lock-In-Zeitkonstanten wieder einen Meßwert auf.

Dies geschieht solange, bis der Motor die im Programm vorgegebene zeitliche Verzögerung der beiden Teilstrahlen durchgefahren hat.

Bevor die Messungen beginnen muß daher zunächst der Nullpunkt für die zeitliche Überlappung der beiden Teilstrahlen gefunden werden (d.h.  $\tau = 0$ ). Dies geschah, indem anfangs die gesamte Verschiebestrecke in einer großen Schrittweite durchgefahren worden ist.

Die beiden Teilstrahlen wurden über die jeweiligen Spiegel auf der Probe mit dem Lasermikroskop überlappt. Die Energie des Pulses lag mit  $\hbar\omega = 1,53\text{eV}$  leicht über der Bandlücke von GaAs von 1,44eV bei Raumtemperatur [5], wodurch die Anregung von Ladungsträgern direkt aus dem Valenz- ins Leitungsband möglich ist. Die Kontaktierung

der Proben entspricht denen in Abbildung 4.11 gezeigten für die Gleichstrommessungen.

Eine mit dem Schalter S1 aufgenommene Autokorrelationsmessung ist in Abbildung 4.18 gezeigt. Die Meßkurve wurde fünf mal aufgenommen und nachher bei der Auswertung gemittelt (zusätzlich zur Mittelung durch den Lock-In-Verstärker). In der Abbildung ist

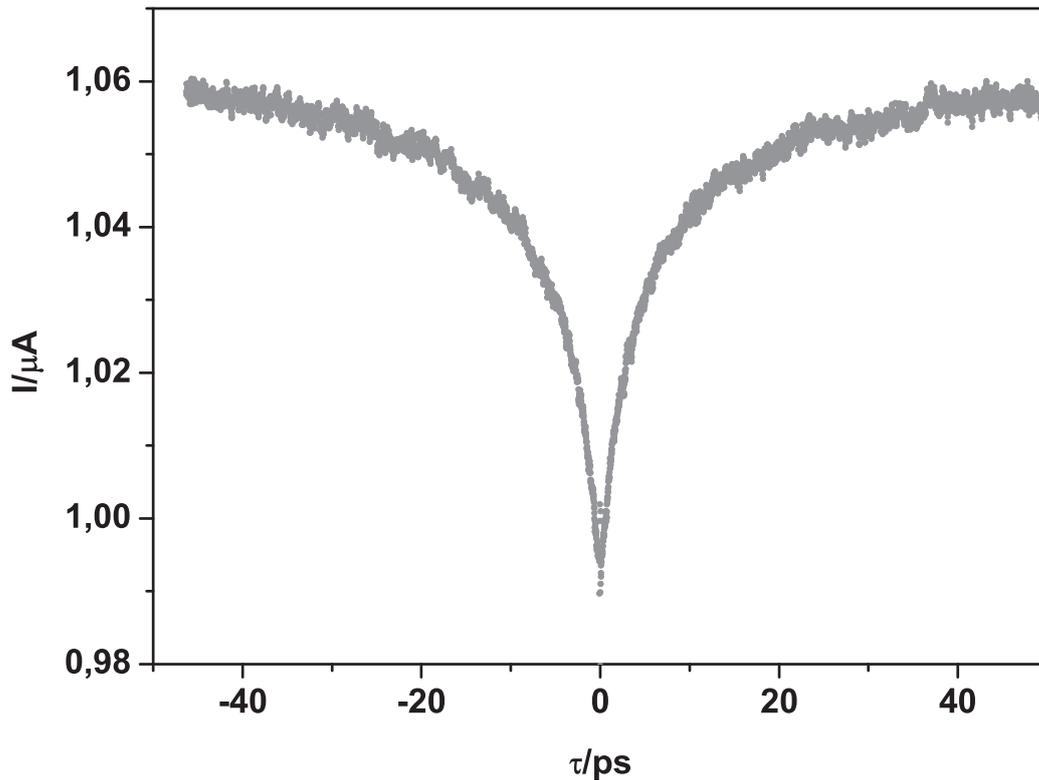


Abbildung 4.18: Autokorrelationsmessung an dem Schalter *S1* mit einer Leistung von 4mW pro Teilstrahl und einer Vorspannung von 2,25V

der Photostrom in Abhängigkeit von der Verzögerung  $\tau$  der beiden Laserstrahlen aufgetragen. Zu beobachten ist ein Rückgang des Photostroms um die zeitliche Überlagerung der beiden Laserpulse bei  $\tau = 0$ , welcher durch die Nichtlinearität des Photostroms hervorgerufen wird. Der Rückgang vom ursprünglichen Photostromsignal, welches bei etwa  $1,06\mu\text{A}$  liegt, beträgt etwa  $70\text{nA}$ . Das Signal beträgt also etwa 7% des normalen Photostroms. Der Photostrom steigt von  $\tau = 0$  etwa in 40ps wieder auf den ursprünglichen Wert an des ungestörten Photostroms an.

Schaut man sich die Meßkurve in Abbildung 4.18 einmal für einen kleineren Ausschnitt um

die Spitze der Meßkurve in Abbildung 4.19 an, so sieht man, daß ein paar kleine Peaks aus der Meßkurve herausragen. Ein ähnlicher Effekt wurde ebenfalls in [5] beobachtet.

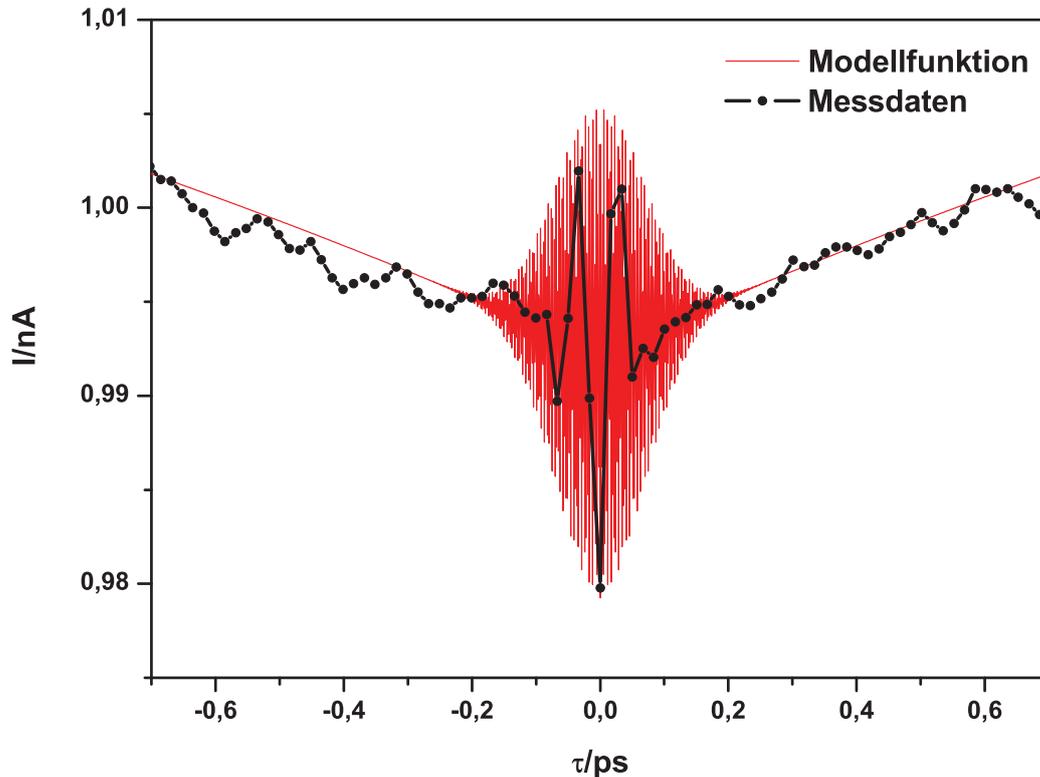


Abbildung 4.19: Autokorrelationsmessung aus Abbildung 4.18 für einen kleineren Zeitbereich, man sieht deutlich kleine herausragende Spitzen

Es handelt sich hierbei um eine Interferenzerscheinung der beiden Laserstrahlen. Ein simuliertes Autokorrelationssignal dazu ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Einhüllende des Interferenzmusters ist mit  $\cos \omega_0 \tau$  moduliert, wobei  $\omega_0$  die Laserfrequenz ist. In den hier durchgeführten Autokorrelationsmessungen sieht man allerdings aufgrund der nicht ausreichenden Zeitaufösung von 16fs nicht die volle Oszillation, sondern nur einen Teil davon, weshalb in Abbildung 4.19 einzelne Spitzen aus der Meßkurve herausragen. Dies kann man sich über das Nyquist-Theorem klarmachen, welches aussagt, daß man um eine Schwingung mit der Frequenz  $\nu$  abzutasten mindestens die doppelte Abtastfrequenz  $2\nu$  benötigt, um die Schwingung vollständig erfassen zu können. Als nächstes soll nun erläutert werden wie es zu dieser Interferenzerscheinung kommt. Eine normale Überlagerung der beiden Teilstrahlen kann hierbei ausgeschlossen werden, da sie beide senkrecht zueinander polarisiert sind. Folgt man der Erklärung aus [5], so wird der Teil der Po-

larisation, der parallel zur Welleiterlücke gerichtet ist, um einen Faktor  $\vartheta$  durch die Metallisierung gedämpft. Dies führt dazu, daß die vorher senkrecht polarisierten Strahlen nicht mehr eine vollständig orthogonale Polarisation besitzen und es daher zu einer Überlagerung der beiden Teilstrahlen kommen kann. Schreibt man das Feld der beiden mit  $45^\circ$  zur Wellenleiterlücke polarisierten Strahlen mit dem Dämpfungsfaktor  $\vartheta$  für die y-Richtung auf erhält man folgende Gleichung (hierbei wurden Sekanshyperbolicusförmige Pulse angenommen, was aber keinen großen Unterschied zu gaußförmigen Pulsen bedeutet).

$$E(z, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau_p} \right) \cos(kz - \omega_0 t) \begin{pmatrix} 1 \\ \vartheta \end{pmatrix} + \frac{E_0}{\sqrt{2}} \operatorname{sech} \left( \frac{t - \tau}{\tau_p} \right) \cos(k(z - \Delta z) - \omega_0 t) \begin{pmatrix} -1 \\ \vartheta \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Die Vektoren stellen hierbei den Polarisationzustand in x- bzw. y-Richtung dar,  $\tau_p$  ist die Laserpulsdauer,  $\vartheta$  der Dämpfungsfaktor der Metallisierung in y-Richtung und  $\Delta z = c\tau$  die räumliche Verzögerung der beiden Pulse. Im folgenden wird  $\operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau_p} \right)$  mit  $S_1$  und  $\operatorname{sech} \left( \frac{t - \tau}{\tau_p} \right)$  mit  $S_2$  abgekürzt. Die über eine Periodendauer  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$  gemittelte Intensität ergibt sich dann zu.

$$I(t, \tau) = \epsilon_0 c \frac{1}{T_0} \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} E(z, t') E(z, t') dt' = \frac{\epsilon_0 c}{4} E_0^2 [(S_1^2 + S_2^2)(\vartheta^2 + 1) + 2S_1 S_2 (\vartheta^2 - 1) \cos(\omega_0 \tau)] \quad (4.21)$$

Der letzte Term in (4.21), der das Produkt der beiden Einhüllenden der Laserpulse moduliert mit der Laserfrequenz  $\omega_0$  darstellt ist für die in den Messungen beobachtete Oszillation der Autokorrelation verantwortlich. Für einen Dämpfungsfaktor  $\vartheta = 1$  (also keine Dämpfung) würde dieser Zusatzterm verschwinden. Die weitere Darstellung der Berechnungen findet sich in [5], wo die Meßergebnisse durch numerische Berechnungen sehr gut simuliert werden konnten. Bei dem in den Messungen auftretenden Phänomen bei  $\tau = 0$  handelt es sich also um eine Interferenzerscheinung der beiden Laserpulse und nicht um ein durch die Ladungsträgerzerfallszeiten verursachten Effekt.

Eine Anpassung der Meßkurve mit dem Modell eines einfachen exponentiellen Zerfalls aus Abschnitt(4.1.4) wurde in Abbildung 4.22 vorgenommen. Die gezeigte Anpassung der Meßkurve wurde dabei analog wie in [5] durch Gleichung (4.20) unter Annahme eines einfach-exponentiellen Zerfalls durchgeführt. Die in Abbildung 4.20 gezeigten Fitparameter sind in der Formel (4.22) dargestellt. Die Fehlerangaben stellen hierbei den statistischen Fehler der Abweichung der theoretischen Kurve von den experimentellen Daten dar. Der systematische Fehler kann jedoch deutlich größer sein. Bei vernachlässigbarem Fehler wurde dieser nicht angegeben. Diese Darstellung wird ebenfalls in allen folgenden Meßergebnissen verwendet.

$$y(\tau) = I_0 - I_1 e^{-(|\tau|/\tau_e)} \quad (4.22)$$

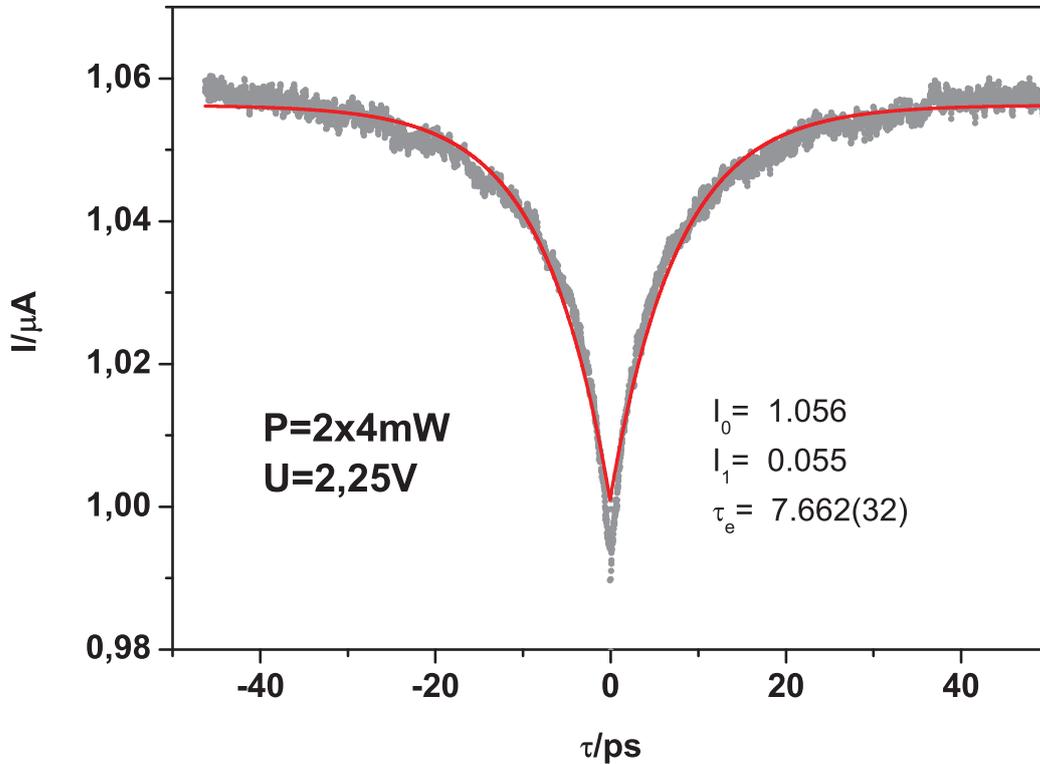


Abbildung 4.20: Autokorrelationsmessung an dem Schalter  $S1$  mit einer Leistung von  $4\text{mW}$  pro Teilstrahl und einer Vorspannung von  $2,25\text{V}$ , der Fit wurde nach Formel(4.22) vorgenommen

Schaut man sich die Ergebnisse des Fits an, so fällt zunächst auf, daß die ermittelte Zerfallszeit  $\tau_e$  von etwas über  $7\text{ps}$  deutlich über dem in der Literatur gefundenen Wert von etwa  $600\text{fs}$  liegt [5]. Ebenso sieht man, daß die Spitze der Meßkurve nicht richtig wiedergegeben wird. Dies ist allerdings aufgrund der sonst recht guten Übereinstimmung des Fits kein Grund das verwendete Modell zu verwerfen. In den unten gezeigten zeitaufgelösten Reflektivitätsmessungen findet sich die bestimmte Zerfallszeit von  $7\text{ps}$  jedoch nicht wieder, was dafür spricht, daß dieses Modell für die hier durchgeführten Messungen unvollständig ist.

Geht man von einer Feldabschirmung der Ladungsträger aus (siehe Abschn. 4.1.4) und passt die theoretische Kurve an die Meßkurve nach Gleichung (4.19) an, so stellt man fest, daß die theoretische Kurve ebenfalls eine recht gute Übereinstimmung mit den Meßwerten

ergibt, jedoch auch hier wieder die Spitze der Meßkurve nicht vollständig wiedergegeben wird (siehe Abbildung 4.21). Dabei wurde die in (4.23) angegebene Formel mit den darin enthaltenen Parametern zum Fitten verwendet.

$$y(\tau) = -|P1| \frac{\tau_e^2 \tau_r}{\tau_r^2 - \tau_e^2} (\tau_r e^{-|\tau|/\tau_r} - \tau_e e^{-|\tau|/\tau_e}) + P2 \tau_e \quad (4.23)$$

Das Problem, daß sich bei diesem Fit stellt ist, daß die beiden für die Zeitkonstanten ste-

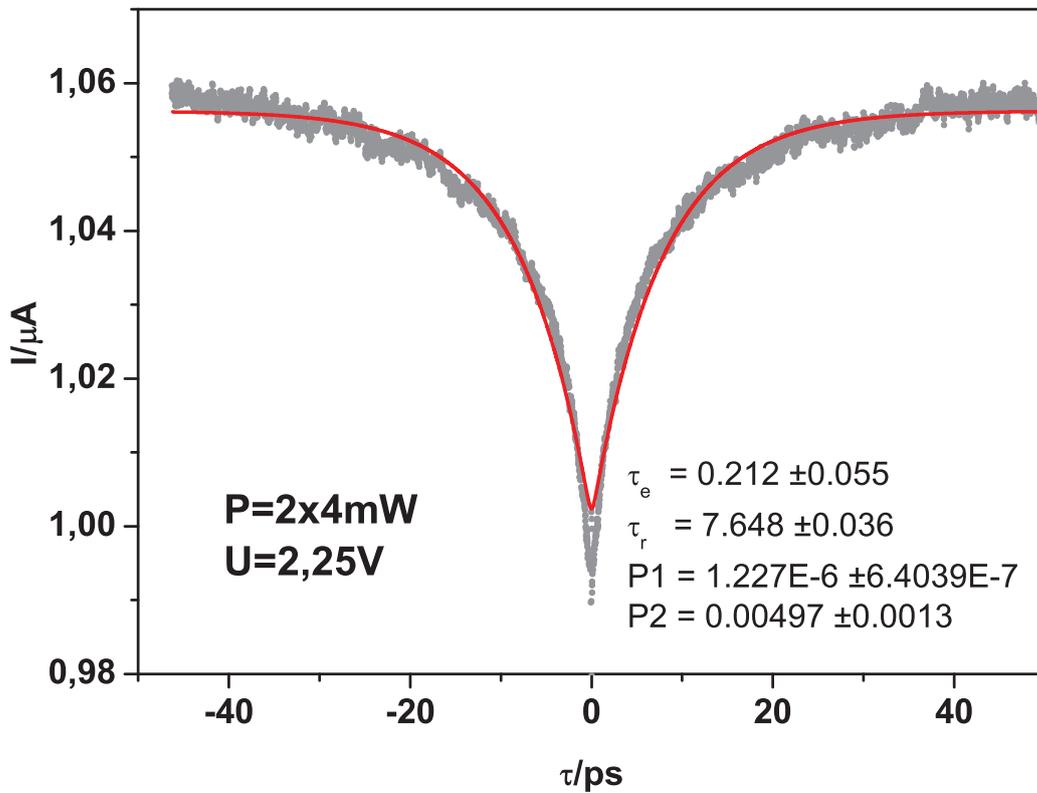


Abbildung 4.21: Autokorrelationsmessung an dem Schalter  $S1$  mit einer Leistung von  $4\text{mW}$  pro Teilstrahl und einer Vorspannung von  $2,25\text{V}$ , der Fit wurde nach Formel(4.23) vorgenommen

henden Parameter  $\tau_e$  und  $\tau_r$  ebenfalls als Vorfaktor vor den einzelnen Termen auftauchen und das Anpassen der Parameter  $\tau_e$  und  $\tau_r$  daher nicht unabhängig von den Vorfaktoren ist und umgekehrt. Aufgrund dieser Abhängigkeiten ist es sehr schwierig einen guten Anpassung der theoretischen Kurve an die Meßwerte zu erreichen, da eine starke Abhängigkeit der Parameter untereinander besteht. Die Ergebnisse dieser Anpassung ergeben zudem

wieder Zeitkonstanten, die leider nicht mit denen der Reflektivitätsmessungen übereinstimmen.

Es zeigt sich schließlich, daß ein doppelt exponentieller Zerfall nach (4.24) die Meßkurve sehr gut beschreibt.

$$y(\tau) = I_0 - I_1 e^{-|\tau|/\tau_k} - I_2 e^{-|\tau|/\tau_l} \quad (4.24)$$

Der Anpassung dieser Kurve an die Meßwerte ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Diese Fit-

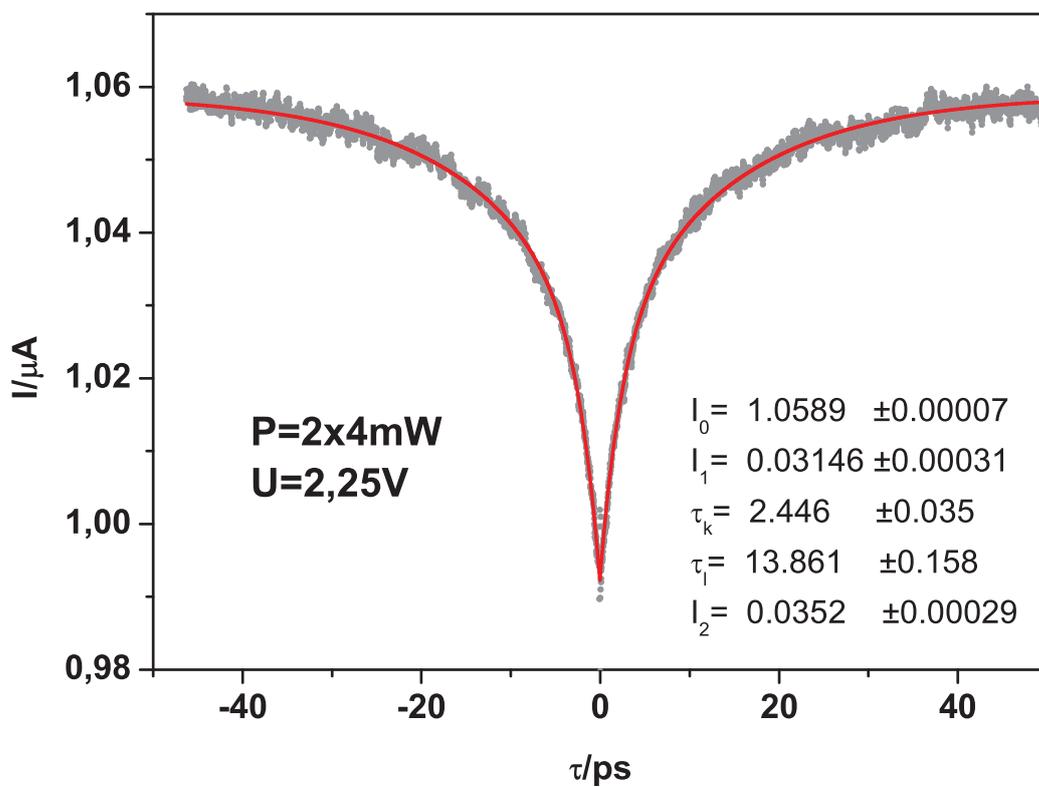


Abbildung 4.22: Autokorrelationsmessung an dem Schalter  $S1$  mit einer Leistung von  $4\text{mW}$  pro Teilstrahl und einer Vorspannung von  $2,25\text{V}$ , der Fit wurde nach Formel(4.24) vorgenommen

funktion erfasst ebenfalls die Spitze der Meßkurve deutlich besser als die vorhergehenden Funktionen. Die beiden Zeitkonstanten, die sich hierbei für diese Messung ergeben sind  $\tau_k \approx 2,5\text{ps}$  für die kurze und  $\tau_l \approx 14\text{ps}$  für die lange. Vergleicht man diese Zeitskalen mit denen von [5] gemessenen von etwa  $600\text{fs}$ , so ergibt sich auch hier keine Übereinstimmung

einer der beiden Zeitskalen. Der bessere Fit dieser Modellfunktion rechtfertigt allerdings nicht dieses Modell den beiden anderen vorzuziehen. Eine Übereinstimmung der kurzen Zerfallszeit mit den später dargestellten zeitaufgelösten Reflektivitätsmessungen rechtfertigt dieses Modell allerdings.

Zusätzlich zu den oben gezeigten Messungen wurden leistungsabhängige Messungen durchgeführt. Der Grund hierfür liegt hauptsächlich darin, daß eine sehr hohe Anregungsdichte dazu führen kann, daß mehr Ladungsträger angeregt werden als tiefe Störstellen zur Verfügung stehen (die Störstellen also gesättigt werden). Die Folge hiervon wäre, daß man zunächst einen Zerfall der Ladungsträger mit einer kurzen Zeit im Autokorrelationssignal sehen würde, welche dem Einfang von Elektronen in tiefe Störstellen entspricht. Da bei sehr hoher Anregungsdichte aber nicht genügend Einfangzentren vorhanden sind können nicht alle Elektronen eingefangen werden, was dazu führt, daß die Elektronen im Leitungsband erst in tiefe Störstellen rekombinieren können, wenn diese wieder entleert sind. Die Entleerung der Störstellen geschieht aber mit der langsameren Rekombinationszeit der Elektronen in den Störstellen mit den Löchern im Valenzband. Dieses Modell könnte die beiden Zeitskalen in den Autokorrelationsmessungen erklären. Sollte dieses Modell zutreffen müsste eine Variation der Pumpleistung im Autokorrelationsexperiment zu einer Änderung der zweiten Zeitkonstante und vor allem zu einer Änderung der Amplitude der beiden auftretenden Zerfälle mit sich bringen. Pumpet man mit einer Anregungsdichte, die kleiner als die Störstellendichte ist sollte man ebenfalls in den Autokorrelationsmessungen nur noch den schnellen Zerfall messen können.

In Abbildung 4.23 sind vier Autokorrelationsmessungen bei verschiedenen Pumpleistungen dargestellt. Jede dieser Messungen stellt wieder eine Mittelung über fünf einzelne Meßkurven dar. Um alle Kurven in einem Diagramm darstellen zu können wurden die Kurven entlang der y-Achse verschoben. In den Abbildungen sind jeweils die Meßdaten zusammen mit der theoretischen Meßkurve mit einem doppel-exponentiellen Zerfall nach Gleichung (4.24) gezeigt. Die aus diesen Messungen erhaltenen Lebensdauern  $\tau_k$  und  $\tau_l$  sind in Abbildung 4.24 in Abhängigkeit der Pumpleistung aufgetragen. Wie man sieht nehmen  $\tau_k$  und  $\tau_l$  mit zunehmender Pumpleistung ab. Dieses Verhalten wurde durch eine Gerade angefitet. Ein Abfall der Zerfallszeiten mit zunehmender Pumpleistung erscheint im beschriebenen Modell einer Störstellensättigung unwahrscheinlich. Der Abfall kann durchaus aus einer Schwankung der Meßwerte folgen, was durch weitere Messungen überprüft werden muß. Aus den Autokorrelationsmessungen mit verschiedener Pumpleistung wurden die daraus bestimmten Amplituden der Zerfälle  $I_1$  und  $I_2$  in Abhängigkeit von der Pumpleistung in Abbildung 4.25 aufgetragen. Wie man erwartet steigen die Amplituden mit wachsender Pumpleistung an, da das Autokorrelationssignal nach Gleichung (4.14) proportional zur angeregten Ladungsträgerdichte ist. Die Amplituden  $I_1$  und  $I_2$  sind für alle Pumpleistungen etwa gleich groß. Die Dichte der angeregten Ladungsträger läßt sich nach Gleichung (4.25) berechnen.

$$n_0 = (1 - R) \frac{T_L P}{\hbar \omega_o} \frac{1}{\pi r_l^2 \kappa} \quad (4.25)$$

$R = 0,32$  ist hierbei der Reflexionsfaktor von GaAs,  $T_L = 12,5\text{ns}$  ist die Repetitionszeit

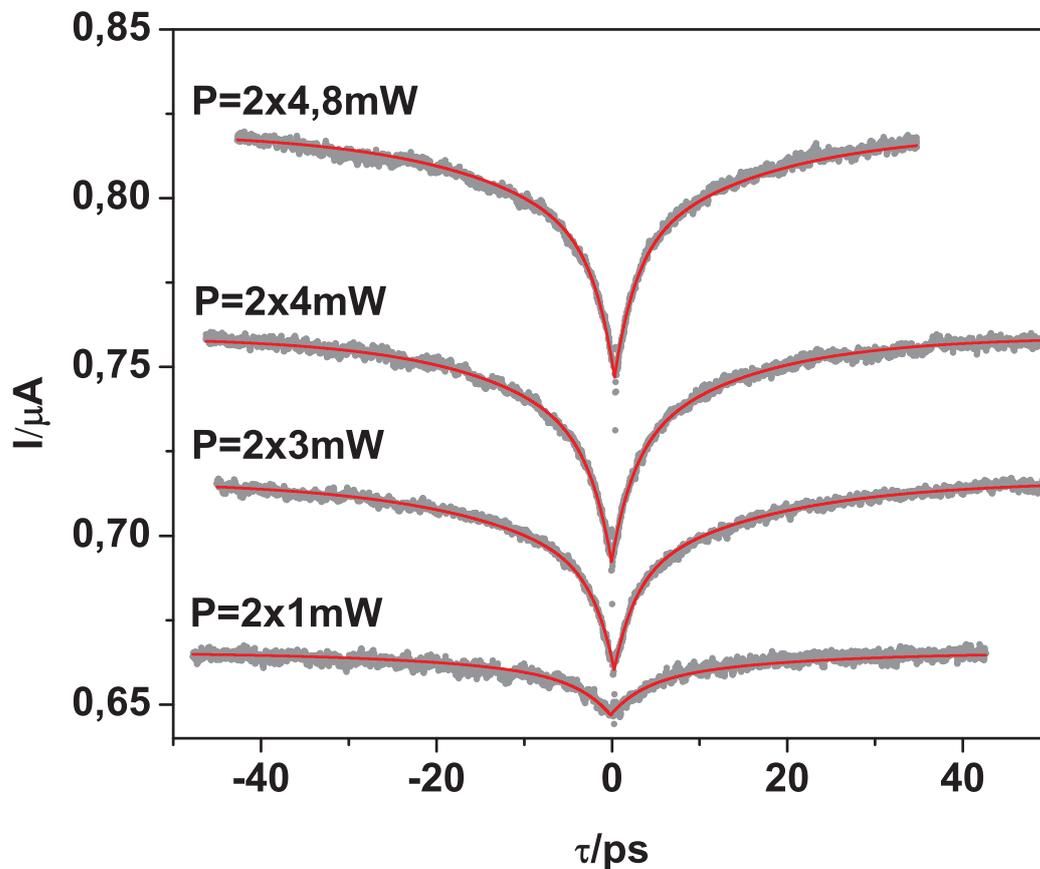


Abbildung 4.23: Autokorrelationsmessungen an dem Schalter  $S1$  für verschiedene Pumpleistungen und einer Vorspannung von 2,25V, der Fit wurde nach Formel(4.24) vorgenommen, die

der Laserpulse,  $\hbar\omega_0 = 1,53\text{eV}$  die Photonenenergie und  $P$  die gemittelte Leistung des Lasers.  $r_l$  ist der Radius des Beleuchtungsflecks und  $\kappa = 662\text{nm}$  gibt die Absorptionslänge des Laserlichts an [5]. Für einen Strahlradius von  $4\mu\text{m}$  und eine Leistung von  $P = 4\text{mW}$  ergibt das eine Anregungsdichte von  $4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  und für  $P = 1\text{mW}$  eine Anregungsdichte von  $1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . Beide Anregungsdichten liegen den Literaturangaben nach im Bereich der möglichen Störstellenkonzentration für ausgeheiltes LT-GaAs. Es hat sich aber keine systematische Abhängigkeit der Zeitskalen von der Pumpleistung ergeben. Der Anstieg der Zeitkonstante  $\tau_k$  bei einer Pumpleistung von  $1\text{mW}$  von etwa  $2,5\text{ps}$  auf  $3,5\text{ps}$  liegt wahrscheinlich nur an einer schlechteren Anpassung der theoretischen Kurve an die Meßdaten aufgrund des kleineren Signals und damit höheren Rauschens bei niedrigen Pumpleistungen. Für die anderen 3 Pumpleistungen von  $3\text{mW}$ ,  $4\text{mW}$  und  $4,8\text{mW}$  ergibt sich eine gute

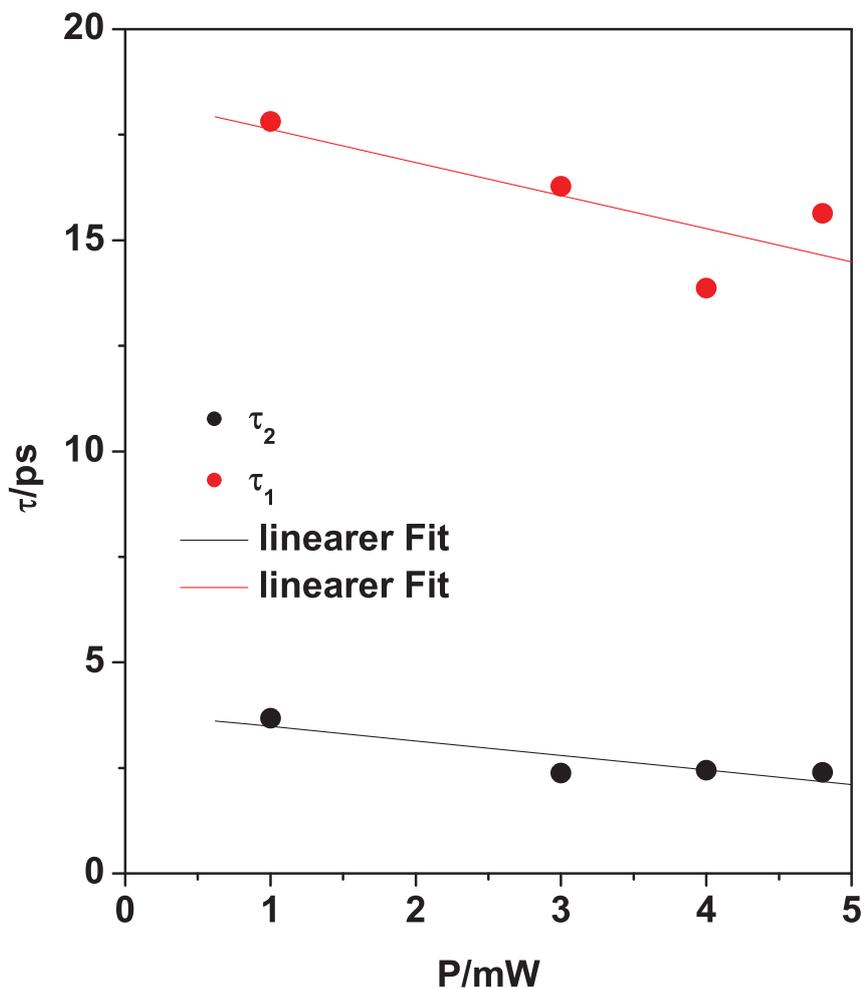


Abbildung 4.24: Auftragung der Zerfallszeiten  $\tau_k$  und  $\tau_l$  gegen die Pumpleistung

Übereinstimmung der kurzen Zeitkonstante  $\tau_k$ . Für die längere Zeitkonstante  $\tau_l$  ergibt sich leider keine gute Übereinstimmung der Meßdaten bei verschiedenen Pumpleistungen. Sollte allerdings die Anregungsdichte schon in der Größenordnung der Störstellendichte liegen, so sollte sich ein deutlich sichtbarer Anstieg von  $\tau_l$  mit größerer Pumpleistung ergeben. Dies ist aber nicht der Fall, da sich für  $\tau_l$  die längste Zerfallszeit von etwa 18ps für die geringste Pumpleistung von 1mW pro Teilstrahl ergibt. Diese Abweichung kann allerdings auch durch das große Rauschen in der Messung mit  $P = 1\text{mW}$  zustande kommen. Eine systematisches Verhalten der Amplituden  $I_1$  und  $I_2$  von der Pumpleistung ergab sich ebenfalls nicht.

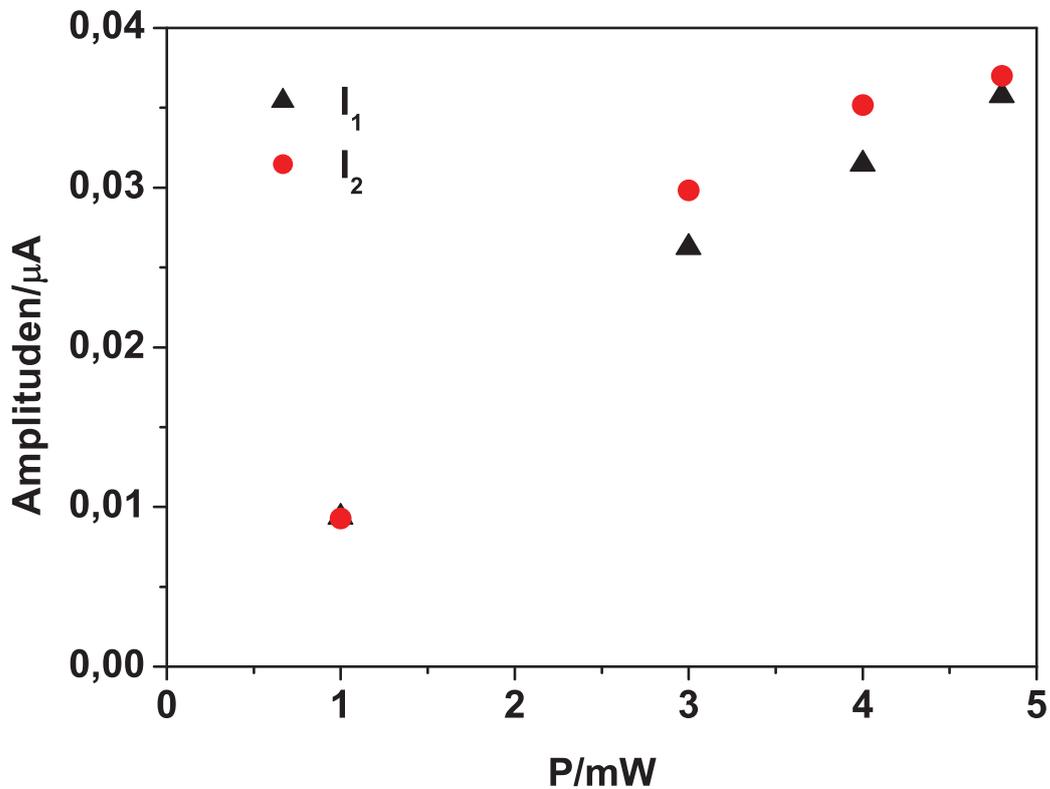


Abbildung 4.25: Auftragung der Amplituden der Zerfälle  $I_1$  und  $I_2$  gegen die Pumpleistung

Zur weiteren Untersuchung der Ladungsträgerdynamik wurde eine zeitaufgelöste Reflektivitätsmessung an einer Probe des LT-GaAs-Wafers durchgeführt. Sie ist in Abbildung 4.26 gezeigt. Die Reflektivitätsänderung wird gut durch einen positiven exponentiellen Zerfall, zwei negative exponentielle Zerfälle und eine konstant bleibende negative Reflektivitätsänderung am Ende (d.h. auf einer Zeitskala von etwa  $100ps$ , was der maximalen Meßzeit entspricht) beschrieben. Die angefitzte Kurve ist ebenfalls in Abbildung 4.26 in rot zu sehen, für den positiven Zerfall ergibt sich eine Zeitkonstante von  $\tau \approx 70fs$ , der schnelle negative Zerfall findet mit  $\tau \approx 140fs$  statt und der langsame negative fällt etwa mit  $\tau \approx 2,5ps$  ab. Die konstant bleibende negative Reflektivitätsänderung am Ende zerfällt mit einer Zeitkonstanten, die außerhalb des Meßbereichs liegt und kann wahrscheinlich auf eine Aufheizung der Probe zurückgeführt werden. Die blaue Gerade, welche die Reflektivität der Probe vor der Anregung durch den Pumpstrahl angibt, soll diese konstant bleibende Reflektivitätsänderung verdeutlichen.

Die vollständige Analyse dieser Reflektivitätsänderung ist leider nicht gelungen, da in der Literatur keine vergleichbaren Messungen gefunden wurden und die Deutung der Meß-

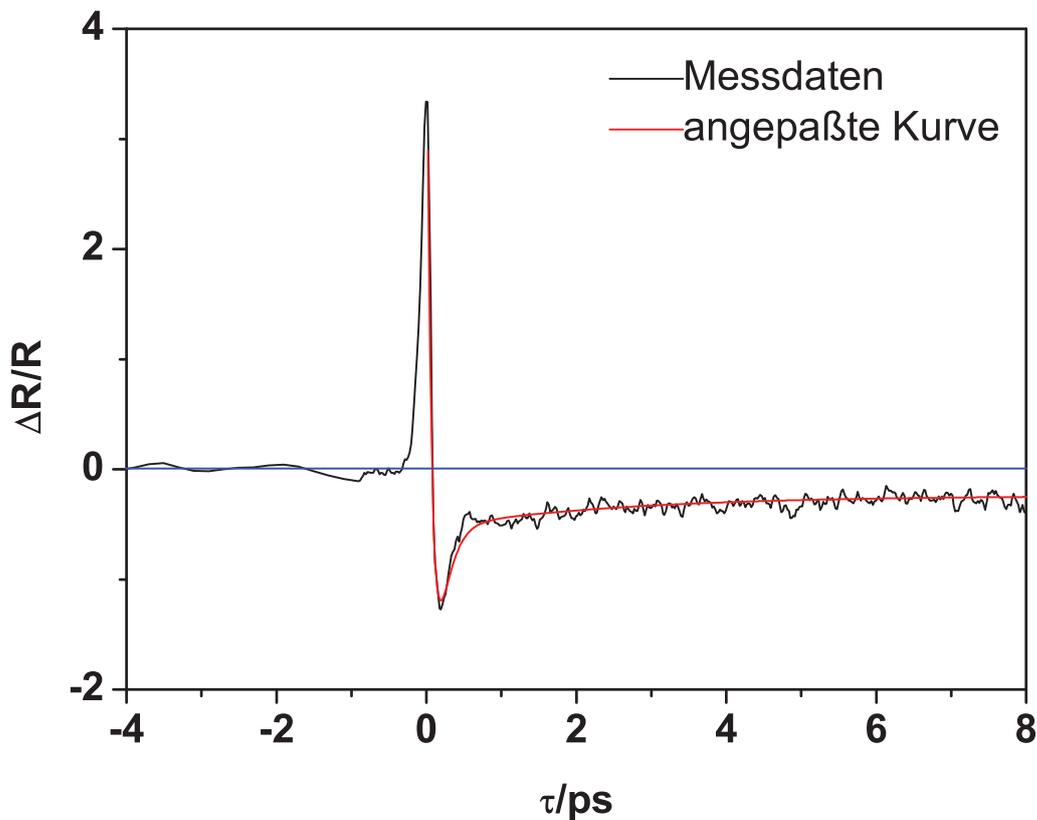


Abbildung 4.26: zeitaufgelöste Reflektivitätsmessung an LT-GaAs

werte aufgrund der zusätzlichen in normalen GaAs nicht vorhandenen tiefen Störstellen wesentlich komplizierter ist. Dies liegt zum Beispiel daran, daß aus den Störstellen Ladungsträger in höhere Leitungsbandzustände angeregt werden können und daher auch Intrabandrelaxationsprozesse (wie z.B. Intervalleystreuung) stattfinden können, die ebenfalls einen Beitrag zur Reflektivitätsänderung liefern. Genauere Aussagen könnte man durch zeitaufgelöste Reflektivitätsmessungen bei verschiedenen Wellenlängen treffen.

Der langsame exponentielle Zerfall von  $\tau \approx 2,5\text{ps}$  findet sich ebenfalls in der Anpassung der Autokorrelationsmessungen mit dem doppelt-exponentiellen Zerfallsmodell. Daher wird die Annahme gemacht, daß es sich hierbei um die Zerfallszeit der Ladungsträger in die tiefen Störstellen handelt. Aufgrund dieser Übereinstimmung der einen Zeitskala in den Reflektivitätsmessungen mit der einen Zeitskala in den Autokorrelationsmessungen (unter Verwendung des Modells mit einem zweifach-exponentiellen Zerfall) wird angenommen, daß ein Modell mit einem zweifach-exponentiellen Zerfall die Autokorrelationsmessungen gut beschreibt. Damit ist allerdings noch nicht die zweite Zeitkonstante

in den Autokorrelationsmessungen erklärt. Diese könnte zum Beispiel durch eine hohe RC-Zeit der Schalter zustande kommen, welche dann den zweiten exponentiellen Zerfall erklären würde, jedoch wurde für baugleiche Schalter in [5] keine RC-Zeit-Limitierung gefunden. Eine genauere Diskussion wird im nächsten Abschnitt vorgenommen.

Ein zweiter Schalter, der genau wie der erste hergestellt wurde, ergab die beiden Zerfallszeiten  $\tau_k \approx 2,5\text{ps}$  und  $\tau_l \approx 14\text{ps}$  bei einer Messung mit einer Leistung von  $4,4\text{mW}$  und  $2,25\text{V}$  Vorspannung. Um eine Abhängigkeit der Messungen von der Schichtdicke der aufgedampften Kontakte auszuschließen (was unter Umständen eine andere RC-Zeit hervorrufen könnte) wurde ein dritter Schalter mit einer Schichtdicke von  $20\text{nm}$  Ti und  $200\text{nm}$  Cu der Kontakte hergestellt. Es ergaben sich hierbei eine Zeit  $\tau_k \approx 1,1\text{ps}$  und  $\tau_l \approx 10\text{ps}$ . Ob diese Abweichung auf die Schichtdicke zurückgeführt werden kann ist allerdings nicht klar, da das Probenstück von einer anderen Stelle des Wafers entnommen wurde, die näher am Mittelpunkt des Wafers lag. In [21] wird zum Beispiel eine starke Abhängigkeit von Reflektivitätsmessungen in Abhängigkeit von der Entnahmestelle der Probe auf dem Wafer für LT-GaAs festgestellt.

Eine weitere Autokorrelationsmessung wurde an dem Schalter mit Fingerstrukturen aus Abbildung 2.14 durchgeführt, wobei wieder eine Vorspannung von  $2,25\text{V}$  und eine Pumpleistung von  $4\text{mW}$  pro Teilstrahl verwendet wurde. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.27 gezeigt. Für diesen Schalter ergaben sich für die Zeitkonstanten Werte von  $1,5\text{ps}$  für  $\tau_k$  und  $20\text{ps}$  für  $\tau_l$ . Auffällig bei dieser Messung ist, daß die beiden Zerfälle einen deutlich unterschiedlichen Vorfaktor haben, der für die kurze Zerfallszeit  $I_1$  ist hier etwa drei mal größer als der für die lange Zerfallszeit  $I_2$ . Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich in der Schalterstruktur selbst. Ein Vergleich der durch den Laserspot von etwa  $8\mu\text{m}$  Größe beleuchteten Fläche an diesem Schalter mit der beleuchteten Fläche bei dem Schalter ohne Fingerstrukturen ergibt nur einen sehr kleinen Unterschied zugunsten des Schalters mit den Fingerstrukturen. Ein Austausch des  $100\text{x}$ -Objektivs im Lasermikroskop durch ein  $40\text{x}$ -Objektiv erlaubte die Ausleuchtung der gesamten Fingerstruktur des Schalters und eine Wiederholung der Messung mit gleicher Laserleistung führte dazu, daß die Vorfaktoren der beiden exponentiellen Zerfälle wieder ungefähr gleich waren. Die Meßkurve ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Ebenfalls fällt auf, daß im Vergleich zur Messung mit dem  $100\text{x}$ -Objektiv zwar die kurze Zeitkonstante mit einem Wert von  $\tau_k \approx 1,1\text{ps}$  etwa dem Wert der Messung mit dem  $100\text{x}$ -Objektiv entspricht, die zweite Zeitkonstante ist aber mit einem Wert von  $\tau_l \approx 7,6\text{ps}$  deutlich kürzer. Die angeregte Ladungsträgerdichte beträgt für die Messung mit  $100\text{x}$ -Objektiv wieder  $4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , für das  $40\text{x}$ -Objektiv ergibt sich aufgrund der größeren Aufweitung des Strahlradius auf etwa  $10\mu\text{m}$  eine Anregungsdichte von  $1,6 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ . Damit liegt die Anregungsdichte zumindest an der unteren Grenze der Literaturangaben für die Konzentration der als Einfangzentren dienenden Störstellen von  $1 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ . Es kann daher sein, daß eine auftretende Störstellensättigung erst bei dieser Messung überhaupt sichtbar wird, da die Anregungsdichte bei der Messung mit dem  $40\text{x}$ -Objektiv eine Größenordnung unter der Messung bei  $P=1\text{mW}$  mit dem  $100\text{x}$ -Objektiv liegt. Dies würde erklären warum man in den leistungsabhängigen Autokorrelationsmes-

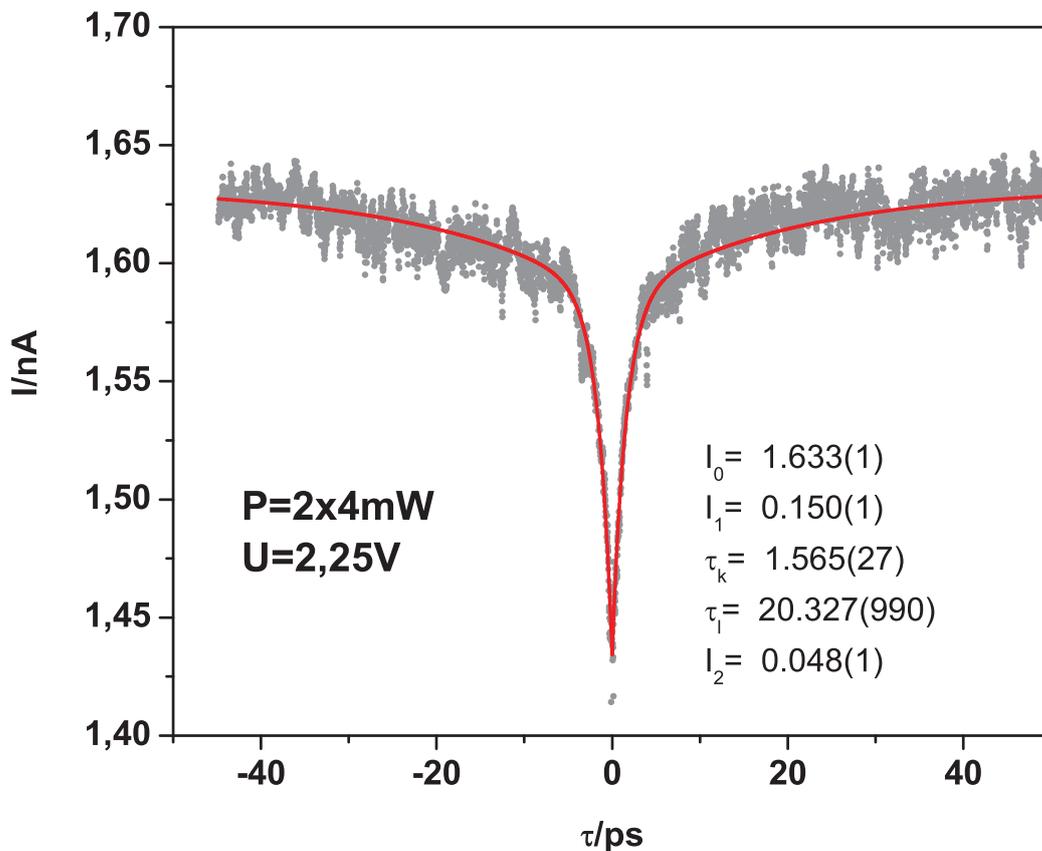


Abbildung 4.27: Autokorrelationsmessung am Schalter S2 mit Fingerstrukturen, 2,25V und 4mW pro Teilstrahl, die rote Kurve stellt wieder den doppelt exponentiellen Fit dar

sungen mit dem 100x-Objektiv am Schalter S1 keine signifikanten Änderungen von  $\tau_l$  sehen kann. Nicht erklärt werden kann allerdings die Abweichung der beiden Vorfaktoren  $I_1$  und  $I_2$  für die beiden Zerfälle. Bei den Autokorrelationsmessungen am Schalter S1 mit dem 100x-Objektiv und gleicher Anregungsdichte ergaben sich ungefähr gleiche Vorfaktoren für die beiden Zerfälle. Es ist daher nicht auszuschließen, daß die Ursache in der Schalterstruktur zu suchen ist. Ein Einfluß der RC-Zeit aufgrund einer erhöhten Kapazität durch die Fingerstrukturen kann hier allerdings weitestgehend ausgeschlossen werden, da in [5] für einen Schalter mit ähnlicher Fingerstruktur eine RC-Zeit von 160fs angegeben wird. Ebenfalls wäre eine Limitierung durch die RC-Zeit nicht nicht von der Anregungsdichte abhängig.

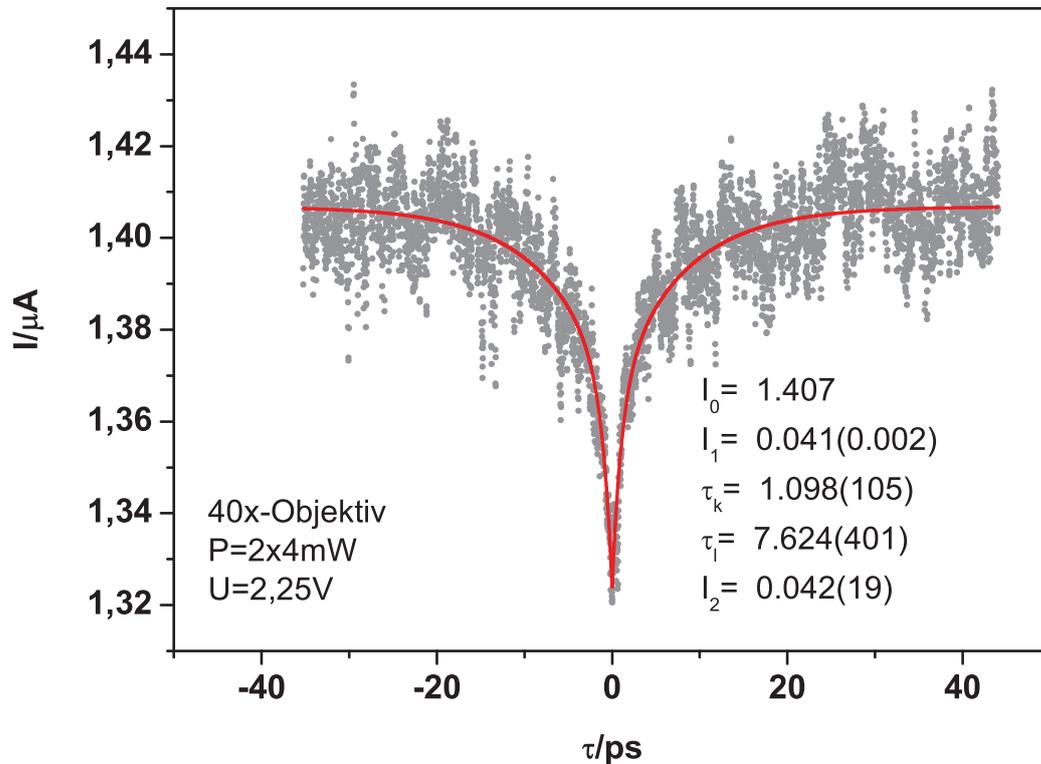


Abbildung 4.28: Autokorrelationsmessung am Schalter S2 mit Fingerstrukturen, 2,25V und 4mW pro Teilstrahl, in dieser Messung wurde die Fokussierung mit einem 40x-Objektiv vorgenommen, die rote Kurve stellt wieder den doppelt exponentiellen Fit dar

### 4.2.3 Photoleitungssamplingmessungen

An dem Schalter S2 wurden ebenfalls noch Messungen zum Photoleitungssampling aufgenommen. Eine solche Messung zum Photoleitungssampling ist in Abbildung 4.29 zu sehen. Es waren nur noch wenige Messungen möglich, die sehr verrauscht sind. Es sollte sich hierbei aber um das Signal des Strompulses handeln, da das Signal zum einen positiv ist (und nicht negativ wie bei der Autokorrelation) und zum anderen ein zunächst starker Anstieg und dann ein langsamer Zerfall zu sehen ist, was für eine kurze Anregung durch einen kurzen Laserpuls und einen darauffolgenden Zerfall der Ladungsträger spricht. Aufgrund des hohen Rauschens auf den Meßdaten kann dies allerdings nicht sicher gesagt werden. Eine Abschätzung der Pulslänge ist aufgrund des Rauschens nicht einfach. Es ergibt sich, daß der Puls etwa nach 15ps auf das ursprüngliche Signal abgefallen ist. Die volle Halbwertsbreite liegt zwischen 5 und 10ps. Das Grundsignal beträgt bei der zu sehenden Messung etwa  $0,73\mu\text{A}$ . Aufgrund der Verwendung eines Anregungsschalters und

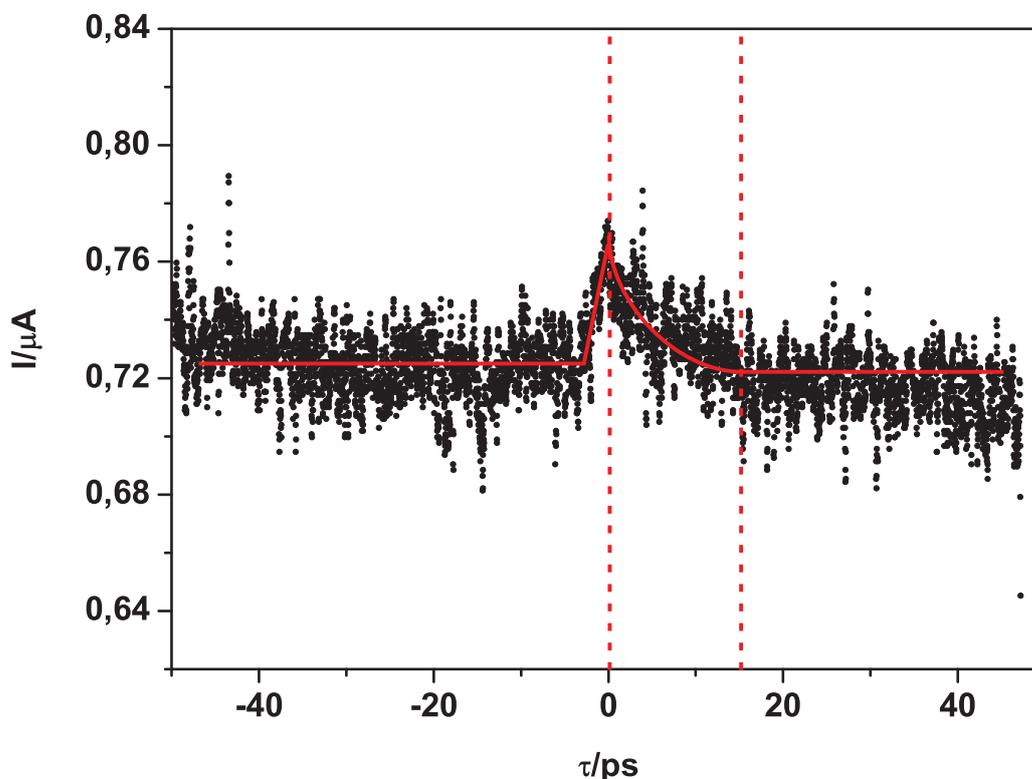


Abbildung 4.29: Photoleitungssamplingmessung

der Tastschalter, sollte das Grundsignal normalerweise nahezu null sein. Allerdings wurde, um überhaupt ein Meßsignal zu erhalten mit einer Pumpleistung von etwa 20mW am Anregungsschalter gepumpt, was einen solch hohen Leckstrom erklären kann. Um eine bessere Aussage über die genauen Zeitskalen treffen zu können sind weitere Messungen nötig. Der erhaltene Wert für die Dauer des Strompulses ist aber konsistent mit den in den anderen zeitaufgelösten Messungen.

#### 4.2.4 Diskussion der Ergebnisse

In den Dunkelstrommessungen wurde wie erwartet ein ohmsches Verhalten der I-U-Kennlinien gefunden. Die Stärke der Nichtlinearität des Photostroms in Abhängigkeit von der Belichtungsleistung, welche in den I-U-Kennlinien gefunden wurde, weicht deutlich von dem in der Literatur gefunden Wert ab [5]. Die Ursache der Abweichungen, die ebenfalls in den Autokorrelationsmessungen gefunden wurden, haben ihre Ursache wahrscheinlich in einem unterschiedlichen Mechanismus, des die Autokorrelation dominierenden nichtli-

nearen Prozesses. Eine weitere Abweichung von den Messungen, die in [5] durchgeführt wurden, ist in den I-U-Kennlinien mit Belichtung gefunden worden. Während dort auch unter Beleuchtung eine ohmsche Kennlinie gemessen wurde, besitzen die in dieser Arbeit verwendeten Photoleitungsschalter eine leichte Abweichung vom ohmschen Verhalten. Allerdings scheinen die I-U-Kennlinien bei höheren Spannungen in ein ohmsches Verhalten überzugehen, was jedoch durch Messungen mit einer besseren Spannungsquelle überprüft werden müßte.

Wie schon im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, finden sich in den Autokorrelationsmessungen zwei exponentielle Zerfälle und nicht der erwartete einfach exponentielle Abfall des Autokorrelationssignals. Diese Schlußfolgerung wird durch die Ergebnisse der zeitaufgelösten Reflektivitätsmessungen gestärkt. Geht man wie schon oben erläutert davon aus, daß  $\tau_1 \approx 2,5\text{ps}$  durch den Einfang der Ladungsträger in tiefe Störstellen bestimmt ist, fehlt allerdings immer noch eine Erklärung der zweiten Zeitskala.

In den leistungsabhängigen Autokorrelationsmessungen am Schalter S1 wurde keine signifikante Abhängigkeit der kurzen Zerfallszeit  $\tau_k$  und der langen Zerfallszeit  $\tau_l$  von der Pumpleistung gefunden. Bei der Messung mit dem Schalter S2 und der Verwendung des 40x-Objektivs ergab sich ein Anstieg für  $\tau_l$  von 7,6ps auf 20ps mit steigender Anregungsdichte. Dies spricht für ein Zustandekommen der langen Zerfallszeit  $\tau_l$  durch eine Sättigung der Störstellenzustände. Die zweite Zerfallszeit wäre somit durch die Rekombination der Elektronen mit den Löchern im Valenzband gegeben, da die Elektronen im Leitungsband nur in freie Störstellenzustände eingefangen werden können. Dabei ist zu beachten, daß die zweite Zerfallszeit, dann aber auch von der Anregungsdichte selbst abhängt. Wenn man mit dreifacher Störstellendichte anregt, so müssen die Störstellen dreimal entleert werden, wodurch auch die zweite Zerfallszeit dreimal so groß wäre. Die Messung an dem Schalter S2 spricht für dieses Modell, jedoch müßten zur Bestätigung weitere leistungsabhängige Messungen unternommen werden. Nicht erklärt werden kann dadurch die Änderung der Amplitudenverhältnisse beim Schalter S2, wenn man die Messungen mit dem 40-Objektiv mit den Messungen mit dem 100x-Objektiv vergleicht. Die Ursache hierfür ist wahrscheinlich in der Schaltergeometrie zu suchen, da bei gleicher Anregungsdichte unter Verwendung des 100x-Objektivs beim Schalter S1 die Amplitudenverhältnisse etwa gleich groß sind.

Es soll hier noch eine zweite Möglichkeit für die Ursache des zweiten Zerfalls  $\tau_l$  diskutiert werden. Eine Limitierung der Schaltzeit durch die RC-Zeit kann hierbei weitestgehend ausgeschlossen werden, da wie schon oben erwähnt baugleiche Schalter keine RC-Zeit-Limitierung zeigten [5]. In [16] wurden zeitaufgelöste Photostrom-Messungen an MSM-Dioden auf LT-GaAs durchgeführt. Bei diesen Messungen trat beim Abfall des Photostroms ebenfalls eine längere Zeitskala auf. Bei der Durchführung von temperaturabhängigen Messungen ergab sich eine Abnahme der Amplitude der längeren Zeitskala mit abnehmender Temperatur bis zum vollständigen Verschwinden bei 10K. Die zeitaufgelöste Photostromkurve bei verschiedenen Temperaturen ist in Abb.(4.30) zu sehen. Als wahrschein-

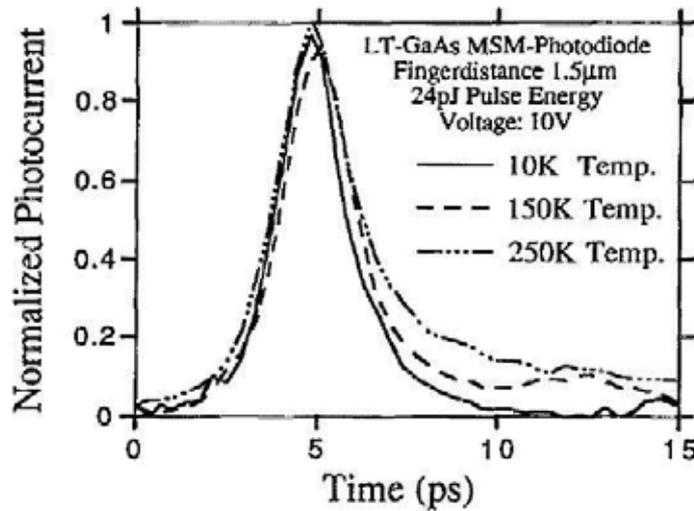


Abbildung 4.30: temperaturabhängige zeitaufgelöste Photostromkurve einer MSM-Diode auf LT-GaAs, die durch elektrooptisches Sampling gemessen wurde [16]

liche Ursache dieser Temperaturabhängigkeit wird in [16] Hopping zwischen den Defektzuständen angegeben. Die Nächste-Nachbar-Hopping-Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur wird dabei wie in Gleichung(4.1) in Abschnitt (4.1.2) angegeben. Die Analyse dieser temperaturabhängigen Photostrommessungen ergab eine Aktivierungsenergie von  $\Delta E \approx 7\text{meV}$  was deutlich unter der mittleren Energie bei Raumtemperatur von  $kT \approx 25\text{meV}$  liegt [16]. In der Veröffentlichung wird ebenfalls erwähnt, daß dieser Wert für die Aktivierungsenergie weit unterhalb der von Dunkelstrommessungen liegt. In der weiteren Diskussion wird argumentiert, daß die Ladungsträger zunächst in angeregte Zustände der tiefen Störstellen eingefangen werden und dadurch der Energieaufwand verringert wird, der nötig ist, um von einem Zustand zum nächsten zu springen. Aufgrund der immer noch vorhandenen Aktivierungsenergie von  $8\text{meV}$  ist aber immer noch eine Wechselwirkung mit Phononen nötig, um diese Aktivierungsenergie bereitzustellen. Bei tiefen Temperaturen existieren allerdings nur noch Phononen in den Grundzuständen, weshalb die Aktivierungsenergie nicht mehr aufgebracht werden kann und die Hopping-Leitfähigkeit verschwindet. Für die Aktivierungsenergie des Hopping-Mechanismus ohne Belichtung konnte leider nur ein Wert von einer Probe, die bei  $350^\circ\text{C}$  ausgeheilt worden ist, gefunden werden. Der dort angegebene Wert liegt bei  $123\text{meV}$  [37], was im Vergleich zu  $kT \approx 25\text{meV}$  bei Raumtemperatur wesentlich höher liegt als die Aktivierungsenergie mit durch Belichtung angeregten Ladungsträgern. In diesem Modell wäre die Zeitkonstante  $\tau_l$  dann durch die Relaxationszeit der in angeregten Störstellenzuständen sitzenden Ladungsträger in tiefere Zustände bestimmt. Eine Prüfung dieser Hypothese würde es erfordern die Autokorrelationsmessungen bei verschiedenen Temperaturen durchzuführen, um zu testen ob der langsame Zerfall bei sehr niedrigen Temperaturen verschwindet und um gegebenenfalls eine Aktivierungsenergie zu bestimmen. Ebenso müßten temperaturabhängige Leitfähig-

keitsmessungen gemacht werden, da aus der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit der dominierende Leitfähigkeitsmechanismus bestimmt werden.

Ob und welches der beiden aufgezeigten Modell für die Zerfallszeiten stimmt konnte nicht endgültig geklärt werden. Zur Bestätigung bzw. Widerlegung müssen die oben vorgeschlagenen Experimente durchgeführt werden.

Eine Aussage über die Länge der tatsächlichen Pulse ist aus den Autokorrelationsmessungen allein nicht zu entnehmen. Das liegt daran, daß man bei dieser Art der Messung nur die Nichtlinearität des Photostroms mißt und somit die Zeitskalen erhält, die für den Abfall des Photostroms verantwortlich sind, nicht aber wie die einzelnen Zeitskalen mit ihrer Amplitude in den Strompuls eingehen. Es kann daher sein, daß die zweite Zeitskala z.B. durch eine wesentlich stärkere Nichtlinearität hervorgerufen wird, was zur Folge hätte, daß der langsamere Zerfall beim Abfall des Strompulses kaum eine Rolle spielt, wodurch die tatsächliche Pulslänge wesentlich kürzer wäre (da sie durch die kürzere Zeitkonstante dominiert würde). Dies aufzuklären kann durch eine genaue zeitaufgelöste Messung der Pulsform erreicht werden, was z.B. durch Photoleitungssampling möglich ist. Erste Messungen hierzu lassen die gesamte Pulslänge auf etwa 15ps abschätzen. Vergleicht man alle bei den zeitaufgelösten Messungen erhaltenen Zeitskalen wird klar, daß die Ergebnisse alle in einem untereinander konsistenten Zeitbereich sind. Vor allem die letzte Messung des Photoleitungssamplings zeigt, daß die Dauer der Pulse(FWHM) unter 10ps liegt.

### 4.3 Zusammenfassung

Mit Hilfe der in den vorangegangenen Kapiteln entwickelten Methoden der Lithographie ist es gelungen, schnelle Photoleitungsschalter herzustellen. Anhand von Autokorrelationsmessungen, welche die Nichtlinearität des Photostroms ausnutzen, wurden die für die Schaltzeiten relevanten Zeitskalen zu  $\tau_k \approx 2,5\text{ps}$  und  $\tau_l \approx 14\text{ps}$  bestimmt. Die Amplituden für die jeweiligen Zerfälle geben die Stärke der Nichtlinearität wieder, weshalb aus den Autokorrelationsmessungen keine Aussage getroffen werden kann, welche der beiden Zeitskalen den Pulsformungsmechanismus bestimmt. Die erste Zeitskala wird hierbei als die Einfangzeit der Ladungsträger in tiefe Störstellen gedeutet. In einem Modell wird die zweite Zeitskala mit einem Hopping von angeregten Ladungsträgern in den Störstellen und deren Relaxation in tiefere Störstellenzustände in Verbindung gebracht. Um diese Vermutung zu bestätigen müssen allerdings noch temperaturabhängige Autokorrelations- und I-U-Messungen durchgeführt werden. Ein zweites Modell führt die lange Zerfallszeit  $\tau_l$  auf die Sättigung der Störstellen durch eine zu hohe Anregungsdichte zurück, wodurch die lange Zerfallszeit durch die Entleerung der tiefen Störstellen bestimmt wird. Um das Modell der Störstellensättigung zu überprüfen müssen zusätzliche Messungen der Autokorrelation in Abhängigkeit von der Anregungsdichte vorgenommen werden.

Um die genaue Form der Strompulse zu bestimmen, ist es nötig die vorgestellte Methode

des Photoleitungssamplings anzuwenden. Erste Messungen hierzu ergaben eine Pulslänge, die unter 15ps liegt. Der Dunkelstrom ergab sich aus der ohne Beleuchtung aufgenommenen I-U-Kennlinie und kann mit etwa 5nA bei einer Vorspannung von 5V angegeben werden. Im Gegensatz dazu ergaben sich Signalströme unter Beleuchtung von bis zu einigen  $\mu\text{A}$ , was eine hervorragende Sensitivität der Schalter bedeutet. Der Dunkelstrom kann also demnach im Vergleich zum Signalstrom und damit den über einen Puls fließenden Strom vernachlässigt werden. Dies ermöglicht ebenfalls den Einsatz der MSM-Dioden als schnelle Photodetektoren. Der Strom unter Beleuchtung kann weiter durch erhöhte Beleuchtungsleistung sowie eine erhöhte Vorspannung der Schalter gesteigert werden. Dies erfordert jedoch den Einsatz eines externen Netzgerätes für die Spannungsversorgung, da die Meßkarte nur eine Spannung bis zu 10V liefern kann. Die über einen Strompuls gemittelte Stromstärke wurde auf 10mA abgeschätzt. Die daraus folgende Abschätzung der magnetischen Feldstärke eines Pulses für den Schalter mit Fingerstrukturen ergibt ein Feld von etwa 1mT, was zur Durchführung von den in der Einleitung aufgeführten Experimente zur Magnetisierungsdynamik ausreicht. Nötigenfalls ist wie oben erwähnt eine Anpassung der Pumpleistung und der Vorspannung an das gegebene Experiment durchzuführen um die Größe des Feldpulses zu erhöhen.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Zunächst wurden im Rahmen dieser Arbeit die Grundlagen zur Mikro- und Nanostrukturierung von dünnen Metallfilmen gelegt. Für die optische Lithographie wurde ein Belichtungssystem aufgebaut, welches nach Bestimmung der nötigen Prozessparameter das Herstellen von Strukturgrößen von bis  $3\mu\text{m}$  erlaubt. In der Elektronenstrahlolithographie wurden die Linienbreiten des verwendeten Resistsystems bestimmt und mit den daraus erhaltenen Daten die ersten Nanostrukturen geschrieben. Aus der minimal erreichten Linienbreite ergibt sich derzeit eine maximale Auflösung von  $50\text{nm}$ . Die entwickelten Methoden der optischen Lithographie wurden verwendet, um schnelle Photoleitungsschalter auf LT-GaAs herzustellen. Für deren Charakterisierung wurde ein System zur Messung von I-U-Kennlinien aufgebaut. Durch eine Erweiterung des Aufbaus mit einem konfokalen Lasermikroskop, welches eine Auflösung von wenigen Mikrometern erreicht, wurde es ermöglicht einen Laserstrahl direkt auf die Wellenleiterlücke der Schalter zu fokussieren und deren I-U-Kennlinien unter Anregung von Photoelektronen aufzunehmen. Zur Bestimmung der Zeitskalen war es nötig einen Pump-Probe-Aufbau zur Messung der Autokorrelation mit einem Ti:Sa-Laser aufzubauen. Die relevanten Zeitskalen für die Schaltzeit der Schalter wurde durch die Ausnutzung der Nichtlinearität des Photostroms auf  $\tau_k \approx 2,5\text{ps}$  und  $\tau_l \approx 14\text{ps}$  bestimmt. In einem Modell wird angenommen, daß die kurze Zeitskala  $\tau_k$  durch den Einfang der Ladungsträger in tiefe Störstellen zustande kommt und die lange Zeitskala  $\tau_l$  durch einen photoaktivierten Hoppingmechanismus entsteht, welcher mit  $\tau_2$  durch die Relaxation der Ladungsträger in tiefere Störstellenzustände zurückgeht. Ein zweites Modell führt die lange Zerfallszeit  $\tau_l$  auf die Sättigung der Störstellen durch eine zu hohe Anregungsdichte zurück, wodurch die lange Zerfallszeit durch die Entleerung der tiefen Störstellen bestimmt wird.

Alle zeitaufgelösten Messungen liefern unabhängig voneinander ähnliche Zeitskalen für die Pulsdauer. Erste Messungen der Pulse mit dem Photoleitungssampling lassen eine Gesamtpulsdauer von unter  $15\text{ps}$  erwarten, was mit den Autokorrelationsmessungen bestimmten Zeitskalen gut übereinstimmt.

## 5.1 Ausblick

Die genaue Bestimmung der Pulsform und welche der beiden Zeitskalen den Pulsformungsmechanismus dominiert kann mit den Methoden des Photoleitungssamplings ermittelt werden. Daher ist es nötig mit weitere Photoleitungssamplingmessungen durchzuführen. Darüberhinaus können temperaturabhängige Messungen die Herkunft zumindest der zweiten Zeitskala im vorgeschlagenen photoaktivierten Hopping-Modell bestätigen oder widerlegen helfen. Um das Modell der Störstellensättigung zu überprüfen müssen zusätzliche Messungen der Autokorrelation in Abhängigkeit von der Anregungsdichte vorgenommen werden. Weitere zeitaufgelöste Reflektivitätsmessungen mit verschiedenen Wellenlängen und bei tiefen Temperaturen würden helfen die relevanten Prozesse der Ladungsträgerdynamik in LT-GaAs besser zu verstehen. Das hilft auch beim Verständnis des Beitrages der tiefen Störstellen.

Zur Herstellung von magnetischen Nanostrukturen ist es besonders wichtig die Methoden der Elektronenstrahlolithographie weiter zu verbessern. Besonders wichtig bei der Verbesserung der Strukturierung mit dem Lift-off Prozess ist in Zukunft die Verwendung eines Zweilagensesistems. Ebenfalls könnte das neu angeschaffte Lithographiesystem Leo bei der Einhaltung der Prozessparameter und damit der Reproduzierbarkeit Verbesserungen mit sich bringen. An solchen Nanostrukturen können dann zeitaufgelöste Pump-Probe Experimente durchgeführt werden, um die Magnetisierungsdynamik mittels des zeitaufgelösten optischen Kerreffektes zu untersuchen. Messungen an unstrukturieren magnetischen Filmen wurden dabei bereits in vorhergehenden Arbeiten durchgeführt [49]. Bei diesen Messungen wird allerdings die Magnetisierungsdynamik durch eine Anregung mit dem Pump-Laserstrahl eingeleitet, was dazu führt, daß im zeitaufgelösten Kerrsignal auch immer ein optischer Beitrag enthalten ist, wodurch die Auswertung der Daten erheblich erschwert werden kann. Dies kann dadurch vermieden werden, indem die mit den optischen Photoleitungsschaltern erzeugten Strompulse die Ummagnetisierungsdynamik anregen und die Magnetisierungsdynamik dann direkt zeitaufgelöst mit dem magnetooptischen Kerreffekt erfasst wird. Experimente dazu wurden z.B. in [50] durchgeführt in dem in einer Schottky-Diode ein Magnetfeldpuls erzeugt wurde und dann die Ummagnetisierungsdynamik mit zeitaufgelösten Kerrmessungen untersucht worden ist. Ein weiteres Experiment zur Magnetisierungsdynamik wurde in [51] durchgeführt. In diesem Experiment wurde die Magnetisierungsdynamik an magnetischen Mikrostrukturen auf einem Wellenleiter untersucht, wobei die Strompulse durch optische Schalter angeregt wurden. Allerdings liegt die anregende Pulsdauer bei diesen Experimenten weit unterhalb der mit den Photoleitungsschaltern auf LT-GaAs erreichbaren. Dadurch werden Dynamikmessungen auch in unteren Zeitskalen möglich, die bisher nur mit rein optischen Pump-Probe Experimenten zugänglich waren. Eine Probe mit einem optischen Schalter und darauf strukturierten  $10\mu\text{m}$  großen Permalloy-Kästchen wurde bereits mit optischer Lithographie hergestellt und ist in Abb.(5.1) zu sehen. Eine weitere Anwendung dieser schnellen Photoleitungsschalter liegt in der Charakterisierung der Umschaltdynamik von magnetischen Tunnелеlementen.

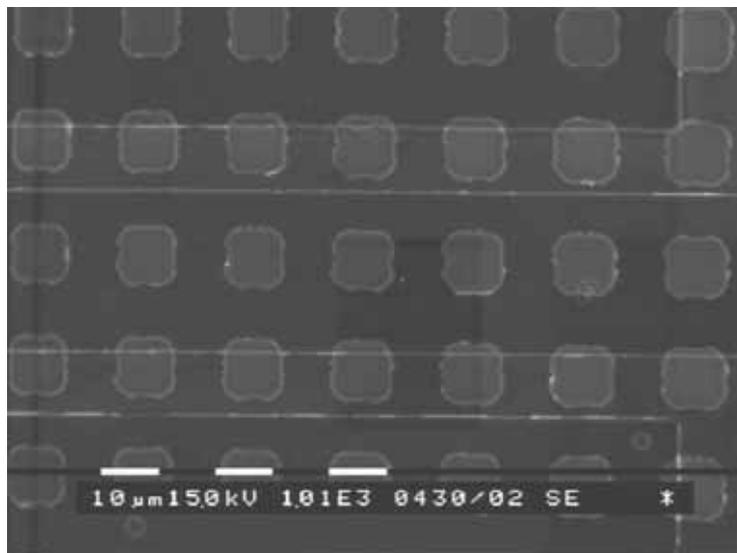


Abbildung 5.1: REM-Bild eines koplanaren Wellenleiters mit  $10\mu\text{m}$  großen Permalloy-Kästchen, der Photoleitungsschalter befindet sich links davon und ist auf dem Bild nicht mehr zu sehen

# Anhang A

## Bezierkurven

Beim Beschreiben wird der Tisch unter dem Elektronenstrahl gefahren, um so die entsprechenden Stellen auf der Probe zu belichten. Die Steuerung der Bahnkurve des Tisches wird dabei durch Bezierkurven beschrieben. Mathematisch kann gezeigt werden, daß durch eine Bezierkurve jede beliebige Kurve beschrieben werden kann. Zur Beschreibung einer Bezierkurve benötigt man zunächst die sogenannten Bernsteinpolynome wie in (A.1) dargestellt.

$$B_i^n(t) = \binom{n}{i} (1-t)^{n-i} t^i \quad (\text{A.1})$$

Damit läßt sich nun die Definition einer Bezierkurve n-ten Grades definieren

$$\vec{s}(t) = \frac{\sum_{i=0}^n g_i \vec{b}_i B_i^n(t)}{\sum_{i=0}^n g_i B_i^n(t)} \quad (\text{A.2})$$

Die  $\vec{b}_i$  sind die Stützvektoren der Kurve und die  $g_i$  sind die Gewichte dieser Vektoren. Der Parameter  $t$  durchläuft das Intervall  $[0, 1]$ . Für jede Kurve kann erreicht werden, daß die Gewichte des Anfangs- und des Endpunktes, also  $g_0$  und  $g_n$ , 1 werden. Durch Bezierkurven zweiten Grades ist es möglich beliebige Kegelschnitte darzustellen. Da im Rahmen dieser Arbeit Kreise geschrieben wurden werden im folgenden nur noch Bezierkurven 2. Grades betrachtet. Dabei soll gezeigt werden, wie mit einer Bezierkurve 2. Grades ein Kreisviertel dargestellt werden kann. Eine Bezierkurve 2. Grades besteht aus den drei Punkten  $\vec{b}_0, \vec{b}_1, \vec{b}_2$  und dem Gewicht  $g_1$  des zweiten Punktes. Der sogenannte Kontrollpunkt  $\vec{b}_1$  stellt dabei den Schnittpunkt der Tangenten an die Kurve in den Punkten  $\vec{b}_0$  und  $\vec{b}_2$  dar. Der jeweilige Punkt  $\vec{P}(t)$  einer Bezierkurve zweiten Grades ergibt sich aus den jeweiligen Vorfaktoren  $\tau_i$  der Vektoren  $\vec{b}_i$ .

$$\vec{P}(t) = \tau_0(t)\vec{b}_0 + \tau_1(t)\vec{b}_1 + \tau_2(t)\vec{b}_2 \quad (\text{A.3})$$

Damit folgen aus (A.2) die Vorfaktoren  $\tau_i$  der Vektoren  $\vec{b}_i$

$$\tau_0 = \frac{(1-t)^2}{(1-t)^2 + g_1(1-t)t + t^2} \quad (\text{A.4})$$

$$\tau_1 = \frac{2g_1(1-t)t}{(1-t)^2 + g_1(1-t)t + t^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\tau_2 = \frac{t^2}{(1-t)^2 + g_1(1-t)t + t^2} \quad (\text{A.6})$$

Aus (A.4),(A.5) und (A.6) folgt dann

$$g_1 = \frac{\tau_1}{2\sqrt{\tau_0\tau_1}} \quad (\text{A.7})$$

Wie man weiterhin durch einsetzen verifizieren kann ist

$$\tau_0 + \tau_1 + \tau_2 = 1 \quad (\text{A.8})$$

Nun soll gezeigt werden, wie aus den drei Punkten  $\vec{b}_i$  ein Viertelkreis mit dem Radius  $r$  erzeugt wird. Zunächst legen wir die Punkte  $\vec{b}_i$  fest

$$\vec{b}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ r \end{pmatrix}, \quad \vec{b}_1 = \begin{pmatrix} r \\ r \end{pmatrix}, \quad \vec{b}_2 = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Zu bestimmen ist nun nur noch das Gewicht  $g_1$ , welches durch einsetzen der drei Punkte aus (A.9) in (A.3) und mit (A.8) bestimmt werden kann. Dabei erhält man 3 Gleichungen mit den drei Unbekannten  $\tau_i$  für die folgendes Ergebnis aus der Lösung des Gleichungssystems folgt

$$\tau_0 = \tau_2 = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \tau_1 = -1 + \sqrt{2} \quad (\text{A.10})$$

Setzt man dieses Ergebnis in (A.7) ein, so erhält man das Gewicht  $g_1$

$$g_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{A.11}$$

Hieraus folgt nun die Beschreibung eines Viertelkreises im Bezierbelichtungsmodus des Elektronenstrahlolithographen. Die Belichtung eines Viertelkreises im 1. Quadranten des Koordinatensystems mit dem Radius eins sieht dann im *.bez*-File folgendermaßen aus.

```
WIDTH=0  
DOSE=2.7  
COUNT=1  
(1,0)(1,1,0.707107)(0,1)
```

Die mittleren Koordinaten geben hierbei den Kontrollpunkt und das Gewicht  $g_1$  an. Die anderen Werte wurden bereits schon vorher erläutert.

## Anhang B

# C-Programme zur Datenerzeugung für die Elektronenstrahlithographie

In diesem Abschnitt ist der Programm-Code der C-Programme zum Schreiben der Strukturen für die Elektronenstrahlithographie enthalten. Es soll hier allerdings nur die grobe Funktionsweise erklärt werden. Zunächst wurden zwei Programme erstellt von denen eines zum Erzeugen einer \*.bez-Datei mit den nötigen Daten zum Schreiben eines einzelnen Rechteckes dient und ein zweites, welches das Schreiben eines einzelnen Kreises ermöglicht. Diese beiden Einzelprogramme wurden dann jeweils in ein weiteres Programm zum Schreiben von Feldern aus Kreisen bzw. Rechtecken als Funktionen eingebunden. Die weitere Beschreibung erfolgt nun nur noch für das Programm zum Erzeugen eines Feldes aus Rechtecken. Das Programm zum Schreiben von Feldern aus Kreisen funktioniert allerdings vollkommen analog. Beim Starten des Programms wird über die Kommandozeilenoption der Dateiname des zu Schreibenden \*.bez-Files angegeben. Dann fragt das Programm nach der Schreibdosis und der dadurch erzeugten Linienbreite. Weiterhin wird durch Angabe der Eckkoordinaten (beim Kreis Mittelpunktskoordinaten und Radius) des Rechtecks sowie dem Abstand der Strukturen und der Anzahl Zeilen und Spalten die Größe des Rechtecks und des Feldes angegeben. Im weiteren geht das Programm nun so vor, daß es zunächst die Koordinaten des ersten Rechtecks an die Funktion *area* zum Schreiben eines Rechtecks weitergibt. Nachdem die Funktion das Rechteck geschrieben hat werden im Hauptprogramm die Koordinaten einfach entsprechend verschoben und wieder an die Funktion *area* weitergeleitet, welche so Stück für Stück das Feld aus Rechtecken zusammensetzt.

Die Funktion *area* setzt hierbei ein Rechteck aus den Einzellinien entsprechend der angegebenen Linienbreite zusammen. Beim Schreiben der Kreise setzt die Funktion *area* die Kreise aus Viertelkreislinien entsprechend der im Anhang A erläuterten Bezierkurven zusammen. Im folgenden sind nun die Programm-Codes aufgelistet.

Programm zum Schreiben der Felder aus rechteckigen Strukturen

```
#include <stdio.h>

void area(double x1, double x2, double y1, double y2,
          double Breite, double Dosis, char argv[1]);

int main(int argc, char* argv[])
{
    double x1,x2,y1,y2,Breite,Dosis;
    int i,k,anzahl;
    double abstand;
    double deltax;
    double deltax;
    double y1temp, y2temp;

    printf("\n");
    printf("Dosis:");
    scanf("%lf", &Dosis);
    printf("\n");
    printf("Breite:");
    scanf("%lf", &Breite);
    printf("\n");
    printf("x1:");
    scanf("%lf", &x1);
    printf("\n");
    printf("x2:");
    scanf("%lf", &x2);
    printf("\n");
    printf("y1:");
    scanf("%lf", &y1);
    printf("\n");
    printf("y2:");
    scanf("%lf", &y2);
    printf("\n");
    printf("Abstand:");
    scanf("%lf",&abstand);
    printf("\n");
    printf("Anzahl:");
    scanf("%i",&anzahl);

    deltax=x2-x1;
```

```

deltay=y1-y2;
y1temp=y1;
y2temp=y2;

for (i=1;i<=anzahl;i++)
{
    y1=y1temp;
    y2=y2temp;
    for(k=1;k<=anzahl;k++)
        {
            area(x1,x2,y1,y2,Breite,Dosis,argv[1]);
            y1=y1-abstand-deltay;
            y2=y2-abstand -deltay;
        }
    x1=x1+abstand+deltax;
    x2=x2+abstand+deltax;
}

return 0;

}
}

void area(double x1, double x2, double y1, double y2,
          double Breite, double Dosis, char argv[1])
{
    FILE* datei;
    char daten[30];
    double Hoehe=(y1-y2);
    int Anzahl=(Hoehe/Breite);
    int i=0;
    x1=(x1+Breite/2);
    x2=(x2-Breite/2);
    y2=(y2+Breite/2);
    datei=fopen(&argv[1],"a");
    y1=(y1-Breite/2);

    for (i=1; i<=Anzahl; i++)
        {
            fputs("WIDTH=0 \n", datei);
            fputs("DOSE=", datei);
            sprintf(daten,"%lf",Dosis);

```

```

fputs(daten,datei);
fputs("\n",datei);
fputs("COUNT=1 \n", datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x1);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y1);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x2);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y1);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("\n", datei);
y1=(y1-Breite);
}
fputs("WIDTH=0 \n", datei);
fputs("DOSE=", datei);
sprintf(daten,"%lf",Dosis);
fputs(daten,datei);
fputs("\n",datei);
fputs("COUNT=1 \n", datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x1);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y2);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x2);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y2);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("\n", datei);
fclose(datei);

```

```

}

```

Programm zum Schreiben der Felder aus Kreisen

```
#include <stdio.h>

void area(double x1, double x2, double y1, double y2,
          double Breite, double Dosis, char argv[1]);

int main(int argc, char* argv[])
{
    double x1,x2,y1,y2,Breite,Dosis;
    int i,k,anzahl;
    double abstand;
    double deltax;
    double deltax;
    double y1temp, y2temp;

    printf("\n");
    printf("Dosis:");
    scanf("%lf", &Dosis);
    printf("\n");
    printf("Breite:");
    scanf("%lf", &Breite);
    printf("\n");
    printf("x1:");
    scanf("%lf", &x1);
    printf("\n");
    printf("x2:");
    scanf("%lf", &x2);
    printf("\n");
    printf("y1:");
    scanf("%lf", &y1);
    printf("\n");
    printf("y2:");
    scanf("%lf", &y2);
    printf("\n");
    printf("Abstand:");
    scanf("%lf",&abstand);
    printf("\n");
    printf("Anzahl:");
    scanf("%i",&anzahl);

    deltax=x2-x1;
```

```

deltay=y1-y2;
y1temp=y1;
y2temp=y2;

for (i=1;i<=anzahl;i++)
{
    y1=y1temp;
    y2=y2temp;
    for(k=1;k<=anzahl;k++)
        {
            area(x1,x2,y1,y2,Breite,Dosis,argv[1]);
            y1=y1-abstand-deltay;
            y2=y2-abstand -deltay;
        }
    x1=x1+abstand+deltax;
    x2=x2+abstand+deltax;
}

return 0;

}

void area(double x1, double x2, double y1, double y2,
          double Breite, double Dosis, char argv[1])
{
    FILE* datei;
    char daten[30];
    double Hoehe=(y1-y2);
    int Anzahl=(Hoehe/Breite);
    int i=0;
    x1=(x1+Breite/2);
    x2=(x2-Breite/2);
    y2=(y2+Breite/2);
    datei=fopen(&argv[1],"a");
    y1=(y1-Breite/2);

    for (i=1; i<=Anzahl; i++)
        {
            fputs("WIDTH=0 \n", datei);
            fputs("DOSE=", datei);
            sprintf(daten,"%lf",Dosis);

```

```

    fputs(daten,datei);
    fputs("\n",datei);
    fputs("COUNT=1 \n", datei);
    fputs("(",datei);
    sprintf(daten,"%lf",x1);
    fputs(daten,datei);
    fputs(",",datei);
    sprintf(daten,"%lf",y1);
    fputs(daten,datei);
    fputs(")",datei);
    fputs("(",datei);
    sprintf(daten,"%lf",x2);
    fputs(daten,datei);
    fputs(",",datei);
    sprintf(daten,"%lf",y1);
    fputs(daten,datei);
    fputs(")",datei);
    fputs("\n", datei);
    y1=(y1-Breite);
}
fputs("WIDTH=0 \n", datei);
fputs("DOSE=", datei);
sprintf(daten,"%lf",Dosis);
fputs(daten,datei);
fputs("\n",datei);
fputs("COUNT=1 \n", datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x1);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y2);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("(",datei);
sprintf(daten,"%lf",x2);
fputs(daten,datei);
fputs(",",datei);
sprintf(daten,"%lf",y2);
fputs(daten,datei);
fputs(")",datei);
fputs("\n", datei);
fclose(datei);

```

```

}

```

# Anhang C

## Probenpräparation in der Optischen Lithographie

- Probe im Becherglas mit Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 5 etwa 5min reinigen
- Probe im Becherglas mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 5 etwa 5min reinigen, danach mit  $N_2$  trockenblasen (als zweites sollte Propanol verwendet werden, da Aceton Trockenränder hinterlassen kann)
- Photolack Shipley S1813 mit Pipette auf Probe aufbringen und mit dem Spincoater bei 3800 U/min aufspinnen (ergibt eine Photolackdicke von etwa 1400 nm)
- Probe im Ofen für 30 min bei  $115^\circ C$  ausbacken
- Maske auf Probe legen und für 9:00min belichten
- Probe 1:15min im Entwickler MIF319 entwickeln und danach mit DI-Wasser abspülen und mit  $N_2$  trockenblasen
- Probe in die Aufdampfanlage einbauen und Material aufdampfen, hierbei ist darauf zu achten, daß die aufgebrachte Schichtdicke kleiner als die Photolackdicke ist (bis 200nm wurden bereits erfolgreich im lift-off erreicht)
- Probe in Becherglas mit Aceton für ca. 10 min einlegen (lift-off-Prozess), nach etwa 10 min Probe aus Becherglas entnehmen (dabei sollte sich schon der Hauptteil der Metallisierung abgelöst haben) und für etwa 1min im Ultraschallbad auf Stufe 2 mit Aceton reinigen
- Probe mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 2 reinigen und danach mit  $N_2$  trockenpusten

# Anhang D

## Probenpräparation in der Elektronenstrahl-Lithographie

- Probe im Becherglas mit Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 5 etwa 5min reinigen
- Probe im Becherglas mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 5 etwa 5min reinigen, danach mit  $N_2$  trockenblasen (als zweites sollte Propanol verwendet werden, da Aceton Trockenränder hinterlassen kann)
- PMMA ARP 617.06 mit Pipette auf Probe aufbringen und mit dem Spincoater bei 2000 U/min aufspinnen (ergibt eine Photolackdicke von etwa 110 nm)
- Probe im Ofen für 30 min bei  $170^\circ C$  ausbacken
- Probe mit Elektronenstrahl beschreiben
- Probe im Entwickler MIBK:IPA 1:3 (Methylisobuthylketon:Isopropanol) 60s entwickeln, danach sofort 45s lang in IPA schwenken und dann mit  $N_2$  trockenblasen
- Probe in die Aufdampfanlage einbauen und Material aufdampfen, hierbei ist darauf zu achten, daß die aufgebrachte Schichtdicke kleiner als die Photolackdicke ist (bis 50 nm hat der lift-off Prozess problemlos funktioniert, bei größeren Schichtdicken sollte ein Zweilagigen-Resistsystem verwendet werden, um einen entsprechenden undercut zu erreichen)
- Probe in Becherglas mit Aceton für etwa 1-2 Stunden einlegen (lift-off-Prozess), danach Probe aus Becherglas entnehmen (dabei sollte sich schon der Hauptteil der Metallisierung abgelöst haben) und für etwa 1min im Ultraschallbad auf Stufe 2 mit Aceton reinigen
- Probe mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 2 reinigen und danach mit  $N_2$  trockenpusten

# Anhang E

## Labview-Programme

Sowohl für die I-U-Kennlinien als auch für die Autokorrelationsmessungen wurden in der graphischen Programmiersprache Labview Meßprogramme erstellt. Es soll hier nur die grobe Funktionsweise der Programme klar gemacht werden. In Labview gibt es im Grunde genommen zwei Umgebungen, zum einen das Panel, welches das später wirklich verwendete Programm mit seinen Einstellungsmöglichkeiten und graphischen Darstellungen der Meßkurve zeigt, zum anderen das Diagramm, in welchem das Programm aus graphischen Einzelementen erstellt wird. Das Panel für die I-U-Kennlinien ist in Abbildung(E.1) gezeigt.

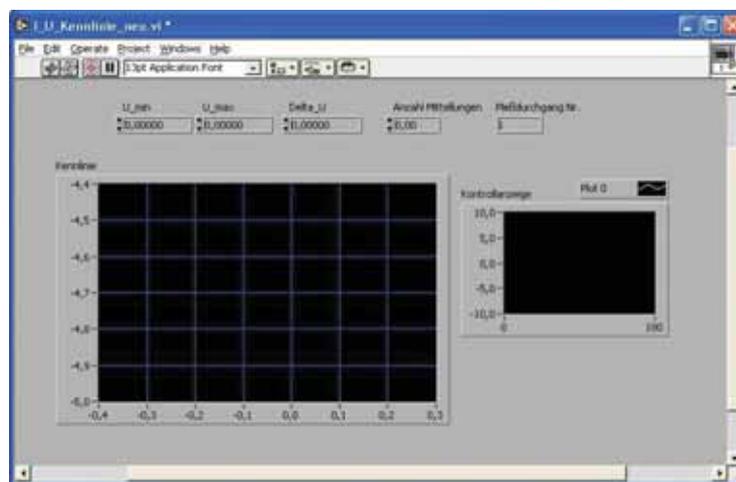


Abbildung E.1: Bedienoberfläche des Labview-Programms für die I-U-Kennlinien

Über das Panel lassen sich der zu messende Spannungsbereich der Kennlinie, sowie die Spannungsschritte einstellen. Ebenso kann man angeben, wie oft über die zu messende Kurve zu mitteln ist. Das graphische Display rechts dient als Kontrollmöglichkeit während der Messung, das linke stellt die Messkurve am Ende der gesamten Messung dar. Das

Diagramm des Programms (siehe Abb.(E.2)) soll hier nur gezeigt aber nicht im Detail erläutert werden.

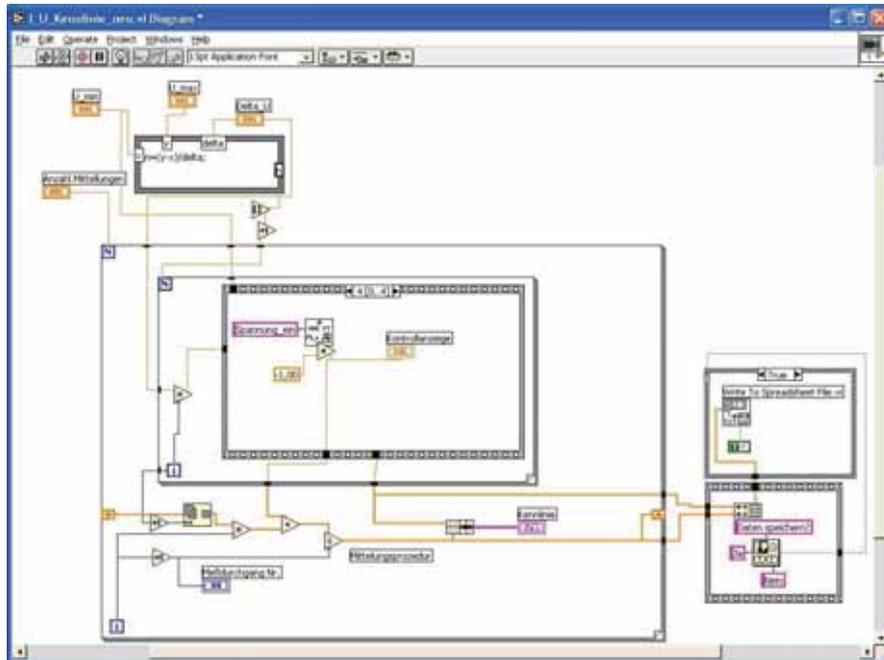


Abbildung E.2: Diagramm des Programms für die I-U-Kennlinien

Der wesentliche Teil des Programms besteht aus einer Schleife, in der die Spannung schrittweise hochgesetzt und danach die Spannung vom I-U-Wandler ausgelesen wird. Dies geschieht solange bis der gewünschte Spannungsbereich durchgeföhren wurde. Soll über mehrere Messkurven gemittelt werden, so werden die Messdaten in einem Array zwischengespeichert und gemittelt. Am Ende des Programms wird der User gefragt, ob die Daten gespeichert werden sollen.

In Abb.(E.3) sieht man die Bedienoberfläche zum Steuern des Programms für die Autokorrelationsmessungen. Das rechte Fenster dient wieder als Kontrollanzeige während der Messung während das linke Fenster wieder die gesamte Meßkurve am Ende anzeigt. Das

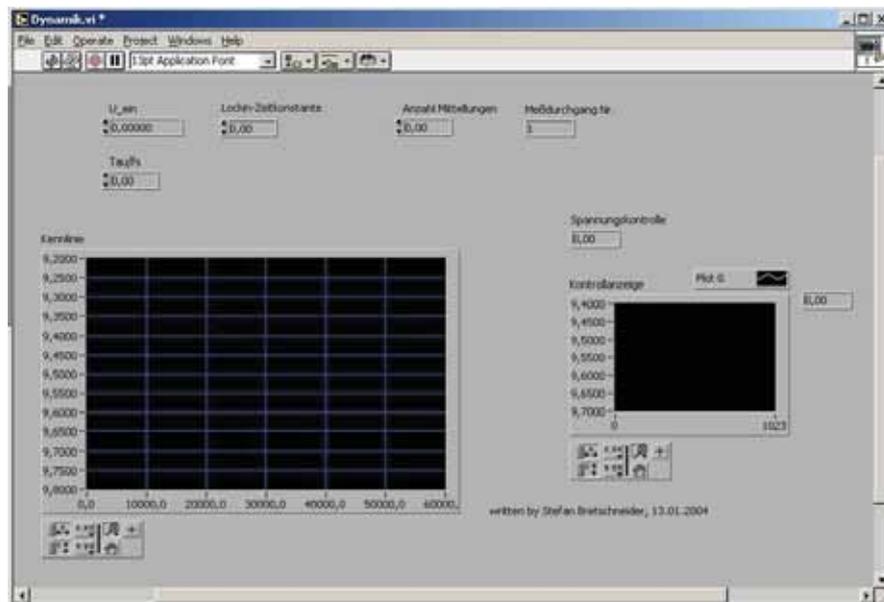


Abbildung E.3: Bedienoberfläche des Labview-Programms für die Autokorrelationsmessungen

Diagramm des Programms ist in Abb.(E.4) Das Programm für die Autokorrelationsmessungen funktioniert folgendermaßen. Zunächst wird die Meßzeit in fs, die Vorspannung des Schalters sowie die Lock-In-Zeitkonstante und die Anzahl der Mittelungen vorgegeben. Beim Start des Programms wird die Spannung auf den angegebenen Wert gesetzt und danach noch einmal vom Meßprogramm zur Kontrolle eingelesen. Im folgenden wird der Stepper immer einen Schritt weitersetzt, die Lock-In-Konstante abgewartet und dann der Meßwert eingelesen. Das Verschieben des Motors geschieht über das Unterprogramm *stepper.vi*, welches von Tobias Kampfrath geschrieben wurde und in dieses Programm als Unterprogramm zum Steuern des Motors eingebunden wurde. Am Ende der Messung wird der Nutzer wieder gefragt, ob die Daten gespeichert werden sollen.

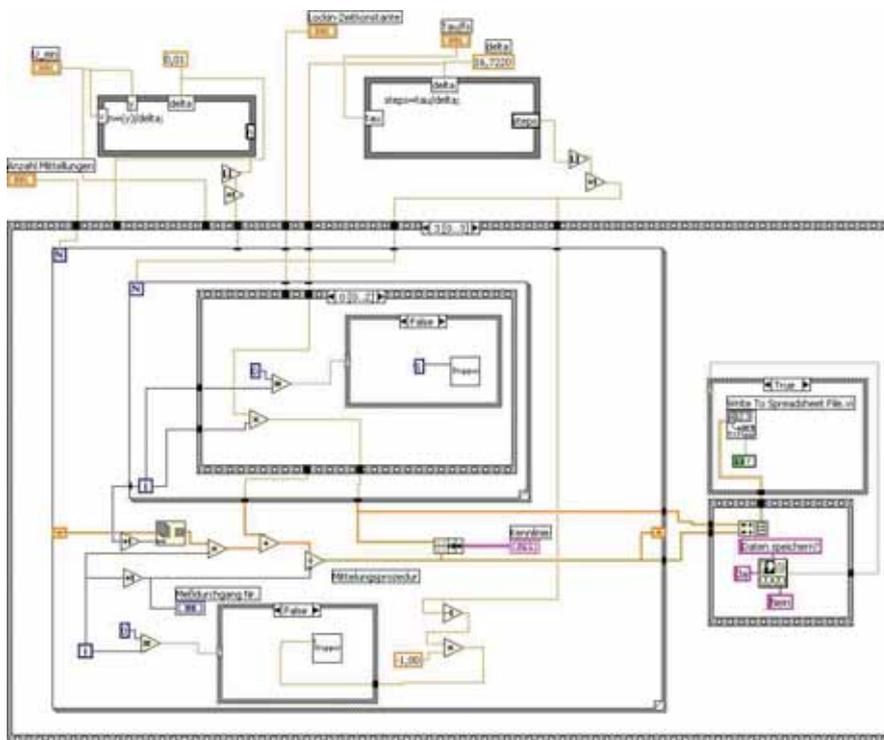


Abbildung E.4: Diagramm des Programms für die Autokorrelationsmessungen

# Anhang F

## Präparation der Schalter und Wachstumsinformationen zum LT-GaAs-Wafer

- Durchführung der optischen Lithographie wie in Anhang(C) beschrieben, um den Photolack für den Schalter entsprechend zu strukturieren
- ätzen der Oberfläche in ca. 13% HCL für 30 Sekunden, um eine evtl. vorhandene Oxidationsschicht zu entfernen (hierbei dient der Photolack als Ätzmaske)
- Aufdampfen von 20nm Ti mit einer Aufdampftrate von unter  $1\text{\AA}/\text{s}$
- Aufdampfen von 20nm Cu mit einer Aufdampftrate von unter  $1\text{\AA}/\text{s}$
- lift-off wie in Anhang C beschrieben durchführen
- Kontaktierung der Probe mit Leitsilber und  $70\mu\text{m}$  Capton-Draht

Die verwendete LT-GaAs-Schicht ist  $1\mu\text{m}$  dick und wurde bei  $200^\circ\text{C}$  mit Molekularstrahlepitaxie von Arno Förster im FZ Jülich gewachsen. Bei der anschließenden Temperung wurde die Schicht zunächst linear auf  $600^\circ\text{C}$  geheizt und dann weiter bei  $600^\circ\text{C}$  für 10min gehalten. Die Temperaturangaben beziehen sich hierbei auf die Werte der Thermoelemente und weichen in der Regel um 10% nach unten ab. Die Temperwerte lagen also bei rund  $540^\circ\text{C}$  und die Wachstumstemperatur bei etwa  $180^\circ\text{C}$ .

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Ogawa, J. Allam, N. de B. Baynes, J. R. A. Cleaver, T. Mishima, and I. Ohbu. Ultrafast characterization of an in-plane gate transistor integrated with photoconductive switches. *Appl. Phys. Lett.*, 66:1228, 1995.
- [2] M. K. Jackson, M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, D. Hulin, A. Antonetti, M. van Hove, M. de Readt, P. Crozat, and H. Hafdallah. Picosecond large-signal switching characteristics of a pseudomorphic algaas/ingaas modulated doped field effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 61:1187, 1992.
- [3] J. F. Whitaker, G. A. Mourou, T. C. L. G. Sollner, and W. D. Goodhue. Picosecond switching time measurement of a resonant tunneling diode. *Appl. Phys. Lett.*, 53:385, 1988.
- [4] S. Alexandrou, R. Sobolewski, and T. Y. Hsiang. Bend-induced even and odd modes in picosecond electrical transients propagated on a coplanar waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 60:1836, 1992.
- [5] Martin Griebel. *Ultraschnelle Ladungstraeagerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs-Uebergittern -Grundlagen und Anwendungen*. PhD thesis, Max-Planck-Institut fuer Festkoerperforschung Stuttgart, 2002.
- [6] Marc J. Madou. *Fundamentals of Microfabrication-The Science of Miniaturization-Second Edition*. CRC PRESS, 2002.
- [7] John Philip. Massasuchates institute of technology.
- [8] Shipley Company. *Shipley S1800 SERIES DATA SHEET*.
- [9] Thorsten Schliebe. *Diffraktive Kondensatoroptiken fuer die hochaufloesende Roentgenmikroskopie - Elektronenstrahlithographie und Nanostrukturierung*. PhD thesis, Universitaet Goettingen, 1997.
- [10] Dirk Hambach. *Nanostrukturen mit hohem Aspektverhaeltnis als lichtstarke diffraktive Roentgenoptiken fuer hohe Beugungsordnungen*. PhD thesis, Universitaet Goettingen, 2001.
- [11] Stefan Rehbein. *Entwicklung von freitragenden nanostrukturierten Zonenplatten*. PhD thesis, Universitaet Goettingen, 2001.

- [12] Leica Lithographie Systeme Jena GmbH. *Operator Manual Lion LV1*.
- [13] S. Y. Chou, Y. Liu, W. Khalil, T.Y. Hsiang, and S. Alexandrou. Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 61:819, 1992.
- [14] S. Y. Chou and Y. Liu. Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetectors. *IEEE J. Quantum Electron.*, 28:2358, 1992.
- [15] G. Ernst, R. J. Haug, M. Klingenstein, J. Kuhl, K. von Klitzing, and K. Eberl. Photoconductive switches for time-resolved transport measurements at low temperatures and high magnetic fields. *Appl. Phys. Lett.*, 68:3752, 1996.
- [16] M. Klingenstein, J. Kuhl, R. Noetzel, K. Ploog, J. Rosenzweig, C. Moglestue, A. Huelsmann, Jo. Schneider, and K. Koehler. Ultrafast metal-semiconductor-metal photodiodes fabricated on low-temperature gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 60:627, 1992.
- [17] N. Zamdmer, Qing Hu, S. Verghese, and A. Foerster. Mode-discriminating photoconductor and coplanar waveguide circuit for picosecond sampling. *Appl. Phys. Lett.*, 74:1039, 1998.
- [18] F. W. Smith, H. Q. Le, V. Diadiuk, M. A. Hollis, A. R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D. R. Dykaar, G. A. Mourou, and T.Y. Hsiang. Picosecond gaas-based photoconductive optoelectronic detectors. *Appl. Phys. Lett.*, 54:890, 1989.
- [19] Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, and F. W. Smith. Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown gaas layers. *Appl. Phys. Lett.*, 58:2153, 1991.
- [20] M. Kaminska, E.R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, and A. R. Tsaour, B. abnd Calawa. Structural properties of as-rich gaas grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 54:1881, 1989.
- [21] K. M. Yu, M. Kaminska, and Z. Liliental-Weber. Characterization of gaas layers grown by low temperature molecular beam epitaxy using ion beam techniques. *J. Appl. Phys.*, 72:2850, 1992.
- [22] D. C. Look, D. C. Walters, M. Mier, C. E. Stutz, and S. K. Brierly. Native donors and acceptors in molecular-beam epitaxial gaas grown at 200°C. *Appl. Phys. Lett.*, 60:2900, 1992.
- [23] X. Liu, A. Prasad, W. M. Chen, A. Kurpiewsky, A. Stoschek, Z. Liliental-Weber, and E. R. Weber. Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 65:3002, 1994.
- [24] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, and W. Walukiewicz. Native point defects in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 67:279, 1995.

- [25] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller. Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide. *Appl. Phys. Lett.*, 69:2566, 1996.
- [26] H. Shen, F.C. Rong, R. Lux, J. Pamulapati, M. Taysing-Lara, M. Dutta, E.H. Poindexter, L. Calderon, and Y. Lu. Fermi level pinning in low-temperature molecular beam epitaxial gaas,. *Appl. Phys. Lett.*, 61:1585, 1992.
- [27] D.C. Look, J. T. Grant, and J.R. Sizelove. Shifted x-ray photoelectron peak in molecular-beam epitaxial gaas grown at 200<sup>o</sup>ircc. *Appl. Phys. Lett.*, 61:1329, 1992.
- [28] D.C. Look, D. C. Walters, G. D. Robinson, and J.R. Sizelove. Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial gaas grown at 200<sup>o</sup>ircc. *J. Appl. Physics*, 74:306, 1993.
- [29] M. O. Manasreh, D. C. Look, K. R. Evans, and C. E. Stutz. Infraredabsorption of deep defects in molecular-beam-epitaxial gaas layers grown at 200<sup>o</sup>ircc. *Phys. Rev. B*, 41:10272, 1990.
- [30] A. C. Warren, J. M. Woodall, P. D. Kirchner, X. Yin, F. Pollak, R. Melloch, N. Otsuka, and K. Mahalingam. Role of excess as in low-temperature-grown gaas. *Phys. Rev. B*, 46:4617, 1992.
- [31] H. J. von Bardeleben, M. O. Manasreh, D. C. Look, K. R. Evans, and C. E. Stutz. Electron-paramagnetic-resonance study of gaas grown by low-temperature molecular-beam epitaxy. *Phys. Rev. B*, 45:3372, 1992.
- [32] P. Kordos, M. Marso, A. Foerster, J. Darmo, J. Betko, and G. Nimtz. Space-charge controlled conduction in low-temperature grown molecular-beam epitaxial gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 71:1118, 1997.
- [33] M. R. Melloch, N. Otsuka, J. M. Woodall, A. C. Warren, and J. L. Freeouf. Formation of arsenic precipitates in gaas buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1531, 1990.
- [34] A. C. Warren, J. M. Woodall, J. L. Freeouf, and D. Grischkowsky. Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of gaas buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1331, 1990.
- [35] M. Stellmacher, J. Schnell, D. Adam, and J. Nagle. Photoconductivity investigation of the electron dynamics in gaas grown at low temperature. *Appl. Phys Lett.*, 74:1239, 1999.
- [36] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, and D. Westwood. Transport properties of gaas layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing. *J. Appl. Phys.*, 79:3622, 1996.
- [37] D. C. Look, D. C. Walters, M. Q. Manasreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, and K. R. Evans. Anomalous hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial gaas: Hopping in a dense el2-likeband. *Phys. Rev. B*, 42:3578, 1990.

- [38] G. L. Witt. Ltmbe gaas: present status and perspectives. *Mat. Sci. Eng. B*, 22:9, 1993.
- [39] D. C. Look. On compensation and conductivity models for molecular-beam-epitaxial gaas grown at low temperature. *J. Appl. Phys.*, 70:3148, 1991.
- [40] H. Yamamoto, Z Fang, and D. C. Look. Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial gaas: Influence of deep donor band. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1537, 1990.
- [41] Hany S. Loka, Seldon D. Benjamin, and Peter W. E. Smith. Optical characterization of low-temperature-grown gaas for ultrafast all-optical switching devices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34:1426, 1998.
- [42] P. W. E. Smith, S. D. Benjamin, and H. S. Loka. Tailoring of trap-related carrier dynamics in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 71:1156, 1997.
- [43] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Phys. Rev.*, 87:835, 1952.
- [44] Gong-Ru Lin, Tze An Liu, and Ci-Ling Pan. Correlation between defect concentration and carrier lifetime of gaas grown by molecular beam epitaxy at different temperatures. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40:6239, 2001.
- [45] Mario Luetlich. Universitaet goettingen.
- [46] Stefan Freundt. *Interferometrische Kreuzkorrelation mit Titan-Saphir-Laserpulsan an GaAs*. PhD thesis, Universitaet Goettingen, 1994.
- [47] R. H. Jacobsen, K. Birkelund, T. Holst, P. Uhd Jepsen, and S. R. Keiding. Interpretation of photocurrent correlation measurements used for ultrafast photoconductive switch characterization. *J. Appl. Phys.*, 79:2649, 1996.
- [48] S. D. Brorson, J. Zhang, and S. R. Keiding. Ultrafast carrier trapping and slow recombination in ion-bombarded silicon on sapphire measured via thz spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 64:2385, 1994.
- [49] T. Kampfrath, R. G. Ulbrich, F. Leuenberger, M. Muenzenberg, B. Sass, and W. Felsch. Ultrafast magneto-optical response of iron thin films. *Phys. Rev. B*, 65:104429, 2002.
- [50] Y. Acremann, M. Buess, C. H. Back, M. Dumm, G. Bayreuther, and D. Pescia. Ultrafast generation of magnetic field pulses in a schottky diode. *Nature*, 414:51, 2001.
- [51] Th. Gerrits, H. A. M. van den Berg, J. Hohlfield, L. Baer, and Th. Rasing. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. *Nature*, 418:509, 2002.

# Danksagung

Am Ende möchte ich noch allen danken, die mich während meines Studiums und bei meiner Diplomarbeit unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt:

*Herrn Prof. Dr. Markus Münzenberg*, der mir die Durchführung meiner Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat.

*Herrn Prof. Dr. X* für die Übernahme des Koreferates

*Herrn Prof. Dr. R. G. Ulbrich* für die wertvollen Diskussionen, die vor allem zum Schluß der Arbeit sehr geholfen haben.

Meiner Zimmerkollegin *Marija Djordjevic*, die immer für eine gute Arbeitsatmosphäre gesorgt hat und mir bei der Benutzung des Titan-Saphir-Lasers immer hilfsbereit zur Seite stand.

*Gerrit Eilers* für die große Hilfe in praktischen Fragen, sowie die zahlreichen Auflockerungen durch kleine Späße, die mir immer wieder die nötige Auflockerung zum Weiterarbeiten gegeben haben.

Dem Rest der AG Münzenberg, namentlich *Peter Moschkau*, *Mario Lüttich* und *Anne Parge*.

Besonderer Dank gilt ebenfalls *Dr. Jörg Malindretos* und *Dr. Martin Wenderoth* für die zahlreichen Hilfestellungen zu physikalischen Problemen.

*Sebastian Loth* und *Jens Garleff* für die zahlreichen Kicker-Spiele und viele andere kleine kreative Schaffenspausen, die mir immer wieder geholfen haben mit frischer Energie in die physikalische Arbeitswelt zurückzukehren.

Den *Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt* sowie den *Mitarbeitern der elektronischen Werkstatt*, durch deren schnelle und präzise Bearbeitung von zahlreichen Aufträgen.

*Dipl.-Ing. Bernhard Spicher* für die große Hilfe beim Wiederaufbau der Aufdampfanlage und der auch sonst großen Hilfe in vielen technischen Fragen.

*Jens Seeger* für die geduldige und nicht immer einfache Hilfe bei der Benutzung des Lion-LV1.

*Matthias Hahn* und *Dr. P. Wilbrandt* für die Einweisung und stetige Hilfsbereitschaft bei der Benutzung des Rasterelektronenmikroskops.

*Dr. Arno Förster* vom FZ Jülich für die Bereitstellung des LT-GaAs Wafers.

Allen anderen *Mitarbeitern des IV. Physikalischen Instituts* für die angenehme Arbeitssphäre.

Allen meinen *meinen Freunden*, die mir in meiner Freizeit geholfen haben den nötigen Ausgleich zu finden.

Zu aller letzt möchte ich auch *meiner Familie* und besonders *meinen Eltern* danken, die mir dieses Studium ermöglicht und mich immer unterstützt haben.