

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Elektrooptische Höchsthfrequenz- untersuchungen an Supraleitern und Halbleitern

Olaf Holtricher

10/10/17

1

2

3

4/5

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35

36

37

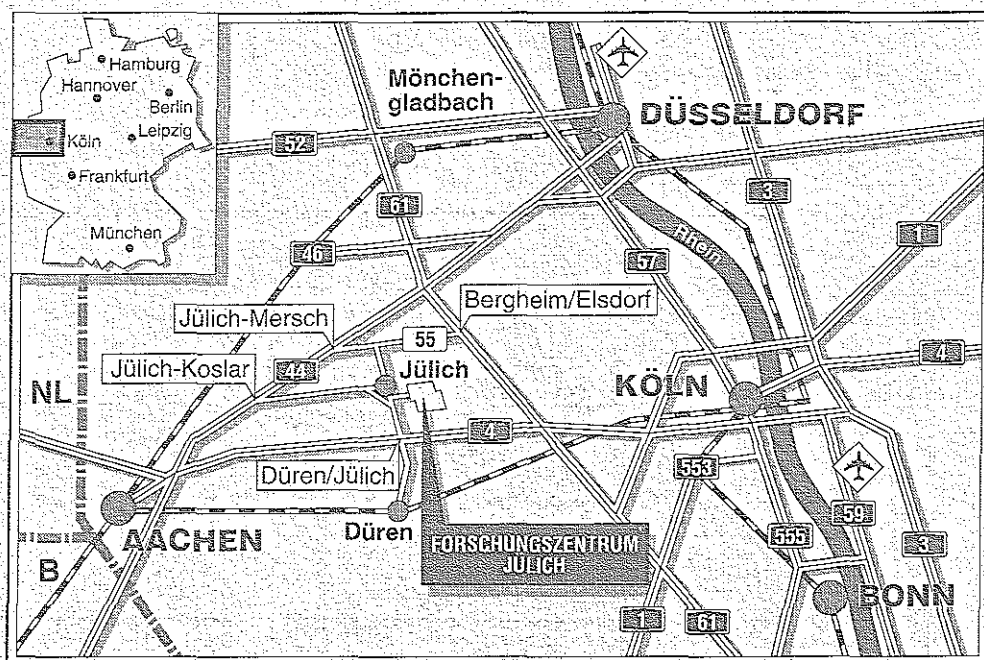
38

39

40

41

42



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2895

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2895

D 38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 833 556-70 kfa d

Elektrooptische Höchsthfrequenz- untersuchungen an Supraleitern und Halbleitern

Olaf Hollricher

Handwritten text, possibly a signature or name, appearing in the center of the page.

Handwritten text, possibly a date or location, appearing below the main signature.

Extensive handwritten text at the bottom of the page, appearing as a dense block of cursive script.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Das stroboskopische Verfahren des elektrooptischen Samplings	5
2.1 Der Ti:Saphir Laser	7
2.2 Die Funktionsweise des Autokorrelators	12
2.3 Die optische Verzögerungsstrecke	14
2.4 Kryostat und Vakuum-Meßkammer	16
2.5 Der Gesamtaufbau im Überblick	20
3. Erzeugung und Detektion ultrakurzer elektrischer Pulse	22
3.1 Pulserzeugung in Photodetektoren	22
3.2 Der elektrooptische Effekt	28
4. Pulsausbreitung auf Koplanarleitungen	37
4.1 Dispersion	38
4.2 Absorption	40
4.3 Metallische Streifenleitungen	43
4.4 Supraleiter	48
4.5 Supraleitende Streifenleitungen	49
5. Der Einfluß des Meßkristalls	54
5.1 Messungen mit verschiedenen LiTaO_3 -Kristallen	54
5.2 Polaritonen in LiTaO_3	58

6. Photodetektoren	62
6.1 Implantierte Si-Photoschalter	62
6.2 LTGaAs-Photoschalter	65
6.3 MSM-Dioden	67
7. Messungen an supraleitenden Koplanarleitungen	71
7.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3	71
7.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf Si	81
7.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LTGaAs	87
8. Zusammenfassung	95
9. Literaturverzeichnis	98
10. Danksagungen	101

„Ich weiß nicht ...“ sagte der Physiker
und wußte nicht, daß er recht hatte.

10/10/2020 10:10:10 AM
10/10/2020 10:10:10 AM

1. Einleitung

Die Herstellung von immer schnelleren elektronischen Bauelementen ist eine große Herausforderung für viele Physiker und Ingenieure. Es ergibt sich aber ein prinzipielles Dilemma, wenn eine elektronische Apparatur zur Untersuchung des zeitlichen Schaltverhaltens der jeweils neuesten, und damit schnellsten Bauelemente eingesetzt werden soll. Wie soll man mit schnellen Bauelementen ein noch schnelleres Bauelement ausmessen?

Dieses Dilemma kann dadurch überwunden werden, daß ein optisches Verfahren eingesetzt wird, um eine elektrische Response-Funktion zu vermessen. Ähnlich wie man mit stroboskopischen Lichtblitzen die Zündung eines Benzinmotors kontrolliert und einstellt und so die schnelle Bewegung der Kurbelwelle „einfriert“, läßt sich mit ultrakurzen Laserpulsen beispielsweise auch das Voranschreiten eines elektrischen Pulses auf einer Verbindungsleitung einfrieren und Punkt für Punkt abtasten. Eine andere wichtige Anwendung ist die Analyse des Schaltverhaltens eines Transistors.

Für das weitere Verständnis ist es wichtig, sich einige Eigenschaften kurzer Lichtpulse zu vergegenwärtigen.

Der eingesetzte Laser liefert Pulse von etwa $0,75 \mu\text{m}$ Wellenlänge und 100 fs ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) Dauer. Ein solcher Puls hat eine Länge von $30 \mu\text{m}$ und enthält daher nur ca. 40 Wellenzüge.

Mit Hilfe von halbleitenden Photodetektoren ist es möglich, mit diesem Lichtpuls von 100 fs Dauer mittels Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren einen elektrischen Puls zu erzeugen, der kürzer als 1 ps ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$) sein kann.

Elektrische Pulse lassen sich bei geeigneter Wahl der Geometrie durch ihre elektrischen Felder nachweisen, da die elektrischen Felder den Brechungsindex von elektrooptischen Materialien verändern. Diese Brechungsindexänderung ist ein sehr schneller Vorgang und dauert in einigen Materialien nur ca. 100 fs .

Brechungsindexänderungen wiederum kann man mit optischen Verfahren nachweisen. Damit schließt sich der Kreis:

Lichtpuls $\Rightarrow$ Spannungspuls $\Rightarrow$ Testobjekt $\Rightarrow$ elektrischer Response $\Rightarrow$ optischer Sensor (via Brechungsindex) $\Rightarrow$ optischer Nachweis

Das elektronische Bauelement wird damit sowohl optisch angeregt, als auch optisch vermessen. Dieses Verfahren wird elektrooptisches Sampling genannt.

Ziel dieser Arbeit war es, einen solchen Meßplatz für fs-„Stroboskopie“ aufzubauen und damit die elektrischen Eigenschaften von neuartigen Streifenleitungen aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ zu untersuchen. Mit diesem Verfahren ist es möglich, die Hochfrequenzeigenschaften dieser sehr interessanten neuen Materialklasse im ansonsten schwer zugänglichen Bereich von $10 - 600 \text{ GHz}$ zu untersuchen. Dabei lassen sich aus frequenz aufgelösten Absorptions- und Dispersionsmessungen wichtige Parameter, wie z. B. Oberflächenwiderstand und London'sche Eindringtiefe in diesem Frequenzbereich bestimmen.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurde ein optischer Meßplatz aufgebaut, der Experimente mit ultrakurzen Laserpulsen auch bei tiefen Temperaturen bis herunter zu 10 K ermöglicht.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

In Kapitel 2 wird zunächst das Meßprinzip genauer erläutert und die Baugruppen: Ti:Saphir-Laser, Autokorrelator, optische Verzögerungsstrecke und Meßkammer im Detail besprochen.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Erzeugung elektrischer Pulse mit verschiedenartigen Photodetektoren und ihrer Detektion mit Hilfe des elektrooptischen Effekts in LiTaO_3 .

Anschließend werden in Kapitel 4 die theoretischen Grundlagen der Pulsausbreitung auf Koplanarleitungen mit metallischen und supraleitenden Elektroden besprochen.

Der experimentelle Teil beginnt in Kapitel 5 mit der Untersuchung des Einflusses des elektrooptischen Kristalls auf die Messungen, bei dem interessante Erkenntnisse über die Entstehung von Polaritonen in LiTaO_3 gewonnen wurden.

Die Eigenschaften der verschiedenartigen Photodetektoren, die im Laufe dieser Arbeit hergestellt und untersucht wurden, werden in Kapitel 6 diskutiert.

In Kapitel 7 werden zunächst die Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 , dem Standardsubstrat für Hochfrequenzanwendungen von Hochtemperatursupraleitern, behandelt. Anschließend werden die Ergebnisse der Messungen von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf den halbleitenden Substraten Si und GaAs vorgestellt. Hier konnte erstmalig die Integration eines ultraschnellen Halbleiterbauelementes (Photoschalter) mit einem supraleitenden Bauelement (Streifenleitung) gezeigt werden.

2. Das stroboskopische Verfahren des elektrooptischen Samplings

Wie in der Einleitung erwähnt, wird beim elektrooptischen Sampling ein optischer Puls verwendet, um ein elektrisches Signal zu erzeugen und anschließend wieder zu detektieren. Der enorme Vorteil gegenüber direkten elektrischen Verfahren liegt darin begründet, daß die Zeitauflösung im wesentlichen durch die Dauer des optischen Pulses gegeben ist und nicht durch die Geschwindigkeit der elektronischen Komponenten. Mit kommerziell erhältlichen Lasern ist es leicht möglich, Zeitauflösungen zu erzielen, die in absehbarer Zeit kein elektrisches Bauelement erreichen wird.

Das vereinfachte Prinzip des optischen Aufbaus ist in Abb. 2.1 dargestellt:

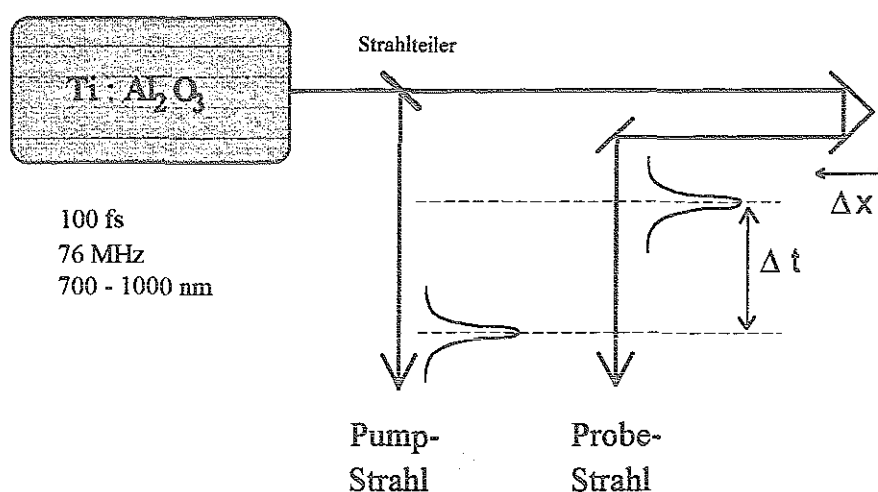


Abb. 2.1: Die Aufteilung des Pulszuges eines Ti:Saphir Lasers in Pump- und Probe-Strahl. Der Zeitunterschied zwischen den Pulsen kann mit einer optischen Verzögerungsstrecke (siehe Kapitel 2.3) verändert werden.

Ein kommerzieller Ti:Saphir Laser erzeugt Pulse von etwa 100 fs Halbwertsbreite (FWHM = full width at half maximum) mit einer Wiederholfrequenz von 76 MHz. Seine Wellenlänge ist von ca. 700 bis 1000 nm durchstimmbar.

Diese Pulse werden mit einem Strahlteiler in zwei Teilpulse aufgespalten. Ein Puls wird zur Anregung des elektrischen Signals verwendet und heißt „Pump-Puls“. Der zweite Teilpuls wird über eine optische Verzögerungsstrecke geführt und dient zum stroboskopischen Nachweis des vom Pump-Puls erzeugten Signals. Da er das Signal abtastet wird er „Probe-Puls“ genannt. Die optische Verzögerung ist einstellbar, um den zeitlichen Ablauf des zu untersuchenden Vorgangs Punkt für Punkt, wie bei einem Stroboskop, abtasten zu können.

Der Pump-Puls wird auf einen elektrisch vorgespannten Photoschalter fokussiert und erzeugt dort für eine bestimmte Zeit einen Kurzschluß. Auf die Physik und die Herstellung dieses

Photoschalters wird in Kapitel 6 näher eingegangen. Der erzeugte elektrische Puls, der eine Halbwertsbreite von unter 1 ps haben kann, wird in eine Koplanarleitung aus dem zu untersuchenden Supraleiter eingekoppelt. Die typischen Dimensionen dieser Leitungen betragen 10 μm Streifenbreite und 10 μm Leitungsabstand.

In Abb. 2.2 ist dargestellt, wie eine Streifenleitung in koplanarer Ausführung vermessen werden kann. Der Pump-Strahl erzeugt das elektrische Signal im Photoschalter. Nach einer Laufstrecke von einigen Millimetern auf der Streifenleitung wird das Signal mit dem Probe-Puls detektiert. Dazu wird ein elektrooptischer LiTaO_3 -Kristall in das elektrische Feld über der Streifenleitung gebracht. Dieses Feld bewirkt über den elektrooptischen Effekt eine Änderung der Brechungsindizes in dem Kristall, was zu einer Änderung des Polarisationszustands des Probe-Strahls führt. In Abschnitt 3.2 wird erläutert, wie man daraus ein Meßsignal gewinnt, das direkt proportional zum elektrischen Feld auf der Streifenleitung ist.

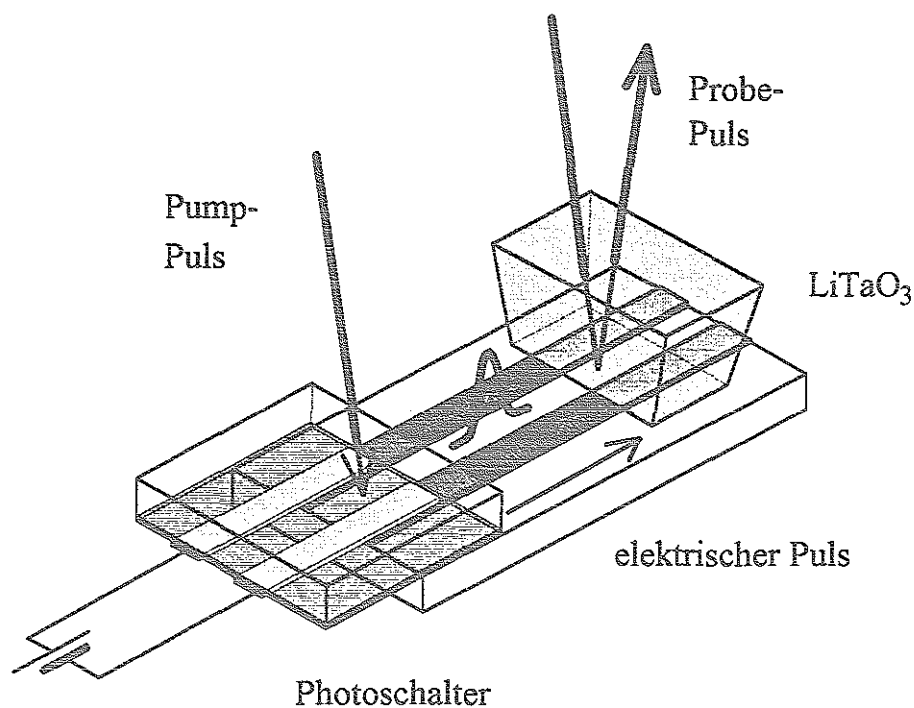


Abb. 2.2: Das Prinzip des elektrooptischen Samplings:

Das vom Pump-Puls in einem Photoschalter erzeugte elektrische Signal wird nach einer gewissen Laufstrecke auf einer Streifenleitung mit dem zeitverzögerten Probe-Puls detektiert. Dabei wird die Brechungsindexänderung ausgenutzt, die der elektrische Puls in einem LiTaO_3 -Kristall erzeugt. Der Photoschalter ist zur optimalen Impedanzanpassung in Flip-Chip Geometrie kontaktiert.

Da der elektrische Puls eine Halbwertsbreite von etwa 1 ps besitzt, enthält er Frequenzkomponenten bis über 1 THz. Aufgrund der Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit

Streifenleitung und Substrat erfährt der Puls Absorption und Dispersion. Durch eine Fourieranalyse der Pulsform nach unterschiedlichen Laufwegen lassen sich viele Leitungs- und Materialeigenschaften gewinnen.

2.1 Der Ti:Saphir Laser

Das Herzstück des Meßaufbaus ist ein modengekoppelter Ti:Saphir Laser (Coherent, Mira 900 F). Dieser Laser liefert extrem kurz optische Pulse von ca. 100 fs Halbwertsbreite mit einer Wiederholrate von 76 MHz. Die Wellenlänge ist durchstimmbare von ca. 700 bis 1000 nm. Im Experiment wurde in den meisten Fällen mit Licht einer Wellenlänge von 750 nm gearbeitet, da dies noch relativ gut sichtbar ist, so daß keine speziellen Infrarot-Sichtgeräte verwendet werden mußten. Der Ti:Saphir Laser wird von einem Argon Laser mit 14 W Leistung im grünen Spektralbereich (alle Linien) gepumpt. Die mittlere Ausgangsleistung des Ti:Saphir Lasers beträgt mehr als 2 W bei 750 nm, was einer Pulsleistung von über 200000 W entspricht.

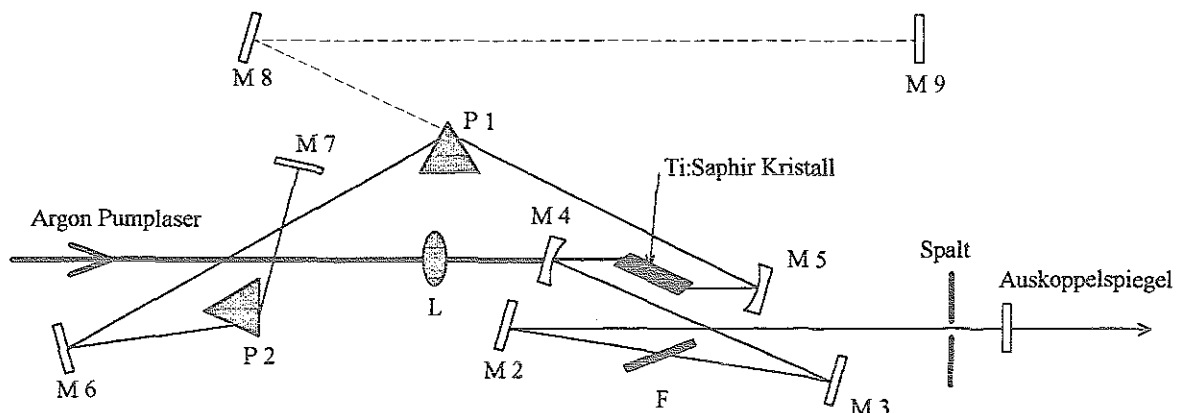


Abb. 2.3: Der schematische Aufbau des Ti:Saphir Lasers Mira 900 F.
Spiegel sind mit M, Linsen mit L und Prismen mit P gekennzeichnet.

Abb. 2.3 zeigt den Aufbau des Lasers schematisch. Spiegel sind mit M und Prismen mit P gekennzeichnet. Die Spiegel M2, M3 und M6 dienen lediglich zur Verkürzung der Baulänge, da die Resonatorlänge 2 m beträgt. Die Spiegel M8 und M9 dienen zur Justage des Strahlengangs. Dazu kann Prisma P1 aus dem Strahlengang geschoben werden. Wenn dieser verkürzte Strahlengang verwendet wird, arbeitet der Laser im Dauerstrich-Betrieb (cw = continuous wave). Das Filter F dient zum Durchstimmen der Laserwellenlänge.

Ein Laser verstärkt nicht nur eine einzige Frequenz, sondern ein ganzes Spektrum von Frequenzen. Die Breite dieses Frequenzbereichs hängt von der Art des aktiven Übergangs im Lasermedium ab.

Innerhalb des Verstärkungsbereichs können alle Wellenlängen verstärkt werden, die der Auswahlregel

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot L \quad (2.1)$$

genügen, wobei L die Resonatorlänge ist. Der Abstand der Endspiegel muß also n halbe Wellenlängen betragen. Für die Frequenz der Eigenschwingungen gilt

$$\nu_n = n \cdot \frac{c}{2 \cdot L} \quad (2.2)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. Damit folgt für den Frequenzabstand der Moden:

$$\Delta \nu = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (2.3)$$

Da die Phasen dieser einzelnen Moden im allgemeinen keine feste Beziehung zueinander besitzen, ist die Ausgangsleistung leichten Schwankungen unterworfen, da die einzelnen Moden mit der Zeit konstruktiv bzw. destruktiv interferieren. Die Summe aller schwingenden Moden kann mathematisch beschrieben werden durch:

$$\vec{E}_{ges} = \sum_i \vec{E}_i = \sum_{r=1}^M \vec{E}_{0r} \cdot \sin(\omega_r t + \phi_r), \quad (2.4)$$

worin ϕ_r die Phase der r -ten Mode und M die Anzahl der schwingenden Moden ist. Die Intensität ist gegeben durch

$$I = \epsilon_0 \cdot c \cdot \vec{E}^2, \quad (2.5)$$

damit folgt für die Gesamtintensität:

$$I_{ges}(t) = \epsilon_0 \cdot c \cdot \left[\sum_{r=1}^M \vec{E}_{0r}^2 \sin^2(\omega_r t + \phi_r) + \sum_{r \neq i} \vec{E}_{0r} \vec{E}_{0i} \sin(\omega_r t + \phi_r) \sin(\omega_i t + \phi_i) \right] \quad (2.6)$$

Wenn keine feste Phasenbeziehung zwischen den Moden besteht, so ist der $\sin^2$ -Term im zeitlichen Mittel = 1/2 und der zweite Term fällt weg. Damit gilt

$$I_{ges}(t) = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \sum_{r=1}^M \vec{E}_{0r}^2 \quad (2.7)$$

Dies ist eine konstante Ausgangsleistung die kleinen statistischen Schwankungen unterworfen ist. Erreicht man, daß die einzelnen Moden phasenstarr gekoppelt sind, so erhält man je nach Anzahl der koppelnden Moden, mehr oder weniger scharfe Pulse. Dies ist in Abb. 2.4 für zwei, vier und sechzehn Moden dargestellt. Bei der Überlagerung zweier, eng benachbarter Frequenzen erhält man eine Schwebung. Je mehr Frequenzen überlagert werden, desto kürzer werden die Pulse, ihr Abstand bleibt jedoch gleich.

Bei gegebenem Frequenzabstand gilt für den zeitlichen Abstand T der Pulse

$$T = \frac{2 \cdot L}{c} = \frac{1}{\text{Frequenzabstand der Moden}} \quad (2.8)$$

Anschaulich türmen sich die Lichtwellen durch Überlagerung der Eigenschwingungen zu einem hohen „Wellenberg“, der umso schmaler und höher ist, je mehr Moden interferieren. Dieser läuft mit Lichtgeschwindigkeit zwischen den Spiegeln hin und her. Immer wenn er auf den Auskoppelspiegel trifft, tritt ein kurzer optischer Puls aus dem Laser aus.

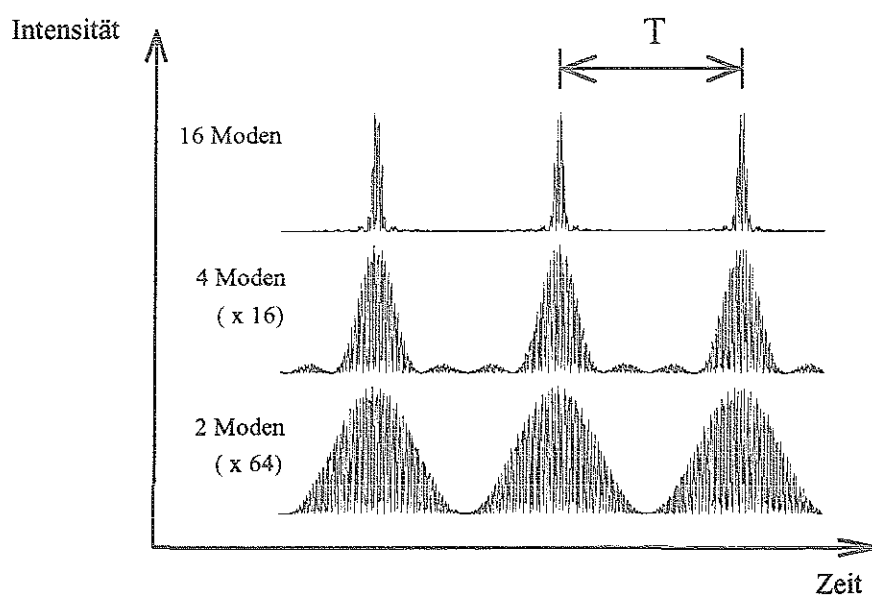


Abb. 2.4: Das Prinzip der Modenkopplung. Dargestellt ist die Ausgangsleistung des Lasers bei 2, 4 und 16 phasenstarr gekoppelten Moden. Man beachte, daß die Signale bei 2 bzw. 4 gekoppelten Moden um den Faktor 64 bzw. 16 überhöht dargestellt sind. Die Ausgangsleistung des Lasers bleibt konstant, daher ist die Gesamtfläche unter den Kurven in allen Fällen gleich.

Die Pulsdauer τ ist eine Funktion der Anzahl der koppelnden Moden:

$$\tau = \frac{2 \cdot L}{c \cdot N} = \frac{T}{N} \quad (2.9)$$

Um eine Kopplung der Moden zu erreichen, muß man einen Energieaustausch zwischen den einzelnen Moden erreichen. Solange es keinen Energieaustausch zwischen ihnen gibt, schwingen alle Moden unabhängig voneinander und es kann keine Kopplung der Moden geben. Dazu gibt es zwei verschiedene Ansätze, die aktive und die passive Modenkopplung:

Bei der aktiven Modenkopplung wird ein Modulator in der Lasercavity mit der Frequenz des umlaufenden Pulses geöffnet und geschlossen, so daß nur die Moden verstärkt werden, die eine

festen Phasenbeziehung besitzen. Durch diesen Prozeß werden Seitenbänder auf beiden Seiten der einzelnen Moden erzeugt. Der Frequenzabstand der Seitenbänder ist durch die Modulationsfrequenz gegeben. Da diese gleich dem Modenabstand ist, fallen die Seitenbänder wieder auf eine Resonatormode, so daß ein Energieaustausch zwischen den Moden erreicht wird. Diese Variante ist allerdings sehr teuer und der sehr schnelle Modulator sowie die Steuerelektronik dafür sind sehr aufwendig. Insbesondere an die Frequenzkonstanz müssen sehr hohe Anforderungen gestellt werden.

Im Mira 900 F ist die passive Modenkopplung verwirklicht. Um eine Halbwertsbreite von 150 fs zu erreichen, müssen nach (Gl. 2.9) etwa 90000 Moden phasenstarr gekoppelt werden. Der Ti:Saphir Laser hat dafür hervorragende Voraussetzungen, da sich sein Verstärkungsbereich über einen sehr großen Bereich von etwa 650 - 1100 nm erstreckt. Durch sog. mode-beating (die intensiven Moden wachsen auf Kosten der schwachen) arbeitet der Laser nach kurzem Einschwingvorgang jedoch nur noch auf wenigen Moden. Zunächst muß daher dafür gesorgt werden, daß genügend Moden vorhanden sind, damit deren Kopplung die gewünschte kurze Pulslänge ergibt. Dies wird durch schnelle Änderung der Resonatorlänge um kleine Beträge erreicht. Dazu befindet sich eine Glasplatte im Strahlengang, die Schwingungen um eine senkrechte Achse ausführt. Dadurch oszilliert die Resonatorlänge sehr schnell um einen kleinen Betrag. Die Glasplatte ist so ausgeführt, daß sich die Lage des Strahlengangs dabei nicht ändert. Aus diesem Grund kann sich das mode-beating nicht einstellen und der Laser schwingt auf dem gesamten Frequenzbereich, den das Filter F zuläßt.

Wenn sich nun (zufällig) einige Moden im Ti:Saphir Kristall konstruktiv überlagern, so findet Selbstfokussierung statt. Ursache dafür ist der Kerr-Effekt. Dieser bewirkt, daß der Brechungsindex n bei hohen Feldstärken intensitätsabhängig wird. Im Zentrum des Strahls, wo die Feldstärke am größten ist, ist auch der Brechungsindex maximal. Nach außen wird n kleiner, so daß der Kristall wie eine Linse wirkt, die als Kerr-Linse bezeichnet wird. Dieser Effekt verstärkt sich selbst, da durch die Fokussierung der Index im Zentrum wiederum erhöht wird. Hierdurch ändert sich die räumliche Modenstruktur im Resonator, denn eine zusätzliche Linse wird eingeführt. Die Spiegelkrümmungen im Resonator sind so ausgelegt, daß die geänderte Modenstruktur an einer zweiten Stelle einen weiteren Brennpunkt besitzt. Dort bringt man einen Spalt an, der die cw-Mode etwas abschwächt, den modengekoppelten Strahl jedoch ungehindert durchläßt (Abb. 2.5). Bei jedem Umlauf wird dadurch dem cw-Strahl Energie entzogen, der modengekoppelte Strahl wird dagegen weiter verstärkt.

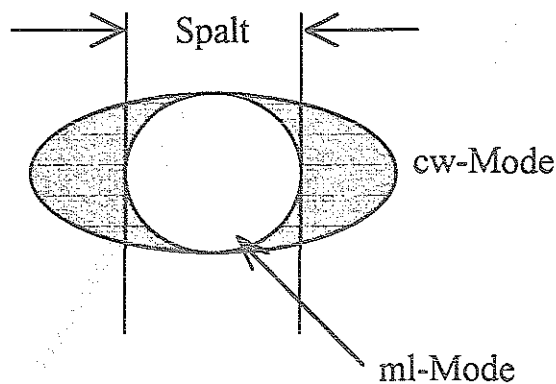


Abb. 2.5: Der Spalt im Strahlengang des Ti:Saphir Lasers sorgt dafür, daß die cw-Mode bei jedem Umlauf abgeschwächt wird und nur der modengekoppelte Strahl ungehindert verstärkt wird.

Wäre der Kristall dispersionsfrei, so wäre die Pulsdauer nur durch die Anzahl der koppelnden Moden bestimmt. Der Ti:Saphir Kristall zeigt aber, wie die meisten Materialien in diesem Frequenzbereich, normale Dispersion („rot läuft schneller als blau“). Daher enthält die Vorderkante des Pulses die niederfrequenten, die Hinterkante dagegen die hochfrequenten Anteile. Um diese Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD = group velocity dispersion) zu kompensieren benötigt man eine Anordnung mit einer anormalen Dispersion. Dazu dienen die Prismen *P1* und *P2*, die beide doppelt durchlaufen werden. Diese Prismen bestehen aus Flintglas, das zwar ebenfalls normale Dispersion zeigt, in Abb. 2.6 ist jedoch dargestellt, wie sich die Prismen so anordnen lassen, daß der gesamte Lichtweg für rotes Licht dennoch länger als für blaues Licht ist. Der größere Laufweg des „roten“ Anteils im Vergleich zum „blauen“ Anteil in Glas kann durch den kürzeren Laufweg im Medium Luft mehr als kompensiert werden. An Spiegel *M7* ist der Strahl nun zwar spektral aufgeteilt, da beide Prismen aber erneut durchlaufen werden, wird der Strahl hinter *P1* wieder zusammengeführt und die Anordnung mit lediglich zwei Prismen im Ti:Saphir Laser entspricht genau der Anordnung mit vier Prismen, die in Abb. 2.6 gezeigt ist.

Prisma *P2* kann im Strahlengang verschoben werden, so daß die GVD des Saphir-Kristalls durch Änderung des Glasweges durch die Prismen in erster Ordnung kompensiert werden kann. Diese Kompensation ist ausreichend, um Pulsbreiten von 100 - 150 fs zu erzeugen. Wollte man noch kürzere Pulse erzielen, so müßten zusätzliche Elemente in den Strahlengang gebracht werden, um auch die Effekte höherer Ordnung zu kompensieren.

Die Halbwertsbreite um die Zentralwellenlänge beträgt bei 100 fs kurzen Pulsen ca. 3 nm. Das Filter *F* dient zur Einstellung der Zentralwellenlänge des Lasers. Da die Laserspiegel dielektrische Beschichtungen aufweisen, die nur für relativ enge Spektralbereiche hochreflektierend sind benötigt man drei Spiegelsätze, um den gesamten Bereich von 700 - 1000 nm abzudecken.

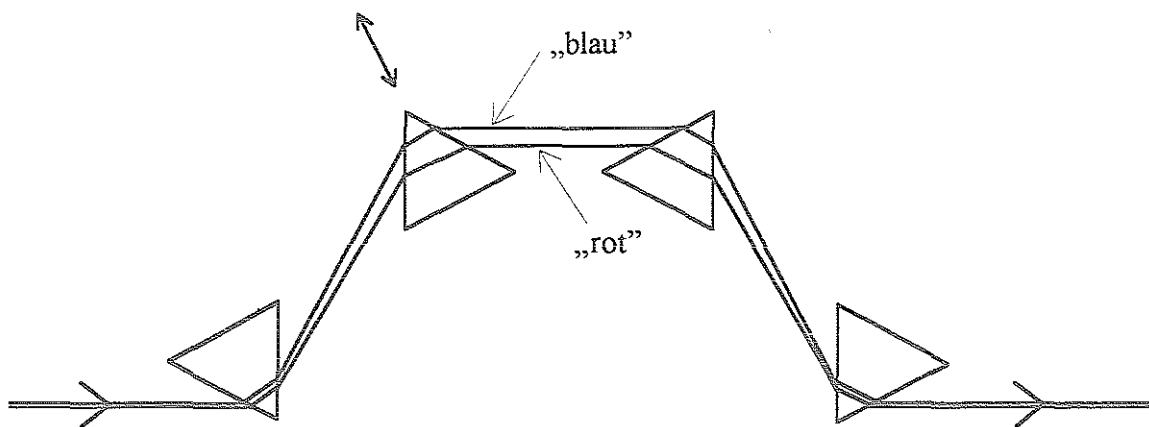


Abb. 2.6: Mit Hilfe von vier Prismen lässt sich die Gruppengeschwindigkeitsdispersion eines modengekoppelten Lasers in erster Ordnung kompensieren. Der „blaue“ Anteil des Lichts wird stärker gebrochen als der „rote“ Anteil, legt aber einen geringeren Weg im Glas zurück. Das verschiebbare Prisma kann so eingestellt werden, daß der Gesamtweg für den blauen Anteil geringer als für den roten Anteil ist. Der verwendete Ti:Saphir Laser besitzt nur zwei Prismen, die aber doppelt durchlaufen werden.

2.2 Die Funktionsweise des Autokorrektors

Mit elektrischen Bauelementen wie Dioden und Transistoren ist es nicht möglich, Lichtpulse von ca. 100 fs Dauer, wie sie ein Ti:Saphir Laser liefert, auszumessen. Die schnellsten Transistoren erreichen heute (1993) eine Bandbreite von 100 GHz, was etwa einer Pulslänge von 10 ps entspricht. Sie sind damit also um zwei Größenordnungen länger als die optischen Pulse eines Ti:Saphir Lasers. Mit den besten Sampling-Oszilloskopen erreicht man wegen der oben genannten Anstiegszeit der elektronischen Bauelemente ebenfalls nur eine Anstiegszeit von ca. 10 ps. Die nichtlineare Optik bietet jedoch eine sehr elegante Methode, um ultrakurze Lichtpulse mit extremer Genauigkeit zu vermessen. Dazu nutzt man die Frequenzverdopplung aus, die in einigen nichtlinearen optischen Kristallen bei hohen Lichtintensitäten auftritt.

Diese Frequenzverdopplung hängt quadratisch von der Intensität der Grundwelle ab:

$$I_{2\omega} \propto I_{\omega}^2 \quad (2.10)$$

In Abb. 2.7 ist der Aufbau des verwendeten Autokorrektors gezeigt. Dieser ist vom Aufbau her ein Michelson-Interferometer mit einem beweglichen Arm. Der Laserpuls wird mit einem Strahlteiler in zwei Teilpulse aufgeteilt, von denen einer über eine variable optische Verzögerungsstrecke läuft. Wenn die Pulse wieder auf dem Strahlteiler auftreffen, sind sie um

einige Millimeter separiert. Dies ist zwar für den Autokorrelator nicht unbedingt nötig, die getrennten Pulse werden aber für das weitere Experiment benötigt.

Wenige Prozent des Strahls werden mit einer einfachen Glasplatte ausgekoppelt und mit einer Linse ($f = 20\text{ mm}$) in einen nichtlinearen Kristall (BBO = β -Bariumborat) fokussiert. Der frequenzverdoppelte Anteil wird mit einem Photomultiplier registriert, nachdem vorher die Grundwelle mit einem Blaufilter ausgeblendet wurde. Aufgrund der Impulserhaltung findet nur Frequenzverdopplung (in Richtung des Photomultipliers) statt, wenn beide Pulse räumlich und zeitlich überlappen. Nur für den resultierenden Puls ist der Phasenangepassungswinkel im Kristall erfüllt.

Wären beide Strahlen kollinear, so hätte man immer einen Anteil an frequenzverdoppeltem Licht. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Effizienz der Frequenzverdopplung von der Intensität der Grundwelle erhält man jedoch auch in diesem Fall ein Maximum, wenn beide Pulse zeitlich überlappen.

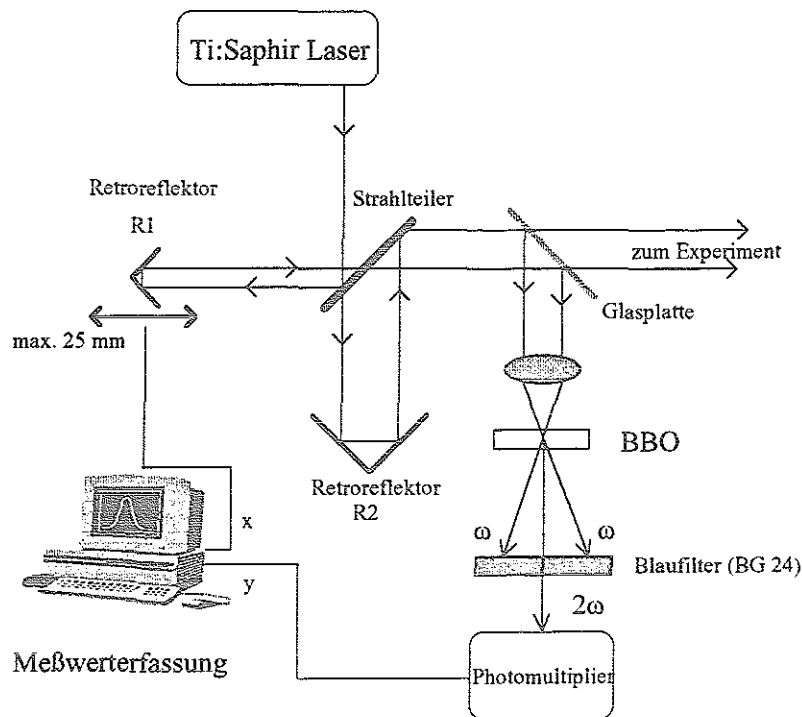


Abb. 2.7: Schematischer Aufbau des Autokorrelators

Die detektierte Kurve (Intensität des frequenzverdoppelten Lichts als Funktion der Position von Retroreflektor $R1$) ist die sog. Autokorrelationsfunktion. Diese Kurve spiegelt die Faltung der Pulse wider. Aus der Autokorrelationsfunktion läßt sich die Halbwertsbreite der optischen Pulse gewinnen, wenn man deren Pulsform kennt. Unter der Annahme einer Gaußform der Einzelpulse ergibt sich für die Autokorrelationsbreite das 1,5 fache der Einzelpulsbreite.

Abb. 2.8 zeigt zwei Messungen der Autokorrelationsfunktionen. Es sind die kürzesten und längsten Pulse, die sich mit dem verwendeten Ti:Saphir Lasers erzeugen lassen dargestellt. Der Unterschied zwischen beiden Funktionen wurde durch unterschiedliche GVD-Kompensation (Prisma *P2* in Abb. 2.3) erreicht. Aus der Analyse der Halbwertsbreite erhält man eine Pulslänge der optischen Pulse von 105 bzw. 150 fs.

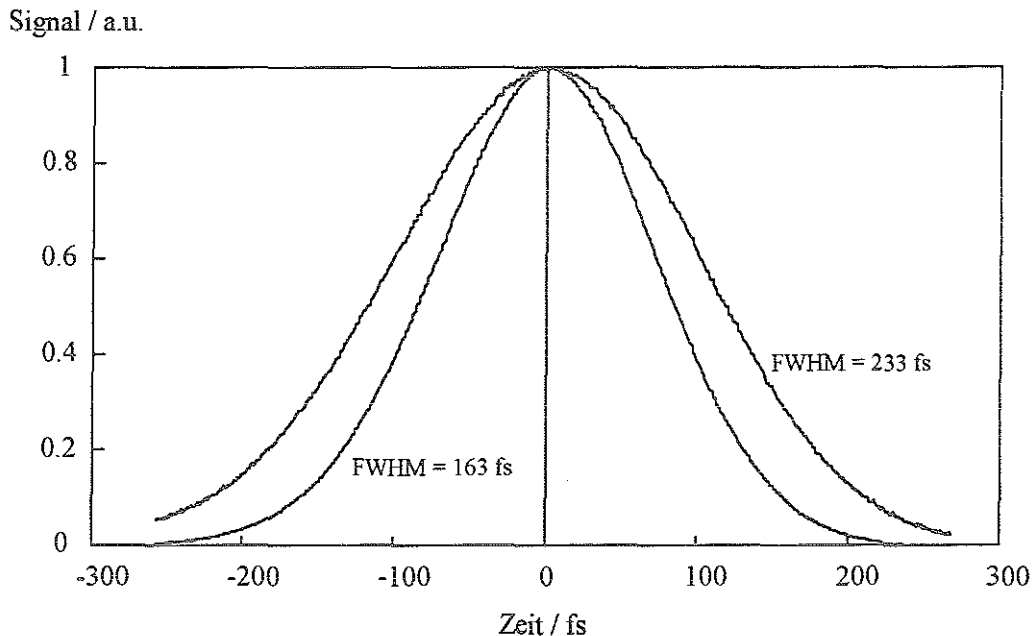


Abb. 2.8: Zwei Autokorrelationsfunktionen, aufgenommen von den kürzesten und den längsten Pulsen, die sich mit dem verwendeten Ti:Saphir Laser erzeugen lassen. Unter der Annahme, daß die Pulse Gaußform haben beträgt die tatsächliche Pulsbreite 105 bzw. 150 fs.

2.3 Die optische Verzögerungsstrecke

Wesentlicher Bestandteil der optischen Verzögerungsstrecke (Clark Instruments, USA) ist ein Retroreflektor (*RI* in Abb. 2.7) von ca. 10 mm Durchmesser auf einem Verschiebetisch mit einem maximalen Verschiebeweg von 25 mm. Daraus ergibt sich eine maximale Zeitverschiebung von etwa 165 ps. Die Anordnung wird von einem Galvanometer gesteuert, auf dem ein Encoder angebracht ist. Der Verschiebetisch dient dazu, die Drehbewegung des Galvanometers in eine exakte Linearbewegung des Retroreflektors umzusetzen. Der Encoder dient der Positionsbestimmung des Retroreflektors. Die Anordnung läßt zwei Betriebsarten zu:

Im Fast-Scan Modus wird das Galvanometer mit einer Wechselspannung betrieben. Die maximale Frequenz, bei der der gesamte Verschiebeweg von 25 mm zurückgelegt wird, ist ca. 25 Hz. Bei höheren Frequenzen nimmt der Weg ab. So ist er z. B. bei 100 Hz nur noch 1 mm.

Der Meßwert kann als Funktion des Verschiebewegs dargestellt werden, wobei ein AD-Wandler mit einer maximalen Wandelfrequenz von 100 kHz abwechselnd die Position des Spiegels und den aktuellen Signalwert aufnimmt. Die einzelnen Scans werden aufsummiert und gemittelt.

Im Slow-Scan Modus wird das Galvanometer von einem Rampengenerator angesteuert. Da die Rampe von einem 12 bit DA-Wandler erzeugt wird, ist der Scanbereich in maximal 4096 Punkte aufgeteilt, was allerdings ausreichend genau ist. Der vom Spiegel zurückgelegte Weg läßt sich mit einem Vorverstärker beeinflussen, so daß die Auflösung nochmals gesteigert werden kann. Selbst die geringste Auflösung von $165/4096 = 40$ fs/Meßpunkt ist für übliche Messungen (nicht jedoch für die Bestimmung der Autokorrelation) ausreichend genau. Die Auflösung des Encoders ergibt eine maximale zeitliche Auflösung von 3 fs.

Im Experiment wurde ausschließlich der Slow-Scan Modus verwendet, da der Scanner im Fast-Scan Betrieb nicht vibrationsfrei läuft, was bei der Meßwertaufnahme zu Problemen führte. Verbesserungen für eine bessere Schwingungsentkoppelung von Scanner und Experiment sind in Vorbereitung.

Im Slow-Scan Modus kann die Wartezeit zwischen zwei Meßpunkten über die Software eingestellt werden, um sie der Zeitkonstante des Lock-in Verstärkers anzupassen. Die minimale Wartezeit beträgt 1 ms. Typischerweise wurde mit 10 ms/Meßpunkt gearbeitet, wobei die Zeitkonstante am Lock-in Verstärker ebenfalls 10 ms betrug. Da meist 1000 Punkte pro Scan aufgenommen wurden, dauert ein einzelner Scan etwa 10 s. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurde für höchste Auflösung über mehr als 100 Scans (≈ 20 min) gemittelt. Eine größere Anzahl von Scans ist nicht sinnvoll, da die Meßempfindlichkeit nur mit der Wurzel der Meßzeit (Zahl der Scans) ansteigt. Die gleiche Meßempfindlichkeit läßt sich zwar auch durch eine Erhöhung der Zeitkonstante des Lock-in Verstärkers bei einer geringeren Anzahl von Scans erreichen, dann werden allerdings kurzfristige Schwankungen der Laserleistung problematisch, die sich bei einer Mittelung über viele Scans nicht bemerkbar machen. Bei Meßzeiten von mehr als 20 min müssen an die langfristige Stabilität des Systems, insbesondere an die Stabilität des Ar-Pumplasers, sehr große Anforderungen gestellt werden, so daß hier die Quellen für systematische Fehler bei nur geringer Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses stark ansteigen.

Wenn das Rauschen im Meßsignal überwiegend aus weißem Rauschen besteht (Rauschleistung unabhängig von der Frequenz), liefert die Meßwertaufnahme im Fast-Scan und im Slow-Scan Modus gleiche Ergebnisse. Typischerweise zeigen Laser jedoch bei niedrigen Frequenzen starkes $1/f$ -Rauschen, d.h. ab ca. 100 Hz steigt die Rauschleistung zu niedrigen Frequenzen stark an. Mit der normalen Lock-in-Technik wird die Messung für jeden Meßpunkt zwar bei einer höheren Frequenz durchgeführt (üblicherweise bei optischen Experimenten 100 Hz-100 kHz), die Streuung von Meßpunkt zu Meßpunkt ist jedoch aufgrund des niederfrequenten Rauschens relativ hoch.

Bei der Fast-Scan Technik wird der gesamte Meßbereich sehr schnell aufgenommen. Im gleichen Zeitraum, in dem bei der Lock-in Technik ein Scan aufgenommen wird, wird hier über sehr viele (bis über 10000) Scans gemittelt. Bei starkem $1/f$ -Rauschen kann bei gleicher Meßzeit eine deutliche Verbesserung des Signal-Rausch Verhältnisses erzielt werden (siehe z. B. Cho et al.

(1990)). Aufgrund der oben erwähnten Vibrationsprobleme konnte dieses Verfahren in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht weiter verfolgt werden. Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Verzögerungsstrecke findet sich bei Edelstein et al. (1991).

2.4 Kryostat und Vakuum-Meßkammer

Da Messungen an Supraleitern bei tiefen Temperaturen bis herab zu ca. 10 K durchgeführt werden sollten, mußte ein Kryostat in einer evakuierbaren Meßkammer konstruiert werden. An die Qualität des Vakuums mußten dabei keine großen Anforderungen gestellt werden, da es lediglich als Isoliervakuum dient und daher ein Druck von 10^{-4} bis 10^{-5} hPa als ausreichend angesehen wurde. Die Abmessungen der aus Aluminium gefertigten Kammer wurden mit $45 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$ so gewählt, daß ein Helium-Kryostat (CF 1204, Oxford Instruments) und eine 5-Achsen-Positioniereinheit darin Platz fanden. Da der LiTaO_3 -Kristall im Vakuum positioniert wird, wurde ein xyz-Verschietisch mit DC-Mikrometerschrauben (Typ 860 A, Newport Instruments) ausgerüstet. Diese bestehen aus einer Mikrometerschraube, die von einem Gleichstrommotor mit nachgeschaltetem Getriebe bewegt wird. Als Stromversorgung dient eine 9 V Blockbatterie mit Potentiometer und Tastschalter. Damit ist es möglich, den Kristall auf ca. $0,5 \text{ }\mu\text{m}$ genau zu positionieren, bei einer maximalen Geschwindigkeit von ca. 1 mm/s. Dadurch ist sowohl eine schnelle Grobpositionierung, als auch eine ausreichend genaue Feinpositionierung gewährleistet. Der Verschiebeweg beträgt je 25 mm in xy-Richtung und 13 mm in z-Richtung. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Kristall genau parallel zur Probenoberfläche auszurichten. Der Kristall ist dazu an einem kleinen Halter befestigt, der in zwei Achsen um einige Grad gekippt werden kann. Da dies nur bei einem Probenwechsel nötig ist, wurde dafür keine Verstellung im Vakuum vorgesehen.

Wie in Abb. 2.9 gezeigt, wurde der He-Kryostat seitlich an die Kammer angeflanscht, so daß sein Kühlfinger etwa 10 cm in die Kammer hineinragt. Die Probe wurde zur guten thermischen Ankoppelung auf einem Cu-Winkel befestigt, der an dem Kühlfinger des Kryostaten angeflanscht ist. Die Probe sitzt ca. 20 mm unter dem O-Ring gedichteten Deckel der Probenkammer, der zum Probenwechsel abnehmbar ist. Dieser besitzt ein 75 mm großes Fenster, durch das Pump- und Probe-Strahl mit einer Linse auf die Probe fokussiert werden. Der Abstand zwischen Linse und Probe beträgt 40 mm, so daß ein Fokusbereich von ca. $10 \text{ }\mu\text{m}$ erreicht wird. Die Kammer besitzt an einer Seite ein 50 mm großes Glasfenster, durch das die Position des Kristalls über der Probe mit einem Mikroskop kontrolliert werden kann. Dazu wurde ein Stereomikroskop mit großem Arbeitsabstand verwendet.

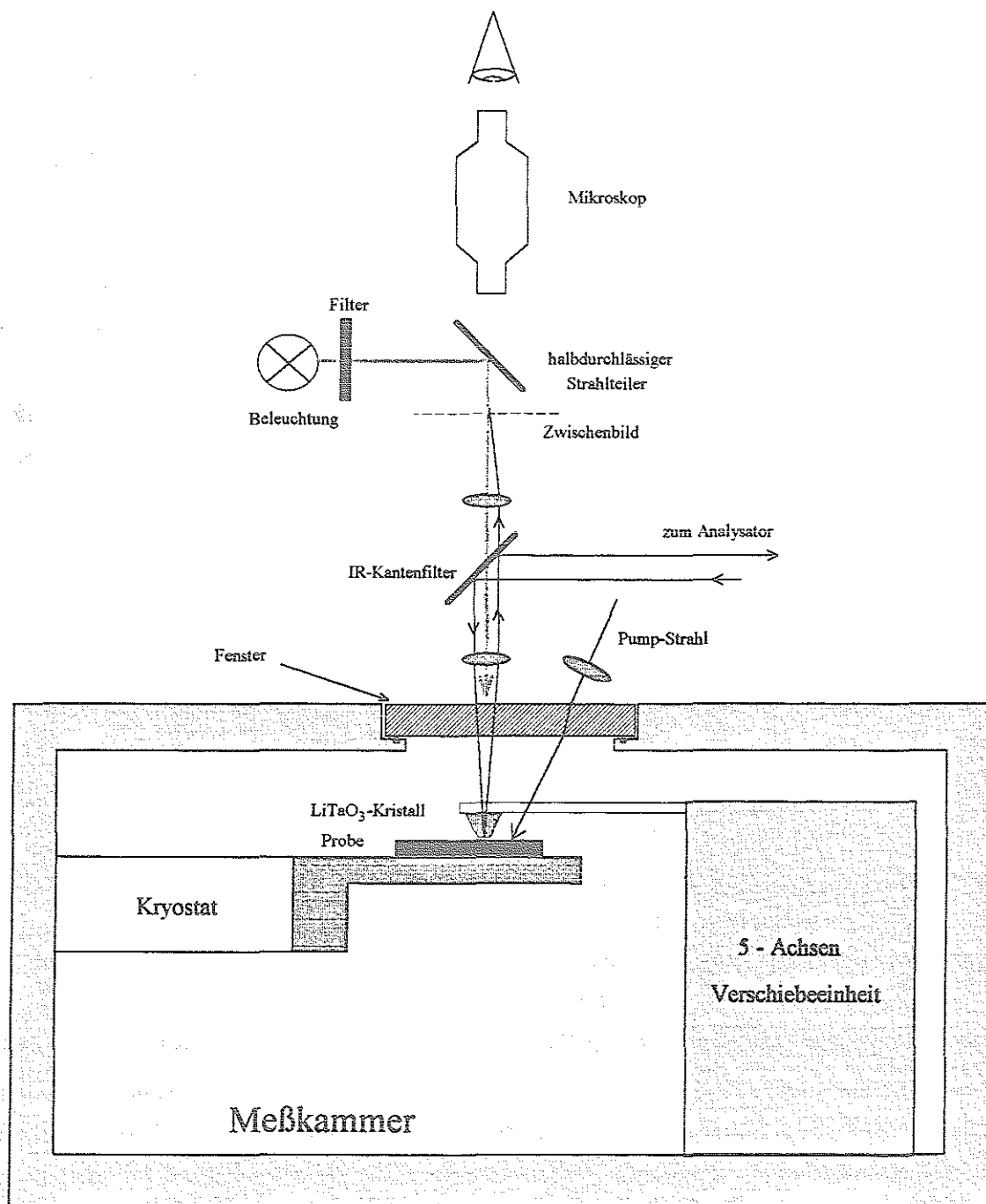


Abb. 2.9: Vakuum-Meßkammer mit Kryostat und 5-Achsen Verschiebeeinheit für den LiTaO_3 -Kristall. Die Probe ist auf einem Cu-Winkel befestigt und kann bis ca. 10 K gekühlt werden. Auf dem Deckel der Kammer befinden sich die Verstelleinrichtungen für Pump- und Probe-Strahl, sowie ein Mikroskop, mit dem die Position des Probe-Strahls im Kristall kontrolliert werden kann.

Auf dem Deckel befinden sich zwei 3-Achsen Verschiebeeinrichtungen, mit denen beide Strahlen auf beliebige Stellen der Probe positioniert und fokussiert werden können. Der Verschiebeweg beträgt 5 mm zur Fokussierung und je 25 mm zur Positionierung. Der Probe-Strahl wird von oben in den LiTaO_3 -Kristall fokussiert und an dessen Unterseite reflektiert. Der reflektierte Strahl durchläuft einen Analysator, bestehend aus einem Babinet-Kompensator, einer $\lambda/4$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteiler, bevor er auf die beiden Photodioden trifft. Die Differenz der Photoströme beider Dioden wird in einem Differenzverstärker verstärkt und mit einem Lock-in Verstärker analysiert. Die Funktionsweise dieser Anordnung wird in Kapitel 3 erläutert.

Um den LiTaO_3 -Kristall zu positionieren und den Probe-Strahl genau zwischen die Streifenleitungen zu fokussieren, wurde ein Mikroskop angebracht, mit dem von oben in den Kristall geblickt werden kann. Der Probe-Strahl wird von einem Infrarot-Kantenfilter um 90° abgelenkt und mit einer Linse ($f = 40 \text{ mm}$) in den Kristall fokussiert. Der Probe-Strahl wird an der Unterseite des Kristalls reflektiert und gelangt nach erneuter Reflexion am Kantenfilter in den Analysator. Dieser besitzt für Wellenlängen $\lambda > 700 \text{ nm}$ fast 100 % Reflektivität, der sichtbare Spektralbereich wird dagegen fast vollständig durchgelassen. Nur ein ungefährlicher Anteil von weniger als $1 \mu\text{W}$ des Probe-Strahls gelangt durch das Kantenfilter nach oben in den Beobachtungsstrahlengang und dient zur Kontrolle von Position und Fokus des Probe-Strahls.

Mit einer Beleuchtungseinrichtung mit vorgesetztem schmalbandigen Farbfilter kann gleichzeitig von oben beleuchtet werden. Eine zweite Linse entwirft ein Zwischenbild, das mit einem Mikroskop betrachtet wird. Die schmalbandige Beleuchtung ist hilfreich, um den Kristall parallel zur Probenoberfläche auszurichten. Je nach Parallelität von Kristall und Probe sind unterschiedlich viele Interferenzstreifen unter dem Kristall sichtbar, die durch Verkippen des Kristalls minimiert werden müssen. Es ist wichtig, den Kristall möglichst parallel zur Probenoberfläche auszurichten, denn bei verkipptem Kristall kann der Abstand Kristall-Probe leicht einige Mikrometer betragen, was großen Einfluß auf die Meßempfindlichkeit hat.

In Abb. 2.10 ist der LiTaO_3 -Kristall im elektrischen Feld der Streifenleitung dargestellt. Abb. 2.11 zeigt den Kristall und den Fokus des Probe-Strahls, wie er von oben durch das Mikroskop betrachtet erscheint. Die größte Empfindlichkeit wird erzielt, wenn der Probe-Strahl genau zwischen die Leitungen fokussiert wird, da dort das elektrische Feld parallel zur Probenoberfläche und damit auch parallel zur c -Achse des Kristalls gerichtet ist. Bei metallischen Streifenleitungen ist die Empfindlichkeit allerdings höher, wenn auf die Streifenleitungen fokussiert wird. Grund dafür ist, daß Metalle eine sehr hohe Reflektivität besitzen, während $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ fast schwarz ist. Wird zwischen die Streifenleitungen fokussiert, so wird nur ca. 30 % des Lichts aufgrund des Brechungsindexunterschieds zwischen LiTaO_3 und Vakuum, bzw. Vakuum und Probenoberfläche reflektiert. Geringere Lichtintensität am Detektor ist aber auch gleichbedeutend mit einer geringeren Empfindlichkeit, so daß immer auf optimale Empfindlichkeit justiert wurde.

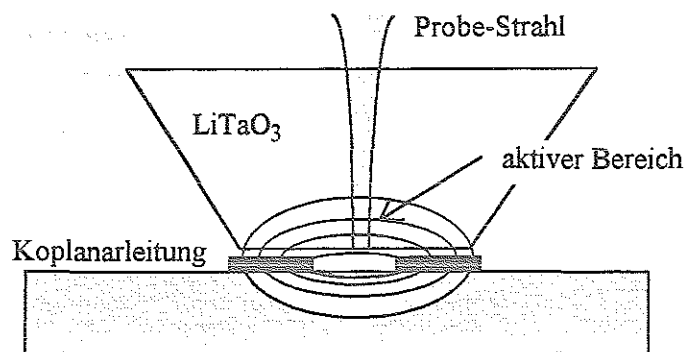


Abb. 2.10: Der elektrooptische LiTaO_3 -Kristall im elektrischen Feld der Streifenleitung. Der Probe-Strahl wird für optimale Empfindlichkeit zwischen die Streifenleitung fokussiert. Zu den Dimensionen des Meßkristalls siehe Kapitel 5.

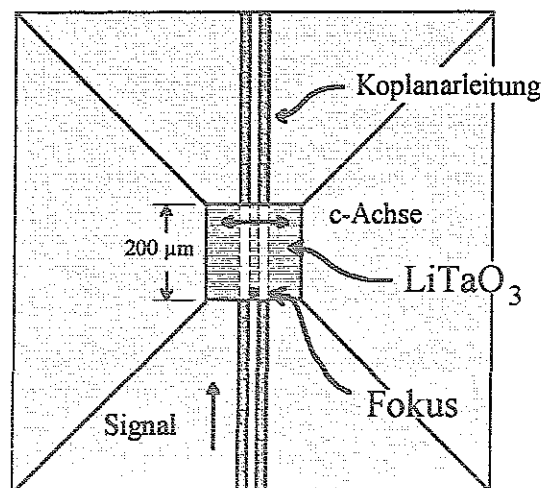


Abb. 2.11: Der Blick durch das Mikroskop von oben in den LiTaO_3 -Kristall. Dieser befindet sich an der Spitze eines, zu einer vierseitigen Pyramide geschliffenen Quarzhalters (Abb. 5.1). Wenn der Kristall nicht genau parallel zur Probenoberfläche ausgerichtet ist, sind unter dem Kristall Interferenzstreifen zu erkennen. Details zur Positionierung des Probe-Strahls sind in Kap. 5 beschrieben.

2.5 Der Gesamtaufbau im Überblick

In Abb. 2.12 ist der Gesamtaufbau im Überblick dargestellt. Der von einem Ar-Laser mit 14 W Dauerstrichleistung gepumpte Ti:Saphir Laser liefert Pulse von etwa 100 fs Dauer (FWHM). Die Pulse werden mit einer optischen Verzögerungsstrecke in zwei Teilpulse mit einer maximalen Verzögerung von 165 ps aufgespalten. Ein geringer Anteil dieser Pulse wird zur Aufnahme der Autokorrelationsfunktion ausgekoppelt und in einen BBO-Kristall fokussiert. Der das elektrische Signal erzeugende Pump-Strahl wird mit einem akustooptischen Modulator mit einer Frequenz von 100 kHz moduliert. Dieser besteht aus einem Glasblock, in dem eine laufende akustische Welle angeregt wird, an der der Laserstrahl periodisch um einen kleinen Winkel abgelenkt wird. Die Modulationsfrequenz dient auch als Referenzsignal für den Lock-in Verstärker. Die Frequenz von 100 kHz wurde gewählt, da sie die höchste Frequenz ist, mit der der verwendete Lock-in Verstärker (PAR, Modell 124A) betrieben werden kann. Eine höhere Modulationsfrequenz könnte die Empfindlichkeit der Meßanordnung noch deutlich steigen (Kolner und Bloom, 1986). Der Probe-Strahl wird in den LiTaO₃-Kristall fokussiert und an dessen Unterseite reflektiert. Der Probe-Strahl durchläuft anschließend einen Analysator, bestehend aus Babinet-Kompensator, $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und Wollaston-Polarisator, der in Kapitel 3 beschrieben wird. Die beiden Teilstrahlen mit zueinander senkrechter Polarisierung werden dann auf zwei Photodioden fokussiert, deren Differenzsignal mit dem Lock-in Verstärker phasenempfindlich detektiert wird. Das Ausgangssignal des Lock-in Verstärkers wird anschließend als Funktion des Laufzeitunterschieds zwischen Pump- und Probe-Puls dargestellt. Durch Vergleich des gemessenen Signals mit dem, bei Anlegen eines bekannten Referenzsignals (z. B. 1 V) an die Steifenleitungen gemessenen Wertes (ohne Pump-Strahl) kann der Absolutwert des detektierten Signals bestimmt werden.

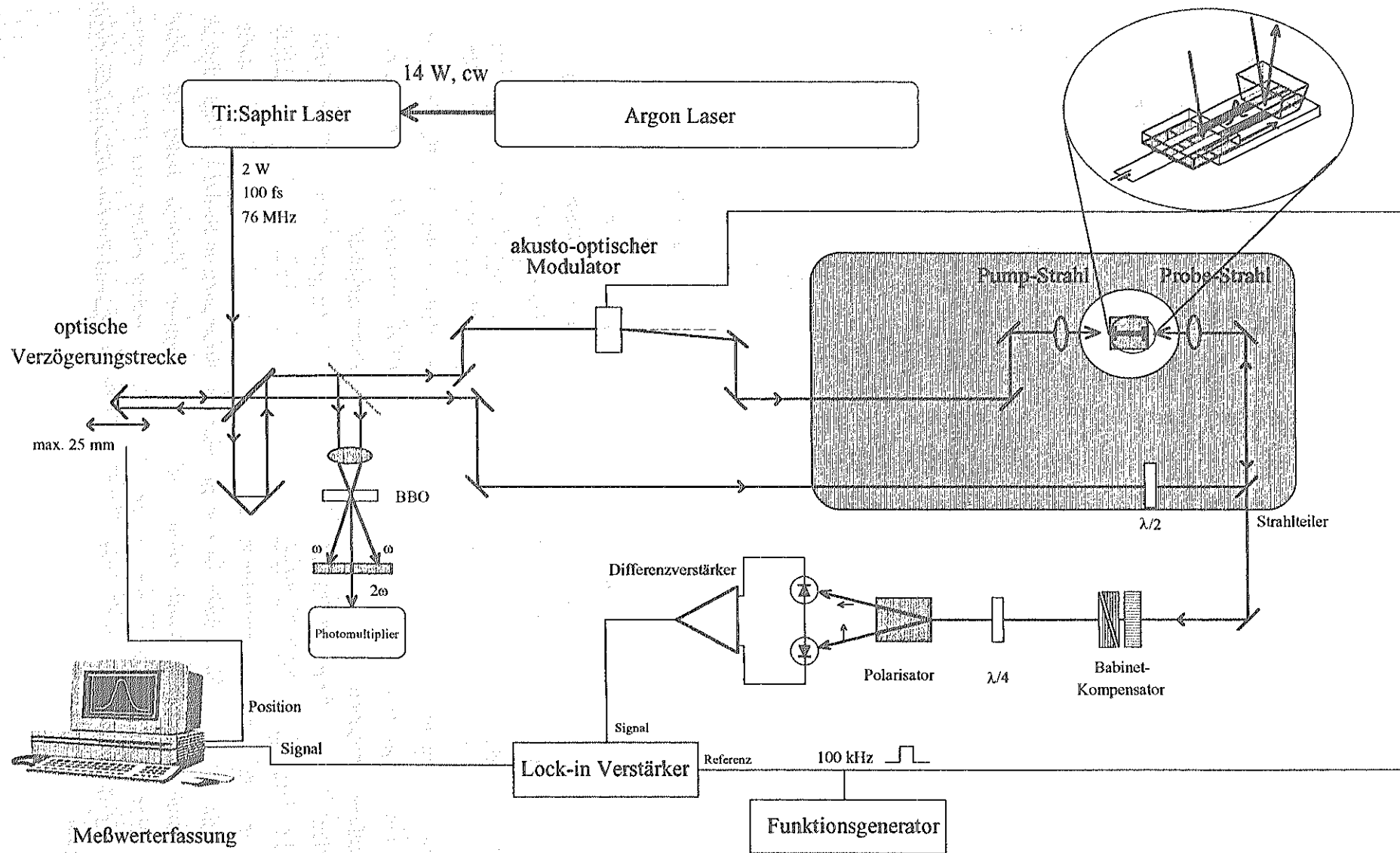


Abb. 2.12: Der Gesamtaufbau

3. Erzeugung und Detektion ultrakurzer elektrischer Pulse

3.1 Pulserzeugung in Photodetektoren

In einem Halbleiter lassen sich schon mit relativ geringen Lichtintensitäten hohe Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit erzielen. Beleuchtet man einen elektrisch vorgespannten Halbleiterkristall mit einem kurzen Lichtpuls, so erhält man einen elektrischen Puls, der sich in eine Übertragungsleitung einkoppeln läßt. Die Dauer des elektrischen Pulses hängt neben der Dauer des Lichtpulses von mehreren Faktoren ab, die im folgenden diskutiert werden sollen.

Die Absorption eines Photons mit anschließender Erzeugung eines Elektron-Loch Paares ist ein extrem schneller Prozeß, der nach etwa einem optischen Zyklus abgeschlossen ist. Da die Bandlücke typischer Halbleiter 1-2 eV beträgt, dauert dieser Vorgang etwa 10^{-15} s. Dieser Wert kann auch aus der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar \quad (3.1)$$

gewonnen werden. Wenn die Photonenenergie deutlich größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, so dominiert zunächst die Elektron-Elektron Streuung. Diese führt zur Thermalisierung der Ladungsträger und bestimmt die Anstiegszeit des elektrischen Pulses, wenn diese nicht von der RC-Zeitkonstante des Photoschalters dominiert wird. Die typische Zeitkonstante für die elastische Streuung beträgt ca. 10^{-14} s.

Anschließend wird die überschüssige kinetische Energie der Elektronen durch Streuung mit longitudinal optischen (LO) Phononen an das Gitter abgegeben und die Ladungsträger sammeln sich an den Bandkanten. Jeder Streuprozess dauert etwa 10^{-13} s und das Elektron verliert dabei ca. 40 meV. Die Überschußenergie ist bei der im Experiment verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 750$ nm (1,65 eV) für Si $\approx 0,5$ eV ($E_g \approx 1,1$ eV) und für GaAs $\approx 0,2$ eV ($E_g \approx 1,4$ eV). Bis zur vollständigen Relaxation an die Bandkanten sind also bei GaAs 5, bei Si sogar über 10 Streuprozesse notwendig. Dieser Vorgang dauert daher ca. 10^{-12} s und stellt einen Engpaß bei der Erzeugung von extrem kurzen Schaltzeiten mit Photoschaltern dar. Abhilfe würde eine geringere Photonenenergie schaffen, jedoch sinkt dann die Effektivität des Photoschalters, da die Eindringtiefe für Photonen mit Energien nahe der Bandlücke stark ansteigt.

Um möglichst kurze Schaltzeiten zu erreichen, müssen die Ladungsträger anschließend schnell wieder rekombinieren. Bei III-V Halbleitern wie GaAs erfolgt die Rekombination als strahlender Übergang innerhalb einiger Nanosekunden. Bei hochreinem Si kann dieser Prozeß bis zu einigen Millisekunden dauern. Ursache dafür ist der indirekte Bandübergang in Si der bedingt, daß zur Impulserhaltung für die Rekombination noch ein passendes Phonon nötig ist. Diese Rekombinationszeiten sind, verglichen mit der Dauer des optischen Pulses von 100 fs, extrem lang, so daß man mit reinen, undotierten Halbleitern keine genügend kurzen elektrischen Pulse erzielen kann.

Eine sehr effektive Methode, die Lebensdauer der freien Ladungsträger drastisch zu verkürzen, ist die Einführung einer genügend hohen Zahl von Defekten, die als Rekombinationszentren wirken. Dies kann man durch Dotierung erreichen (Cr:GaAs), aber auch mit natürlichen Defekten wie sie z. B. in polykristallinen oder amorphen Halbleiter in großer Zahl vorhanden sind. Die Einfangszeit τ_c für freie Ladungsträger kann nach der Shockley-Read-Hall Statistik abgeschätzt werden. Bei schwacher Anregung ergibt sich für die Minoritätsladungsträgerlebensdauer:

$$\tau_c = \frac{1}{N_t \cdot \sigma_c \cdot \langle v_{th} \rangle} \quad (3.2)$$

Hierin bedeutet N_t die Dichte der tiefen Störstellen, σ_c ist ihr Einfangsquerschnitt und $\langle v_{th} \rangle$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger ($\langle v_{th} \rangle = 2,5 \cdot 10^7$ cm/s bei Raumtemperatur). Aus dieser Formel folgt, daß eine Dichte der tiefen Störstellen von 10^{18} bis 10^{20} cm⁻³ ausreichend ist, um die Ladungsträgerlebensdauer auf ca. 1 ps zu begrenzen, wenn man von einem Einfangsquerschnitt der Störstellen von 10^{-13} bis 10^{-15} cm² ausgeht. Diese Werte sind für GaAs (10^{-13} cm²) und Si (10^{-15} cm²) in vielen Experimenten verifiziert (siehe z. B. Chen und Milnes (1977), Martin et al. (1977), Mitonneau et al. (1977) und Li et al. (1980)). Ein typischer Defekt in Si ist z. B. ein Akzeptorniveau bei -0,53 eV (unter der Leitungsbandkante), mit einem Einfangsquerschnitt von $2 \cdot 10^{-15}$ cm² und ein Donatorniveau bei 0,30 eV (oberhalb der Valenzbandkante) mit einem Einfangsquerschnitt von 10^{-15} cm². Diese Einfangsquerschnitte wurden von Chen et al. (1977) mit DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*) bestimmt.

Eine sehr gute Methode, um oberflächennah eine kontrollierte Anzahl von Defekten zu erzeugen ist die Ionenimplantation. Die mit dieser Methode erzeugten Defekte wurden in der Vergangenheit sehr intensiv untersucht. Eine gute Übersicht gibt z. B. das Buch von Vavilov und Ukhin (1977).

Die Lebensdauer von Ladungsträgern als Funktion der Implantationsdosis ist von Doany et al. (1987) systematisch untersucht worden. Abb. 3.1 zeigt ihre Ergebnisse für O⁺-Implantation in dünne Silizium-Schichten auf Saphir (SoS = Silicon on Sapphire). Hierbei handelt es sich um Silizium-Schichten von 0,5 µm Dicke, die epitaktisch auf Saphir aufgewachsen wurden. Dieses Material besitzt für die Herstellung von ultraschnellen Photoschaltern viele Vorteile. So beträgt die Eindringtiefe von Ionen wie O⁺ oder Si⁺ bei der Implantation in Silizium bei mittleren Energien von 200 - 400 keV nur Bruchteile eines Mikrometers (typisch 0,5 µm). Diese Reichweite der Ionen paßt hervorragend zu der Dicke der halbleitenden Schicht in SoS - Wafern. Dies ist von Vorteil, da Licht in Silizium eine relativ große Eindringtiefe besitzt (3,3 µm bei $\lambda = 750$ nm). Die in der Tiefe erzeugten Ladungsträger würden sich in fast ungestörtem Material bewegen und die Schaltzeit des Photoschalters stark heraufsetzen. Ein weiterer Vorteil dieses Materials ist, daß die Saphir-Schicht durchsichtig ist, so daß die Photoschalter auch von der Rückseite her beleuchtet werden können. Nur damit ist es möglich, die in dieser Arbeit verwendete Flip-Chip Geometrie zu verwirklichen (siehe Abb. 2.2).

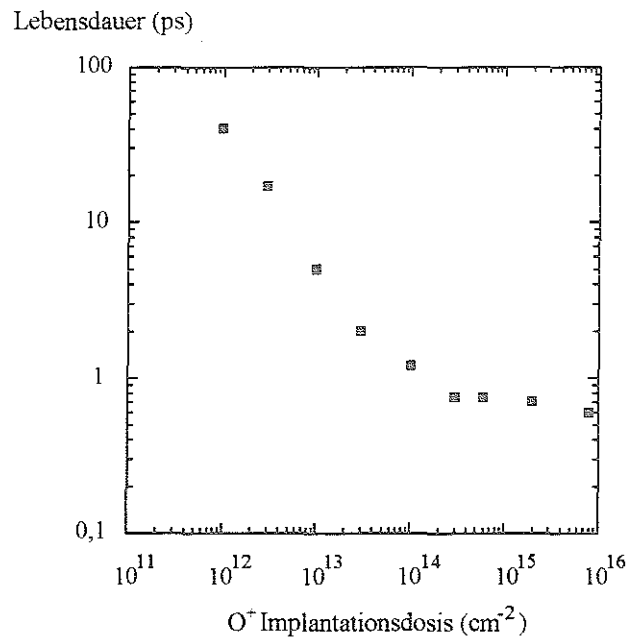


Abb. 3.1: Lebensdauer der Ladungsträger als Funktion der Implantationsdosis. O⁺-Implantation in Si, 200 keV Implantationsenergie (nach Doany et al. (1987)).

Wie man in Abb. 3.1 sieht, ist eine Dosis von ca. 10^{14} cm^{-2} nötig, um eine Lebensdauer von 0,7 ps zu erreichen. Bei dieser Dosis ist die Probe noch nicht vollständig amorphisiert. Dies ist wünschenswert, denn bei vollständiger Amorphisierung steigt die Defektdichte zwar weiter an, die Beweglichkeit μ der Ladungsträger nimmt aber aufgrund vermehrter elastischer Streuung an Defekten stark ab, was zu einer geringeren Effizienz der Photoschalter führt. So zeigen z. B. Experimente von Erginsoy (1950), daß bei hohen Defektdichten die meisten Defekte ungeladen und damit als Rekombinationszentren unwirksam sind. Der Autor gibt eine Abschätzung der Beweglichkeit als Funktion der Defektdichte:

$$\mu = \frac{1,4 \cdot 10^{22}}{N_t} \frac{m^*}{m_0} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} [\text{cm}^2 / \text{Vs}], \quad (3.3)$$

wobei N_t wieder die Defektdichte, m^*/m_0 das Verhältnis von effektiver Masse zu Ruhmasse der Ladungsträger und $\varepsilon/\varepsilon_0$ die effektive Dielektrizitätskonstante bedeuten. Mit den oben abgeschätzten Werten für die Defektdichte von 10^{18} bis 10^{20} cm^{-3} , bei einer Lebensdauer von 1 ps erhält man für die Beweglichkeit einen sehr kleinen Wert von ca. $5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (Si). Für GaAs erhält man deutlich günstigere Werte von ca. $350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, was im wesentlichen auf die um zwei Größenordnungen höheren Einfangquerschnitte der Defekte zurückzuführen ist.

Das Ziel bei der Herstellung eines optimalen Photoschalters ist, eine möglichst hohe Schalteffizienz bei gleichzeitig hoher Rekombinationsgeschwindigkeit zu erreichen. Das bedeutet, daß bei niedriger Beleuchtungsichte ein möglichst hoher Anteil der an den Photoschalter

angelegten Spannung in die Streifenleitung eingekoppelt werden soll. Bei Beleuchtung soll also die Leitfähigkeit des Photoschalters möglichst groß werden. Der Gapleitwert $G(0)$ des Photoschalters direkt nach der Anregung durch einen ultrakurzen Laserpuls kann nach Auston (1984) geschrieben werden als

$$G(0) = \frac{e(\mu_e + \mu_h)}{l^2} \frac{W_L}{h\nu} (1 - R) , \quad (3.4)$$

wobei μ_e und μ_h die Beweglichkeit der Elektronen bzw. der Löcher, l die Breite des Gaps, W_L die Energie eines Laserpulses, $h\nu$ die Photonenergie und R die Reflektivität der Probe bedeuten.

Eine hohe Effektivität des Photoschalters kann somit durch eine hohe Beweglichkeit der Ladungsträger erreicht werden. Die geringe Beweglichkeit der Ladungsträger in ionenimplantierten Halbleitern ist daher der Grund für die geringe Effizienz dieser Photoschalter. In implantierten SoS-Photoschaltern werden zwar Schaltzeiten von unter 1 ps erreicht, allerdings nur Spannungspulse von einigen 100 mV, bei Spannungen von bis zu 40 V bei 10 μm Gapweite ($E = 4 \cdot 10^6 \text{ V/m}$).

Deutliche Verbesserung bringt hier ein neues Material, das eine extrem kurze Ladungsträgerlebensdauer aufweist. Dieses sogenannte Low Temperature GaAs (LTGaAs) wird bei Temperaturen um 200°C mittels Molekularstrahlepitaxie (Molecular Beam Epitaxy, MBE) auf semiisolierenden GaAs-Substraten gewachsen (Smith et al. (1989), Kaminska et al. (1989)). Aufgrund des Phasendiagramms von GaAs wächst LTGaAs mit einem Überschuß an As von über 1 %, das bei einer anschließenden Temperung bei 580°C metallische As-Ausscheidungen von etwa 60 Å mittlerem Durchmesser bildet. Die Dichte dieser Ausscheidungen liegt in der Größenordnung von 10^{17} bis 10^{18} cm^{-3} (Warren et al. (1990)). Es wird angenommen, daß diese As-Ausscheidungen als sehr effektive Rekombinationszentren wirken. Die große Dichte der Ausscheidungen wird von den Autoren für die enorm kurze Ladungsträgerlebensdauer in diesem Material verantwortlich gemacht. Es ist allerdings unklar, ob wirklich die As-Ausscheidungen für die extrem schnelle Rekombination verantwortlich sind, oder ob vielleicht die hohe Zahl von ebenfalls bei den niedrigen Wachstumstemperaturen vorhandenen Punktdefekten, wie interstitielle Defekte (As_i), Antisite-Defekte (As_{Ga}) und Gallium Leerstellen (V_{Ga}) die Ursache ist. Die in dieser Arbeit verwendeten LTGaAs-Schichten, mit denen Spannungssignale von bis zu 10 V (bei 40 V Biasspannung), sowie Pulsbreiten bis herunter zu 0,5 ps (FWHM) erzielt wurden enthalten jedenfalls keine, oder allenfalls eine geringe Zahl von As-Ausscheidungen (A. Förster, persönliche Mitteilung).

Unumstritten ist, daß die Kristallqualität für die relativ hohe Beweglichkeit der Ladungsträger und damit für die hohe Effizienz der damit hergestellten Photoschalter verantwortlich ist. Eine gute Zusammenfassung über den momentanen Stand des Wissens über LTGaAs liefert z.B. der Artikel von Gupta et al. (1992).

Trotz der niedrigen Wachstumstemperaturen ist dieses Material hochgradig kristallin und zeigte sich im Rahmen dieser Arbeit als so temperaturstabil, daß sogar epitaktisches Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ mit einer Pufferschicht aus MgO auf diesem Material erreicht werden konnte. In

Kapitel 7.3 wird beschrieben, wie damit die Integration von Halbleiterbauelementen (Photoschalter) und supraleitenden Streifenleitungen möglich ist.

Die bisher behandelten Photoschalter erreichen ihre kurze Schaltzeit durch die schnelle Rekombination der vom Laserpuls erzeugten Ladungsträgern. Die Rekombination ist zwar eine sehr wirksame Methode um die Ladungsträger schnell zu entfernen - aber, wie oben erläutert wird dies mit einer relativ schlechten Effizienz des Photodetektors erkauft. Selbst unter der Annahme, daß die Ladungsträger ihre Sättigungsdriftgeschwindigkeit von $v_{sat} \approx 10^7$ cm/s erreichen beträgt ihre Transitzeit bei einem Gap von 10 μ m mindestens 100 ps. Bei einer typischen Lebensdauer dieser Photoschalter von 1 ps erreichen daher aus geometrischen Gründen höchstens 1 % der erzeugten Ladungsträger die gegenüberliegenden Elektroden. Der Strom besteht also im wesentlichen aus einem Verschiebungsstrom und die Empfindlichkeit des Photoschalters als Detektor ist dementsprechend gering.

Die einfachste Möglichkeit die Empfindlichkeit zu verbessern ist daher, den Elektrodenabstand zu verringern. Dies wird mit speziellen, sogenannten MSM-Dioden (Metal-Semiconductor-Metal) erreicht. Diese werden, um die Fläche des Laserfokus optimal auszunutzen, als Fingerstruktur ausgeführt und in Koplanarleitungen integriert. Eine solche MSM-Diode ist schematisch in Abb. 3.2 gezeigt.

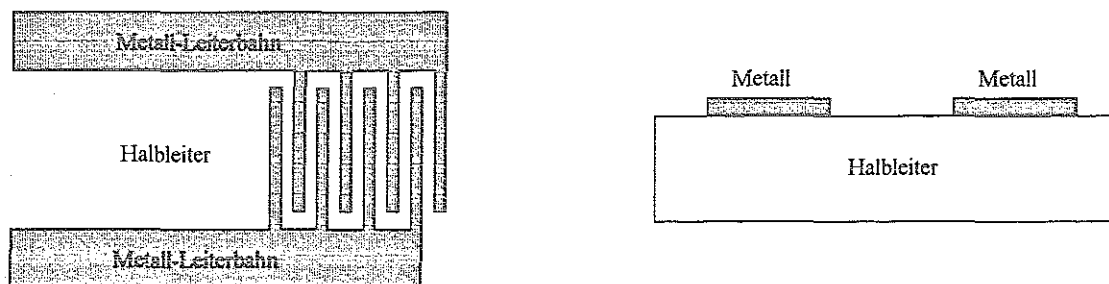


Abb. 3.2: Die Fingerstruktur einer MSM-Diode, integriert in eine Koplanarleitung. Aufsicht (links) und Schnittbild (rechts).

Da die Schaltzeit dieser Dioden nicht durch Rekombination, sondern durch die Flugzeit der Ladungsträger gegeben ist, verwendet man ungestörtes Halbleitermaterial. Während es bei den bisher beschriebenen Photoschaltern auf einen möglichst guten Ohm'schen Kontakt zwischen Metall und Halbleiter ankommt, verwendet man bei MSM-Dioden einen Schottky-Kontakt mit möglichst großer Barrierenhöhe. Dies ist wichtig um einen möglichst geringen Dunkelstrom bei den in einer solchen Struktur auftretenden hohen Feldstärken zu erzielen. Das Bandschema einer MSM-Diode ist in Abb. 3.3 dargestellt. Man erkennt, daß bei angelegter Spannung immer eine Schottky-Diode sperrt, während die andere in Durchlaßrichtung gepolt ist. Die vom Laserpuls erzeugten Ladungsträger werden im angelegten äußeren Feld beschleunigt, so daß die Schaltzeit dieser Struktur durch die Flugzeit der Ladungsträger zwischen den Metallkontakten gegeben ist.

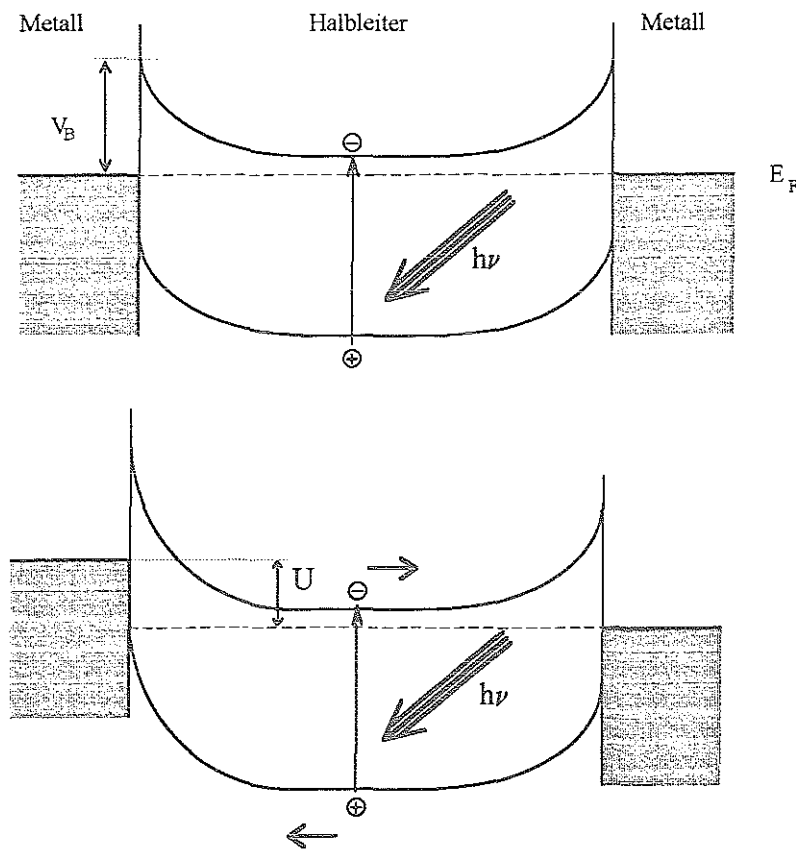


Abb. 3.3: Das Bandschema einer MSM-Diode auf einem n-Halbleiter ohne (oben) und mit angelegter Spannung U (unten). V_B ist die Barrierenhöhe am Metall-Halbleiter Kontakt, E_F kennzeichnet die Lage des Fermi-Niveaus. Eine Diode ist immer in Sperrrichtung gepolt, so daß der Dunkelstrom klein ist. Die Schaltzeit wird durch die Flugzeit der vom Laserpuls erzeugten Elektron-Loch Paare zwischen den Metallkontakten bestimmt.

Mit normaler UV-Lithographie erreicht man Fingerabstände bis herunter zu $1\text{ }\mu\text{m}$, mit Elektronenstrahlolithographie kann man bis ca. 25 nm erreichen, bei allerdings erheblichem Aufwand (S.Y. Chou et al. (1992)). Unter optimalen Bedingungen liefert eine MSM-Diode mit einem noch ohne allzu großen technischen Aufwand realisierbaren Fingerabstand von $0,5\text{ }\mu\text{m}$ eine Schaltzeit von ca. 5 ps (B.J. van Zeghbroeck et al. (1988)).

Eine interessante Arbeit von Chen et al. (1991) kombiniert eine MSM-Struktur mit $0,2\text{ }\mu\text{m}$ Fingerbreite und -abstand mit den Eigenschaften von LTGaAs. Die Autoren erreichten auf diese Weise eine Empfindlichkeit von beachtlichen $0,1\text{ A/W}$ bei einer Schaltzeit von $1,2\text{ ps}$ (FWHM). Damit besitzt dieser Detektor eine Bandbreite von 375 GHz .

In Kapitel 6.3 wird eine neuartige MSM-Diode auf der Basis eines InP/GaInAs-Heteroübergangs vorgestellt, die ihre extrem kurze Schaltzeit von $0,6\text{ ps}$ durch den schnellen Ladungstransfer in eine unter der InP-Schicht liegende GaInAs-Schicht erreicht (Stein von Kamiński et al. (1993)).

3.2 Der elektrooptische Effekt

Unter dem elektrooptischen Effekt versteht man die Änderung der dielektrischen Eigenschaften eines Kristalls unter der Wirkung eines angelegten elektrischen Feldes. Dabei wird im allgemeinen der Brechungsindex des Kristalls geändert. Zum Verständnis dieses Effektes muß man das Verhalten von Ladungen im Kristall betrachten. Wird ein elektrisches Feld an einen Kristall angelegt, so werden sowohl die Ionen des Gitters, als auch die Elektronenschalen aus ihren Gleichgewichtspositionen ausgelenkt. Diese Verschiebung erzeugt elektrische Dipole, so daß die elektrische Polarisation des Gitters geändert wird. Die Polarisation $\vec{P}$ kann als Funktion des äußeren elektrischen Feldes $\vec{E}$ ausgedrückt werden:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} \quad (3.5)$$

$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Die Suszeptibilität χ ist eine dimensionslose Stoffkonstante und im einfachsten Fall ein Skalar. Der Brechungsindex n ist mit der Suszeptibilität verknüpft durch:

$$n = \epsilon = \sqrt{1 + \chi} \quad (3.6)$$

Bei anisotropen Kristallen, wie z. B. LiTaO_3 , ist χ ein Tensor, da die Richtung von elektrischer Feldstärke und der daraus resultierenden Polarisation nicht mehr übereinstimmt. Bei kleinen Feldstärken sind die Auslenkungen der Elektronen aus ihrer Ruhelage klein gegen die Abmessungen der Atome und ihre Bewegung wird daher durch eine lineare Kennlinie ausreichend genau beschrieben. Dies ändert sich aber bei großen Feldstärken im Bereich der nichtlinearen Optik. Die Polarisation wird dann eine komplizierte Funktion der Feldstärken und kann durch

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi(\vec{E}) \cdot \vec{E} \quad (3.7)$$

beschrieben werden. Dies läßt sich in eine Taylor-Reihe entwickeln:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \dots) \quad (3.8)$$

oder genauer:

$$P_i(\omega_{l,m,n}) = \epsilon_0 \cdot \sum_j \left\{ \chi_{ij}^{(1)} E_j(\omega_l) + \sum_k [\chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_m) E_k(\omega_n) + \dots] \right\} \quad (3.9)$$

wobei ω_l , ω_m , und ω_n verschiedene Frequenzen des äußeren Feldes beschreiben. Im allgemeinen Fall können auch magnetische Felder die Polarisation beeinflussen (Faraday-Effekt). In Gl.(3.9) treten dann noch Glieder in $\vec{H}$, sowie Mischterme $\vec{E} \cdot \vec{H}$ auf. Dies soll aber nicht weiter diskutiert werden. $\chi^{(1)}$ und $\chi^{(2)}$ sind Tensoren 2. bzw. 3. Stufe. Während $\chi^{(1)}$ in der Größenordnung 1 liegt, betragen typische Werte von $\chi^{(2)}$ nur 10^{-12} m/V und um eine spürbare Polarisation durch noch höhere Terme zu erreichen sind riesige Feldstärken notwendig ($\chi^{(3)} \approx 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$). Der Term $\chi^{(2)}$ existiert nur für Kristalle ohne Inversionszentrum und beschreibt die Erzeugung von

Summen- und Differenzfrequenz, die Erzeugung der zweiten Harmonischen und, mit $\omega_n = 0$, den linearen elektrooptischen Effekt (Pockels-Effekt):

$$P_i(\omega_i) = F(n|_{E=0}) + \sum_{j,k} [\chi_{ijk}^{(2)} E_k(\omega = 0)] \cdot E_j(\omega_i) \quad (3.10)$$

Man sieht, daß Polarisierung und damit der Brechungsindex zusätzlich zu dem Wert bei niedrigen Feldstärken einen weiteren Anteil erhält, der proportional zum äußeren Gleichfeld ist. Die Frequenz des äußeren Feldes muß dabei nicht wirklich Null sein, sondern kann sich bis in den THz-Bereich erstrecken, da erst in diesem Frequenzbereich optische Phononen entstehen.

Der elektrooptische Effekt kann nun umgekehrt dazu verwendet werden, aus der Messung der optischen Konstanten das angelegte elektrische Feld zu bestimmen. Da die Änderung des Brechungsindex auch bei sehr hohen Feldstärken nur sehr klein ist ($\Delta n_{\text{LiTaO}_3} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ bei $E = 10^6$ V/m), ist dazu eine sehr große Meßgenauigkeit notwendig. Der Vorteil dieser, auf den ersten Blick etwas umständlichen Methode ist ihre sehr hohe Zeitauflösung. Die obere Grenze der Zeitauflösung ist erst durch das Auftreten von transversalen optischen Phononen gegeben. Bei LiTaO_3 ist die niedrigste optische Phononenfrequenz 6,2 THz. Daraus resultiert, daß man Zeitaufösungen von ca. 300 fs erreichen kann.

Den elektrooptischen Effekt beschreibt man mit dem elektrooptischen Tensor r_{ijk} , mit

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} \cdot E_k \quad (3.11)$$

Diese Gleichung kann wegen $\Delta n_{ij} \ll n_{ij}$ auch geschrieben werden als

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_{ij}^3 r_{ijk} E_k \quad (3.12)$$

Der Tensor r_{ijk} hat 27 Komponenten, von denen wegen $\Delta(1/n^2)_{ij} = \Delta(1/n^2)_{ji}$ nur 18 unabhängige Elemente übrig bleiben, die als 6 x 3 - Matrix geschrieben werden können. Von diesen bleiben aus Symmetriegründen bei LiTaO_3 nur 4 unabhängige Tensorelemente übrig.

Zum anschaulichen Verständnis führt man das Indexellipsoid ein. Dieses beschreibt den Brechungsindex, den eine elektromagnetische Welle beim Durchgang durch einen Kristall verspürt. In beliebigen kartesischen Koordinaten gilt für das Indexellipsoid:

$$\frac{x^2}{N_{xx}^2} + \frac{y^2}{N_{yy}^2} + \frac{z^2}{N_{zz}^2} + \frac{2yz}{N_{yz}^2} + \frac{2xz}{N_{xz}^2} + \frac{2xy}{N_{xy}^2} = 1 \quad (3.13)$$

Bei geeigneter Wahl der Achsen (Hauptachsentransformation) reduziert sich diese Gleichung auf

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (3.14)$$

Diese Transformation heißt Hauptachsentransformation, die Achsen x , y und z heißen dementsprechend die Hauptachsen des Kristalls.

LiTaO₃ ist wie viele gebräuchliche elektrooptische Kristalle uniaxial, d.h. es existiert eine ausgezeichnete Richtung im Kristall, bezüglich der der Brechungsindex, den eine Welle verspürt unabhängig von ihrer Polarisierung ist. Bei LiTaO₃ ist dies die z-Achse, was zur Folge hat, daß der Schnitt des Indexellipsoids mit der xy-Ebene ein Kreis ist.

Dies vereinfacht obige Gleichung zu

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (3.15)$$

n_o und n_e heißen ordentlicher bzw. außerordentlicher Brechungsindex ($n_o = 2,175$, $n_e = 2,18$; bei $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$). Den größten elektrooptischen Effekt erzielt man in LiTaO₃ bei Orientierung des elektrischen Feldes parallel zur z-Achse des Kristalls. Aus Gleichung (3.12) erhält man ($E_z = E_z$):

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z \right) \cdot (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) \cdot z^2 = 1 \quad (3.16)$$

mit

$$\Delta \left(\frac{1}{n_o^2} \right) = r_{13} E_z \quad \text{und} \quad \Delta \left(\frac{1}{n_e^2} \right) = r_{33} E_z \quad (3.17)$$

$$r_{33} = 30,3 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$r_{13} = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

Für kleine Änderungen gilt wieder

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad \text{und} \quad \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \quad (3.18)$$

Die Schnitte des Indexellipsoids von LiTaO₃ mit der xy- und xz-Ebene mit und ohne angelegtem Feld sind in Abb. 3.4 dargestellt. Da n_o und n_e ohne Feld fast gleich sind, sind die Schnitte in beiden Ebenen nahezu kreisförmig. Für positives E_z sind beide Indexänderungen negativ, Δn_e ist aber etwa um den Faktor 5 höher als Δn_o .

In Abb. 3.5 ist die Geometrie des transversalen elektrooptischen Modulators dargestellt, auf dem auch das elektrooptische Sampling beruht. Der Lichtstrahl durchläuft den Kristall senkrecht zur z-Achse, wobei der Strahl unter 45° zur z-Achse polarisiert ist. Die Komponente der Welle parallel zur z-Achse erfährt aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes eine Phasenverschiebung bezüglich der Komponente parallel zur y-Achse. Diese Phasenverschiebung δ ist gegeben durch

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n \quad (3.19)$$

wobei λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts, L die Länge des Kristalls und $\Delta n = (n_o - n_e)$ die Doppelbrechung ist.

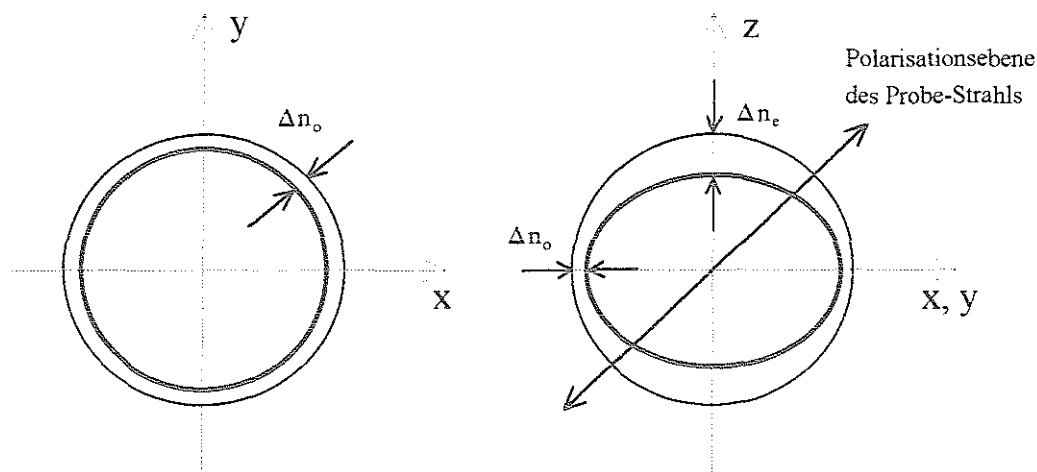


Abb. 3.4: Schnitt durch das Indexellipsoid von LiTaO_3 in der xy - und der xz - bzw. yz -Ebene, mit und ohne angelegtem Feld (E parallel z). Δn_e ist etwa 5 x größer als Δn_o . Eingezeichnet ist die Polarisationsrichtung des Probe-Strahls, bei der die größte Empfindlichkeit erzielt wird (siehe Abb. 3.5).

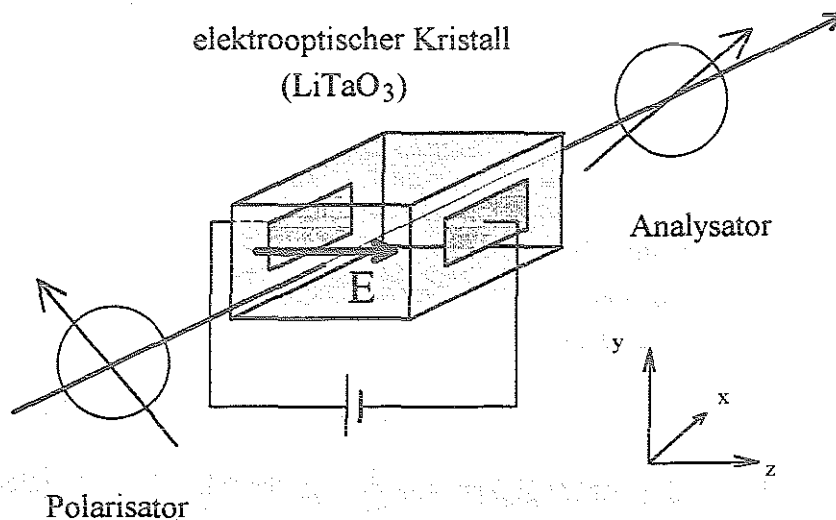


Abb. 3.5: Geometrie des transversalen elektrooptischen Modulators. Der Kristall befindet sich zwischen gekreuzten Polarisatoren. Der einfallende Lichtstrahl ist für größte Empfindlichkeit unter 45° zur z -Achse des Kristalls polarisiert.

Die Phasenverschiebung bewirkt eine Änderung der Polarisation des Lichtstrahls. Der Kristall befindet sich zwischen gekreuzten Polarisatoren, so daß sich die Änderung der Polarisation in einer Helligkeitsänderung des transmittierten Strahls bemerkbar macht. Die resultierende Intensitätsmodulation ist periodisch in δ mit der Periode π .

Die Transmission T ist gegeben durch

$$T = \frac{I_0}{I_T} = C \cdot \sin^2(\delta / 2), \quad (3.20)$$

wobei I_0 und I_T die einfallende und transmittierte Intensität bedeuten. Der Faktor C berücksichtigt Verluste an den Polarisatoren und am Kristall.

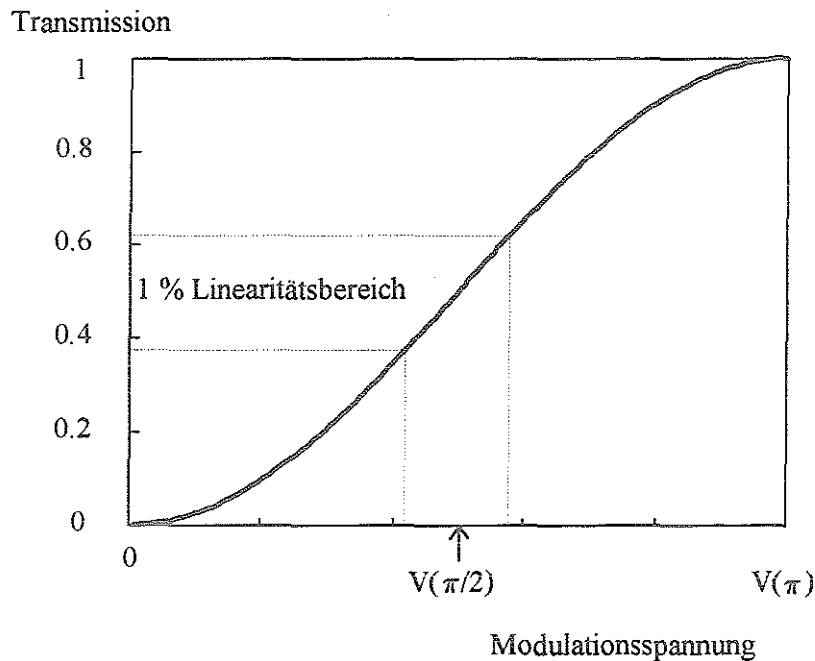


Abb. 3.6: Transmissionsgrad eines elektrooptischen Modulators als Funktion der Modulationsspannung. Eingezeichnet ist der Bereich, in dem die Transmission des Modulators direkt proportional zur angelegten Spannung ist, wenn 1 % Abweichung von der Linearität zugelassen werden.

Diese Funktion ist in Abb. 3.6 in Abhängigkeit von der an den Modulator angelegten Spannung dargestellt. Die Spannung, bei der der Modulator die größte Transmission zeigt heißt Halbwellenspannung, da hier die Phasenverschiebung eine halbe Wellenlänge beträgt. Sie ist ein gutes Maß für die Empfindlichkeit des Modulators. Da dieser Wert von der Länge des Modulators abhängt, gelten die in der Literatur angegebenen Werte meist für ein Verhältnis von Länge/Elektrodenabstand = 1. Die höchste Empfindlichkeit hat der Modulator bei einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ ($= \lambda/4$). An diesem Punkt sind Transmission und angelegte Spannung über einen weiten Bereich linear. Wenn man 1 % Abweichung von der Linearität zulässt, darf die Phasenverschiebung maximal $0,08\pi$ ($= 0,04\lambda$) betragen.

Beim elektrooptischen Sampling bleibt man immer weit innerhalb dieses Bereiches, so daß die Linearität zwischen transmittiertem Licht und angelegter Spannung immer sehr gut erfüllt ist. Dazu ist es aber nötig, das System am 50 %-Punkt zu betreiben. Aus diesem Grund wird ein

Kompensator verwendet, der die statische Doppelbrechung des Kristalls bis auf eine Phasenverschiebung von $\pm \lambda/4$ kompensiert. Mit Gleichung (3.19) gilt:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta n_e - \Delta n_o)L = \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})E_z L = \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})\frac{V}{d}L, \quad (3.21)$$

wobei V die angelegte Spannung und d der Abstand der Elektroden ist.

Daraus errechnet sich mit

$$V_\pi = \frac{\lambda}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})} \quad (3.22)$$

und den oben angegebenen Werten die Halbwellenspannung in LiTaO_3 bei $\lambda = 750 \text{ nm}$ zu $V_\pi = 2940 \text{ V}$ (Modulator mit $L/d = 1$).

Die Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung ist sehr gering, da die statische Doppelbrechung in LiTaO_3 sehr klein ist ($n_e - n_o = 2,18 - 2,175 = 0,005$). Um eine Linearität von $\pm 0,05 \%$ zu gewährleisten, muß ein 1 mm langer Kristall dennoch auf 1°C temperaturstabil gehalten werden.

Im Experiment wurde eine Geometrie gewählt, die zuerst von Valdmanis (1987) angegeben wurde. Diese Anordnung ist in Abb. 2.10 dargestellt. Dabei wird ein kleiner LiTaO_3 -Kristall in die elektrischen Feldlinien über einer koplanaren Streifenleitung gehalten. Seine z -Achse ist parallel zu den Feldlinien orientiert. Das elektrische Feld in dem Kristall bewirkt eine Änderung seiner Doppelbrechung, die von oben mit einem Laserstrahl detektiert werden kann.

Der Meßkristall wurde von der Firma Terametris (USA) bezogen und besteht aus einem sehr dünnen LiTaO_3 -Kristall, der auf einen Quarzträger aufgeklebt ist. Dieser ist an der Spitze zu einer kleinen Pyramide geschliffen, um ansonsten schlecht zugängliche Stellen besser erreichen zu können. Die Abmessungen des Kristalls betragen $200 \times 220 \mu\text{m}$, bei einer Dicke von nur $20 \mu\text{m}$.

Da die Eindringtiefe des elektrischen Feldes etwa in der Größenordnung des Abstandes der Koplanarleitungen liegt ($5\text{-}20 \mu\text{m}$), ist diese Dicke des Kristalls ausreichend. Ein solch dünner Kristall ist ebenfalls wegen der oben erwähnten Temperaturabhängigkeit der statischen Doppelbrechung von großem Vorteil, insbesondere weil der Kristall im Experiment auf eine sehr kalte Probe (bis 10 K) aufgesetzt wird.

Im folgenden soll die Phasenverschiebung und daraus die Intensitätsänderung abgeschätzt werden, die der Laserstrahl bei einer, für dieses Experiment typischen Meßempfindlichkeit von 1 mV erfährt. Aus Gleichung (3.21) erhält man mit $V = 1 \text{ mV}$ und $d = 10 \mu\text{m}$ eine Phasenverschiebung von $\delta = 7 \cdot 10^{-6}$. Am 50% Punkt ist die Empfindlichkeit, gegeben durch

$$\left. \frac{dT}{d\delta} \right|_{\pi/2} = 2 \sin(\delta/2) \cdot \cos(\delta/2) \Big|_{\pi/2} = 1, \quad (3.23)$$

daher ist die Änderung der Intensität des Laserstrahls ebenfalls etwa $7 \cdot 10^{-6}$. Bei den im Experiment maximal auftretenden Spannungen von ca. 1 V beträgt die Modulation daher ca. $7 \cdot 10^{-3}$, also weniger als 1% . Es ist klar, daß eine solche Meßempfindlichkeit nur mit Hilfe einer drastischen Reduzierung der Bandbreite (Lock-in Technik) zu erreichen ist. Man bedenke,

daß schon das Laserrauschen ca. 2 % r.m.s. (10 Hz - 2 MHz) beträgt (Coherent, Datenblatt zu Mira 900 F).

Im Experiment wurden keine gekreuzten Polarisatoren verwendet, da die Anordnung dann, wie oben beschrieben, bei einer Transmission von $T = 50\%$ betrieben werden muß und somit die Hälfte der Intensität in den Polarisatoren verlorengeht. Eine größere Empfindlichkeit erreicht man mit einer modifizierten Meßanordnung, bestehend aus einem Babinet-Kompensator, einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, einem Wollaston-Prisma und zwei Si-Photodioden, wie dies in Abb. 3.7 dargestellt ist.

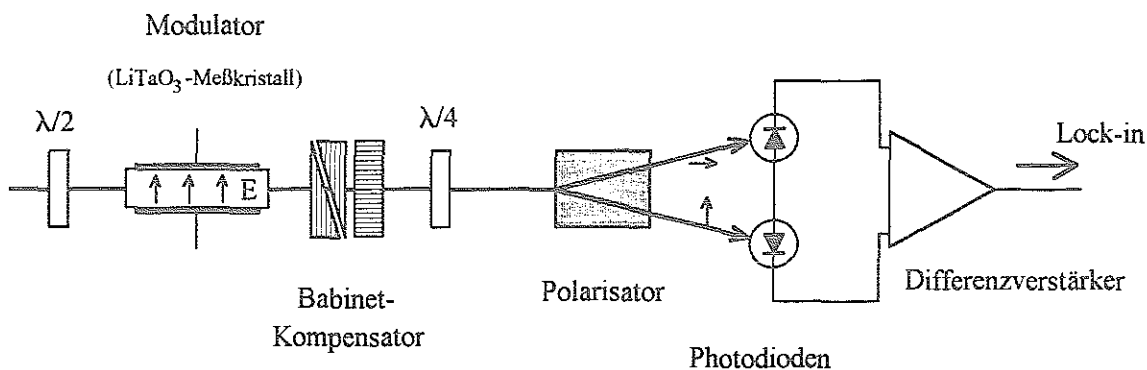


Abb. 3.7: Die im Experiment verwendete Analysatorgeometrie.

Mit der $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte wird die Polarisationssebene des bereits linear polarisierten Laserstrahls so gedreht, daß die Ebene einen Winkel von 45° zu den Hauptachsen des LiTaO_3 -Kristalls bildet, wie dies in Abb. 3.4 angedeutet ist. Bei diesem Winkel wird die höchste Empfindlichkeit der Anordnung erreicht. Der Babinet-Kompensator wird zur Kompensation der statischen Doppelbrechung des Kristalls verwendet. Er besteht aus zwei keilförmigen, gegeneinander verschiebbaren Quarzkeilen und einer planparallelen Quarzplatte. Die optischen Achsen der keilförmigen und der planparallelen Platte stehen senkrecht aufeinander. Mit einer Mikrometerschraube lassen sich die keilförmigen Platten exakt parallel zueinander verschieben, so daß sich ihre effektive Dicke variieren läßt. Damit ist es möglich ist, beliebige Phasenverschiebungen zu erreichen.

Die verwendete $\lambda/4$ -Platte ist nicht unbedingt notwendig, dann müssen allerdings Photodioden und Wollaston-Prisma als Gesamteinheit zur Justage drehbar sein. Dies war jedoch im Aufbau relativ schwierig zu verwirklichen. Im Aufbau mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte können Wollaston-Prisma und Photodioden fest justiert bleiben. Die Verzögerungsplatte wird so orientiert, daß ihre Hauptachsen unter 45° zu denen des Kristalls ausgerichtet sind.

Wenn an den Kristall kein Feld angelegt ist, wird die statische Doppelbrechung des Kristalls mit dem Babinet-Kompensator so kompensiert, daß der Lichtstrahl wieder linear polarisiert ist. Bei angelegtem elektrischem Feld ändert sich der Polarisationszustand des Lichts. Dies ist in Abb. 3.8 für Phasenverschiebungen von $\delta = 45^\circ$ und $\delta = 90^\circ$ dargestellt. Bei $\delta = 90^\circ$ ist der ursprünglich

linear polarisierte Lichtstrahl nunmehr zirkular polarisiert. Es sei darauf hingewiesen, daß dies stark übertrieben ist und die Phasenverschiebungen bei den gemessenen Spannungen selten größer als ca. $0,4^\circ$ waren. Diesen Wert errechnet man bei einem Feld von 10^5 V/m, d. h. einer Spannung von 1 V an einer $10\text{ }\mu\text{m}$ breiten Streifenleitung. Diese geringen Phasenverschiebungen wären in der Abbildung aber kaum zu erkennen.

Die Funktionsweise der $\lambda/4$ -Platte ist in Abb. 3.9 dargestellt. Bei $\delta = 0^\circ$ ändert sich nichts am Polarisationszustand des Strahls, da die Polarisationsrichtung des Lichts mit einer Hauptachse der $\lambda/4$ -Platte übereinstimmt. Bei $\delta = 90^\circ$, also bei zirkularer Polarisation des Strahls hinter dem Babinet-Kompensator bewirkt die zusätzliche Phasenverschiebung der $\lambda/4$ -Platte, daß der Strahl wieder linear polarisiert wird, nun aber um 45° zur ursprünglichen Richtung gedreht. Eine Phasenverschiebung um $\delta = 90^\circ$ dreht also die Polarisationsrichtung um 45° .

Der Laserstrahl wird mit dem Wollaston-Prisma anschließend in zwei Strahlen mit senkrecht aufeinander stehender Polarisation zerlegt. Diese Polarisationsrichtungen wurden so gewählt, daß sie mit den Hauptachsen des LiTaO_3 -Kristalls übereinstimmen. In den Abbildungen 3.8 und 3.9 ist das die horizontale und die vertikale Achse. Eine Photodiode erhält also den horizontal, die andere den vertikal polarisierten Anteil des Strahls. Wenn am Kristall kein Feld anliegt ($\delta = 0$) so erkennt man aus Abb. 3.9, daß beide Photodioden gleiche Intensität erhalten. Die Differenz beider Photoströme ist daher Null. Dies ändert sich jedoch bei $\delta \neq 0$. Je nach Vorzeichen der Phasenverschiebung wird ein Teilstrahl heller und der andere dunkler und die Differenz der Photoströme damit ungleich Null. Bei $\delta = +90^\circ$ erhält eine Photodiode volles, die andere dagegen kein Signal, bei $\delta = -90^\circ$ liegt die Polarisation senkrecht dazu und die entsprechend andere Diode erhält volles Signal.

Der Vorteil der Differenzmethode ist zum einen, daß Intensitätsschwankungen in der Laserleistung sich zum großen Teil aufheben, da beide Photodioden gleichermaßen davon betroffen sind und nur die Differenz der Photoströme verstärkt wird. Zum anderen ist die Empfindlichkeit doppelt so hoch wie mit nur einer Photodiode, da die Intensitätsänderungen in beiden Dioden umgekehrtes Vorzeichen haben. Insgesamt ist dadurch die Empfindlichkeit etwa um einen Faktor 20 größer als ohne Differenzmethode, was die Meßzeit (bei gleichem Signal/Rausch Verhältnis) um den Faktor 400 verkürzt.

Mit diesem Aufbau wird eine Spannungsempfindlichkeit von ca. $1\text{ mV}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $10\text{ }\mu\text{m}$ breiten Streifenleitungen erreicht. Dies entspricht einem elektrischen Feld von 100 V/m . Der Bereich, in dem die Methode linear arbeitet, erstreckt sich über $4\frac{1}{2}$ Größenordnungen bis ca. 40 V ($4 \cdot 10^6\text{ V/m}$), wenn man 1 % Abweichung von der Linearität als tolerierbar zuläßt.

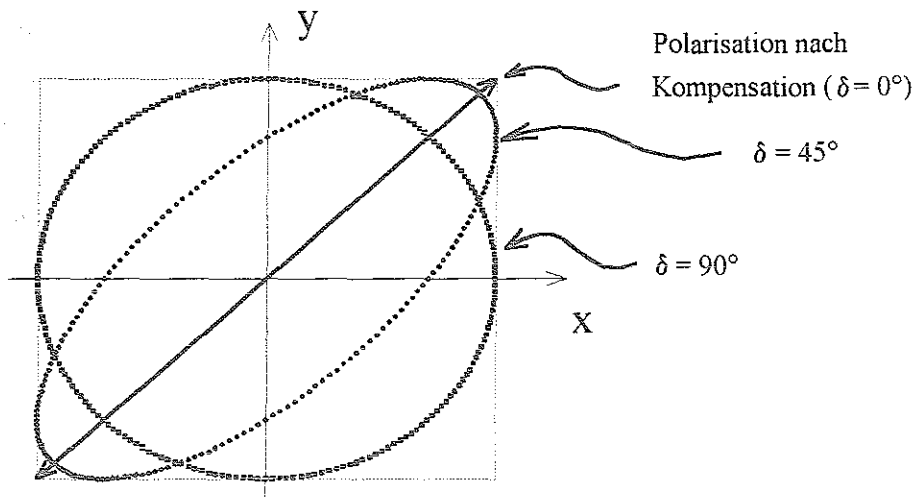


Abb. 3.8: Polarisation des Probe-Strahls nach Durchlaufen von LiTaO_3 -Kristall und Babinet-Kompensator. Eingezeichnet ist die Polarisation bei vollständiger Kompensation ($\delta = 0^\circ$, linear polarisiert) und bei Phasenverschiebungen von $\delta = 45^\circ$ (elliptisch polarisiert) und $\delta = 90^\circ$ (zirkular polarisiert). Die tatsächlich im Experiment auftretenden Phasenverschiebungen sind mit $\delta < 1^\circ$ viel geringer.

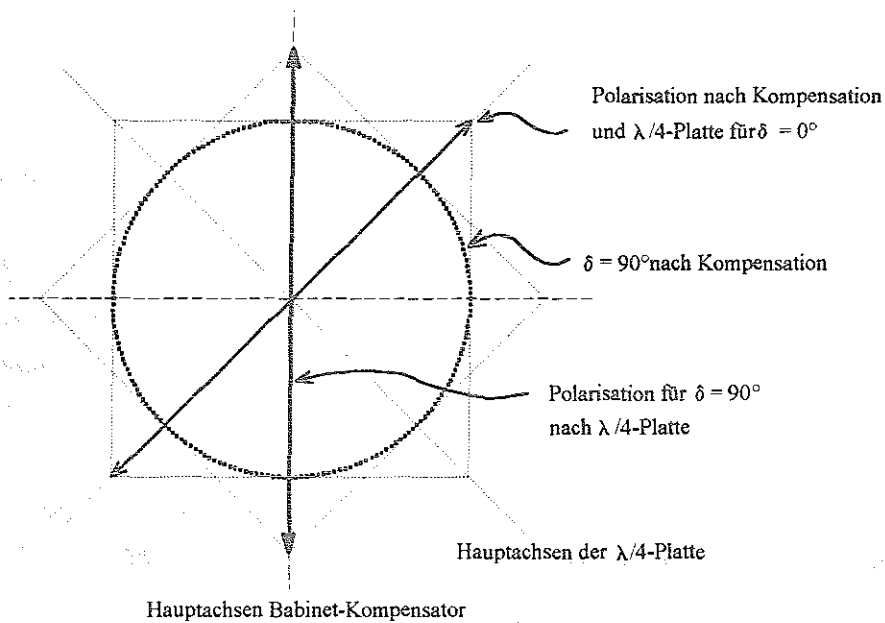


Abb. 3.9: Polarisationszustand des Probe-Strahls hinter der $\lambda/4$ -Platte. Für $\delta = 0^\circ$ ändert die Verzögerungsplatte nichts am Polarisationszustand des Strahls, beide Photodioden erhalten gleiches Signal. Für $\delta = 90^\circ$ ist der Strahl hinter dem Kompensator zirkular polarisiert (Abb. 3.8). Die $\lambda/4$ -Platte macht daraus linear (senkrecht) polarisiertes Licht, so daß eine Photodiode volles, die andere dagegen kein Signal erhält. Die Hauptachsen der $\lambda/4$ -Platte sind gepunktet, die des Babinet-Kompensators gestrichelt gezeichnet.

4. Pulsausbreitung auf Koplanarleitungen

Die im Experiment untersuchten elektromagnetischen Wellen haben Frequenzen von ca. 10 GHz bis 1 THz, mit Wellenlängen (im Vakuum) von 30 mm bis 0,3 mm. Diese Wellen werden zu den Mikrowellen gerechnet, den hochfrequenten Bereich kann man allerdings schon als Ferninfrarot (FIR) bezeichnen. Diese Wellen können durchaus noch mit elektrischen Leitungen geführt werden, allerdings müssen die Dimensionen der Leitungen den Wellenlängen angepaßt sein. Einige der vielen Typen, die in der Technik Verwendung finden sind in Abb. 4.1 dargestellt. Die in der Hochfrequenztechnik am meisten verbreitete Mikrostreifenleitung eignet sich für die Messung mittels transversalem elektrooptischen Sampling wegen ihrer ungünstigen Feldverteilung nur bedingt. Daher wurde der Koplanarleitung der Vorzug gegeben. Diese eignet sich wegen ihrer, für diese Art der Messungen idealen Feldverteilung und der Tatsache, daß bei ihr die Integration eines Photoschalters in Flip-Chip Geometrie besonders einfach ist.

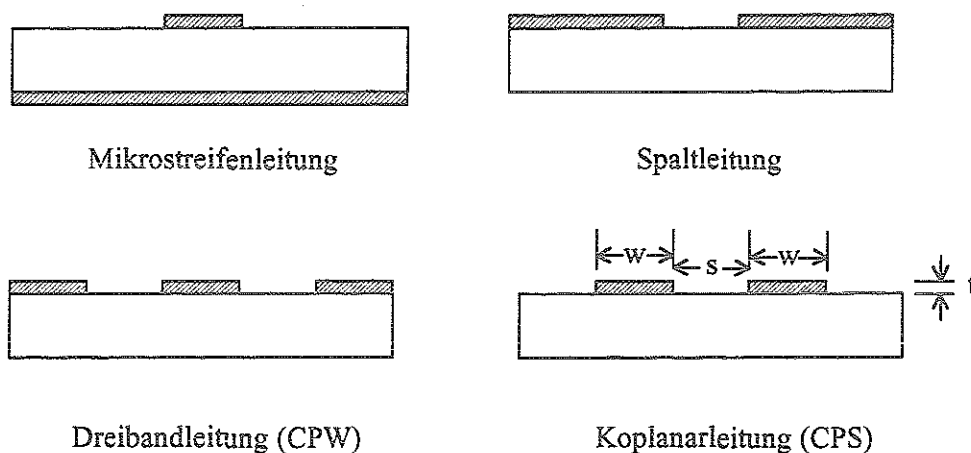


Abb. 4.1: Verschiedene, in der Hochfrequenztechnik gebräuchliche Streifenleitungsgeometrien.

Allen gezeigten Streifenleitungsgeometrien ist gemeinsam, daß sie nach oben offen sind. Die planare Geometrie ist Voraussetzung für die Herstellung von integrierten Mikrowellenschaltkreisen, bringt gegenüber Koaxialleitungen aber auch einige Nachteile mit sich. So sorgt die Grenzfläche zwischen Luft und Dielektrikum dafür, daß sich keine reinen transversalelektromagnetischen (TEM) Wellen auf den Streifenleitungen ausbreiten können. Die Moden erhalten durch das inhomogene Dielektrikum longitudinale Anteile, also Feldanteile in Richtung der Ausbreitungsrichtung. Man spricht deshalb von Quasi-TEM-Wellen. Dies macht die Analyse der Ausbreitungseigenschaften sehr schwierig und führt zu starker Dispersion.

Im folgenden soll die Theorie der Signalausbreitung auf diesen Leitungen näher beleuchtet werden. Ein Spannungspuls, der am Ort $z = 0$ in die Streifenleitung eingekoppelt wird, erfährt während der Propagation auf der Leitung Absorption und Dispersion, so daß er nach dem

Laufweg z breiter geworden ist und in der Amplitude abgenommen hat. Absorption und Dispersion sind im allgemeinen frequenzabhängig und können mit einem Propagationsfaktor $\gamma(f)$ beschrieben werden:

$$\gamma(f) = \alpha(f) + i \cdot \beta(f), \quad (4.1)$$

wobei $\alpha(f)$ ist die frequenzabhängige Absorption und $\beta(f)$ die frequenzabhängige Phase ist. Die Propagation der Pulse läßt sich also beschreiben durch

$$V(f, z) = V(f, 0) \cdot e^{-\gamma z} = V(f, 0) \cdot e^{-(\alpha + i\beta)z}. \quad (4.2)$$

$V(f, 0)$ bzw. $V(f, z)$ sind die Fourier-Transformierten des Ausgangspulses $v(t, 0)$ und des propagierten Pulses $v(t, z)$ nach der Laufstrecke z . Mit Kenntnis des Ausgangspulses und des Propagationsfaktors läßt sich somit der Puls an einer beliebigen Stelle z der Leitung berechnen:

$$v(t, z) = F^{-1} \{ F[v(t, 0)] \cdot e^{-\gamma(f)z} \}, \quad (4.3)$$

wobei F die Fourier-Transformation und F^{-1} die inverse Fourier-Transformation bedeuten.

4.1 Dispersion

Die Dispersionseigenschaften von Koplanarleitungen wurden von Hasnain et al. (1986 und 1990) analytisch und numerisch intensiv untersucht. Die Phase einer Welle läßt sich darstellen als

$$\beta(f) = 2\pi \frac{f}{c} \sqrt{\varepsilon_{eff}(f)} = 2\pi \frac{f}{c} n_{eff}(f) \quad (4.4)$$

wobei ε_{eff} die effektive Dielektrizitätskonstante und n_{eff} der effektive Brechungsindex ist, den der Puls verspürt. Bei der Beschreibung der Eigenschaften von Streifenleitungen lassen sich grob drei Bereiche unterscheiden, je nachdem ob die betrachtete Wellenlänge größer, gleich oder kleiner ist als die Querabmessung $s + 2w$ der Leitung.

Der effektive Index einer Koplanarleitung liegt bei niedrigen Frequenzen, also für Wellenlängen die viel größer als die Dimension der Leitung sind, zwischen dem Brechungsindex von Luft und dem des Dielektrikums und ist bei hinreichend dicken Substraten einfach durch das arithmetische Mittel der Indizes von Luft ($\varepsilon = 1$) und Dielektrikum ($\varepsilon = \varepsilon_r$) gegeben:

$$n_{avg} = \sqrt{(\varepsilon_r + 1)/2} \quad (4.5)$$

Bei hohen Frequenzen, wenn die Wellenlänge vergleichbar mit den Abmessungen der Streifenleitung wird, ändert sich die Feldverteilung, der effektive Index wird frequenzabhängig und ist gegeben durch den Prozentsatz der Feldlinien in beiden Medien. Bei sehr hohen Frequenzen, wenn die Wellenlängen viel kleiner als die Abmessungen der Leitung sind, befinden

sich fast alle Feldlinien im Dielektrikum und der effektive Index erreicht den des Substrats:

$$n_{eff}(\infty) = \sqrt{\epsilon_r} = n_r \quad (4.6)$$

Die Dispersionskurve einer Koplanarleitung hat also einen S-förmigen Verlauf und der effektive Index n_{eff} steigt vom quasistatischen Wert n_q bei niedrigen Frequenzen, auf den Substratwert n_r bei hohen Frequenzen an. Der Wert n_q stimmt nur bei unendlich dicken Substraten mit n_{avg} überein und kann durch den Ausdruck

$$n_q = 1 + \frac{n_{avg} - 1}{[1 + (s/d)^{1.95}]^{0.37}} \quad (4.7)$$

angenähert werden, wobei s die Breite der Leitung und d die Dicke des Substrats bedeuten (Hasnain et al. (1986 und 1990)). Bei dieser Näherung wurde $s/w = 1$ angenommen, w ist der Abstand der Leitungen (Abb. 4.1).

Die Autoren konnten eine Näherungsgleichung für n_{eff} in geschlossener Form angeben, die die Dispersionseigenschaften von Koplanarleitungen über einen weiten Frequenzbereich gut beschreibt:

$$n_{eff}(f) = n_q + \frac{n_r - n_q}{1 + (f_{disp}/f)^{1.8}} \quad (4.8)$$

wobei f_{disp} die Dispersions-Frequenz ist, die durch den Wendepunkt der S-förmigen Dispersionskurve bestimmt wird. Die Dispersionsfrequenz f_{disp} berechnet sich aus dem Ausdruck

$$\log\left(\frac{f_{disp}}{f_{TE}}\right) = \frac{1}{2}(\sqrt{q^2 + 0,14} - q) \quad , \text{ mit } q = \log(s/d) \quad (4.9)$$

$$f_{TE} = \frac{c}{4d\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (4.10)$$

ist eine Näherung für die cut-off Frequenz der TE-Mode niedrigster Ordnung und $c = 3 \cdot 10^8$ m/s ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Oberhalb dieser Frequenz können sich auch Moden höherer Ordnung im Substrat ausbreiten. Diese haben andere Feldverteilungen was zur Folge hat, daß die Signalausbreitung dispersiv wird. Die Dispersionskurven für verschiedene Parameter sind in Abb. 4.2 dargestellt. Man sieht, daß sich der Punkt ab dem Dispersion einsetzt mit abnehmender Dimension der Leitung zu hohen Frequenzen hin verschiebt. Die Substratdicke hat bis herunter zu $d = 50 \mu\text{m}$ fast keinen Einfluß auf die Form der Kurven.

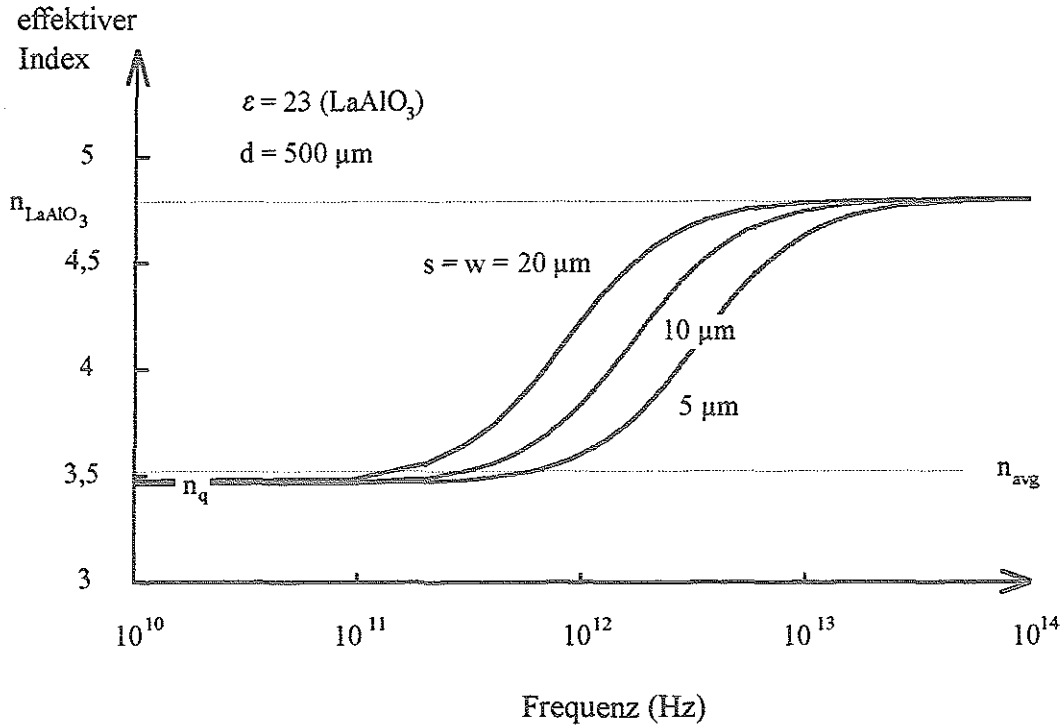


Abb. 4.2: Der effektive Brechungsindex ϵ_{eff} einer Koplanarleitung auf einem $500 \mu\text{m}$ dicken LaAlO_3 -Substrat als Funktion der Frequenz für verschiedene Leitungsabstände. f_{disp} ist durch den Wendepunkt der Kurven gegeben. Für unendlich dicke Substrate stimmt n_q mit n_{avg} überein. Bei sehr hohen Frequenzen befinden sich alle Feldlinien im Substrat und es gilt $n_{\text{eff}} = n_{\text{LaAlO}_3}$.

4.2 Absorption

Wie oben erläutert, bewegen sich die einzelnen Frequenzkomponenten des Pulses mit einer Geschwindigkeit, die gegeben ist durch

$$v(f) = \frac{c}{n_{\text{eff}}(f)} \quad (4.11)$$

Diese Geschwindigkeit ist größer als die einer elektromagnetischen Welle, die im Substrat ausbreitungsfähig ist. Aus diesem Grund verliert der Puls Energie durch Strahlung in das Substrat. Dieser Mechanismus ist ähnlich dem der Entstehung von Cherenkov-Strahlung, die ein schnelles Teilchen beim Eintritt in ein Material mit einem höheren Brechungsindex aussendet. Der Winkel, unter dem diese Strahlung ausgesendet wird ist gegeben durch

$$\cos \Psi = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)}}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.12)$$

Dies ist schematisch in Abb. 4.3 dargestellt. Der nach vorne gerichtete Kegel soll nicht bedeuten, daß die ins Substrat abgestrahlte Welle dem Puls auf der Leitung vorwegläuft, sondern soll die Richtung der abgestrahlten Welle andeuten.

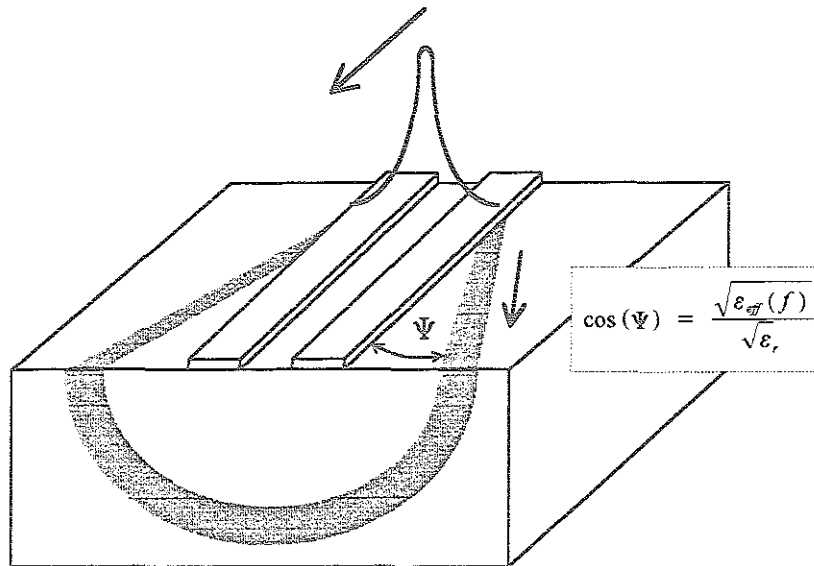


Abb. 4.3: Ein elektrischer Puls auf einer Koplanarleitung erfährt Verluste durch Strahlung in das Substrat. Ursache ist die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle auf der Leitung und im Substrat (nach Phatak et al. (1990)).

Die Verluste durch Strahlung ins Substrat sind von Rutledge et al. (1983) berechnet worden. Da diese Berechnungen mittels Voll-Wellen Analyse durchgeführt wurden, bei denen eine kontinuierliche Anregung zugrunde gelegt wird, ergibt sich die Frage, ob diese Rechnungen bei ps-Messungen überhaupt anwendbar sind. So sind die Zeitfenster bei diesen Messungen kleiner, oder zumindest in der gleichen Größenordnung, wie die Umlaufzeit einer Welle in einem 0,5 mm dicken Substrat ($\epsilon = 23$, $\Rightarrow 16$ ps!). Messungen dazu wurden von Frankel et al. (1991) durchgeführt. Es zeigten sich erst bei Frequenzen um 1 THz kleine Abweichungen von den Berechnungen. Die Autoren fanden eine gute Übereinstimmung ihrer Meßergebnisse der frequenzabhängigen Strahlungsverluste α_{rad} mit der empirischen Formel:

$$\alpha_{rad}(f) = \pi^3 \cdot \frac{(3 - \sqrt{8})}{2} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}} \cdot \left(1 - \frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}\right)^2 \frac{(s + 2w)^2 \epsilon_r^{3/2}}{c^3 K'(k) K(k)} f^3, \{dB/m\} \quad (4.13)$$

mit $k = s/(s + 2w)$. $K(k)$ ist das vollständige elliptische Integral erster Gattung und $K'(k) = K(\sqrt{1 - k^2})$. Diese Integrale sind tabelliert. Mit $s = w$ erhält man $k = 1/3$ und damit $K(1/3) = 1,6175$, sowie $K'(1/3) = K(0,94) = 2,529$ (siehe z. B. Bronstein und Semendjajew (1981)).

Damit erhält man:

$$\alpha_{rad}(f) \approx 6,65 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}} \cdot \left(1 - \frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}\right)^2 \frac{s^2 \cdot \epsilon_r^{3/2}}{c^3} f^3 \quad \{\text{Np/m}\} \quad (4.14)$$

α_{rad} wurde in Neper/m umgerechnet. Es gilt:

$$dB = 20 \cdot \log \frac{U_1}{U_2}, \quad Np = \ln \frac{U_1}{U_2}, \quad \text{und daher:}$$

$$1Np = \frac{20}{\ln 10} dB = 8,686 dB \quad (4.15)$$

Der Verlauf der Absorptionskurve ist in Abb. 4.4 für verschiedene Leitungsgeometrien dargestellt. Bei niedrigen Frequenzen dominiert der f^3 -Term und die Verluste steigen sehr stark mit der Frequenz an. Bei hohen Frequenzen, wenn sich die Dispersion der Leitung bemerkbar macht und ϵ_{eff} ansteigt, zeigen die Strahlungsverluste eine geringere Frequenzabhängigkeit.

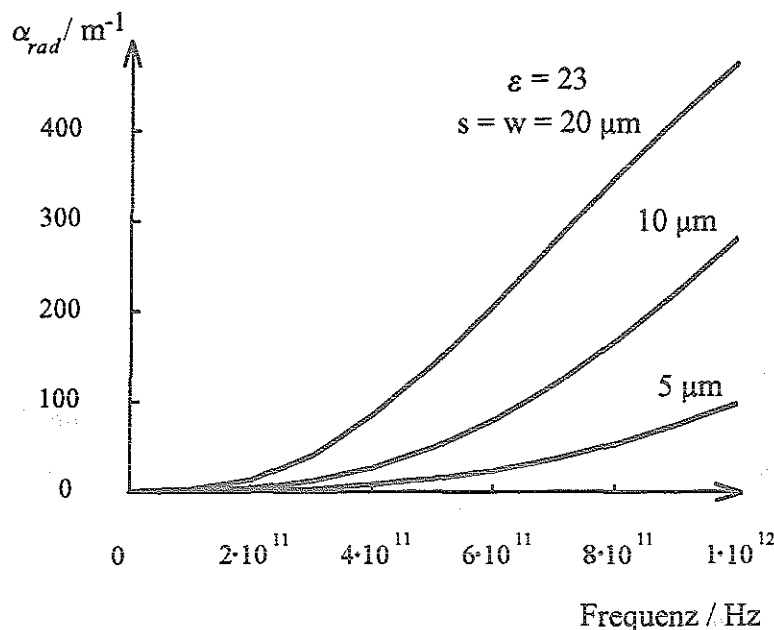


Abb. 4.4: Absorption eines elektrischen Signals auf einer Koplanarleitung durch Strahlung in das Substrat als Funktion der Frequenz für verschiedene Leitungsgeometrien. Als Substrat wurde wieder LaAlO_3 angenommen. Man sieht, daß kleine Leitungsgeometrien geringe Strahlungsverluste bedeuten, allerdings steigen damit (bei Metallen) auch die ohmschen Verluste stark an, so daß hier ein Kompromiß gefunden werden muß.

Bei einem Leitungsabstand von $20 \mu\text{m}$ und einer Frequenz von 1 THz , mit LaAlO_3 als Substratmaterial ($\epsilon = 23$), ist $\alpha_{rad} > 500 / \text{m}$. Nach nur 1 mm Laufweg ist der Frequenzanteil bei

1 THz daher auf etwa 60 % des Ausgangswertes abgesunken. Man sieht in der Abbildung, daß sich die Verkleinerung der Dimensionen der Leitung positiv auswirkt. Substrate mit niedrigen Dielektrizitätskonstanten sind ebenfalls sehr günstig. Interessant sind in diesem Zusammenhang die Arbeiten von Dykaar et al. (1990) und Keil et al. (1992), die durch Unterätzen eine nahezu freitragende Koplanarleitungsstruktur mit sehr geringer Dispersion und Absorption herstellen konnten.

Zusätzlich zu dem oben beschriebenen Verlustmechanismus durch Strahlung in das Substrat kann das Substrat selbst die Mikrowelle absorbieren. Eine Gleichung für die Substratverluste ist von Gupta et al. (1979, S.287) angegeben worden. Mit kleinen Vereinfachungen gilt:

$$\alpha_{\text{del}}(f) \approx \frac{\pi \cdot \epsilon_r \cdot \tan(\delta) \cdot f}{c \cdot \sqrt{2(\epsilon_r + 1)}} \quad \{\text{Np/m}\}. \quad (4.16)$$

Die Verlustwinkel $\tan(\delta)$ üblicher Substrate, wie MgO und LaAlO_3 , liegen bei den betrachteten Frequenzen etwa in der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-2} .

4.3 Metallische Streifenleitungen

Bisher wurden nur die Einflüsse der Geometrie der Streifenleitungen auf die Dispersion der Pulse berücksichtigt. Bei hohen Frequenzen verteilt sich der Strom aber nicht mehr über den ganzen Querschnitt des Leiters, sondern fließt nur noch in einem oberflächennahen Bereich. Dieser Effekt, der als *Skin-Effekt* bezeichnet wird, führt zu einer Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung und zu einem erhöhten Widerstand im Vergleich zum Gleichstromwiderstand. Die Impedanz eines Leiters wird üblicherweise auf die Oberflächenimpedanz Z_s zurückgeführt, da bei hohen Frequenzen die Volumen-Eigenschaften des Leiters keine Rolle mehr spielen. Diese ist definiert als das Verhältnis von Spannung und Strom entlang der Oberfläche. Für ebene metallische Leiter der Dicke t gilt nach Matlick (1969):

$$Z_s(f) = \frac{1+i}{\sigma \cdot \delta(f)} \coth \left[\frac{(1+i) \cdot t}{\delta(f)} \right], \quad (4.17)$$

wobei die frequenzabhängige Skintiefe δ durch den Ausdruck

$$\delta(f) = \frac{1}{\sqrt{f \sigma \mu_0 \pi}} \quad (4.18)$$

gegeben ist. Dies läßt sich auch schreiben als

$$Z_s(f) = \sqrt{\frac{i \cdot 2 \pi \mu_0 f}{\sigma}} \cdot \coth \left[t \cdot \sqrt{i \cdot 2 \pi \mu_0 f \sigma} \right] \quad (4.19)$$

σ ist die spezifische Leitfähigkeit der Streifenleitung und $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am die magnetische Feldkonstante. Der coth-Term berücksichtigt die endliche Dicke t der Streifenleitung. Abb. 4.5 zeigt die Skintiefe im hier interessierenden Frequenzbereich von 1 bis 1000 GHz für verschiedene Leitfähigkeiten σ .

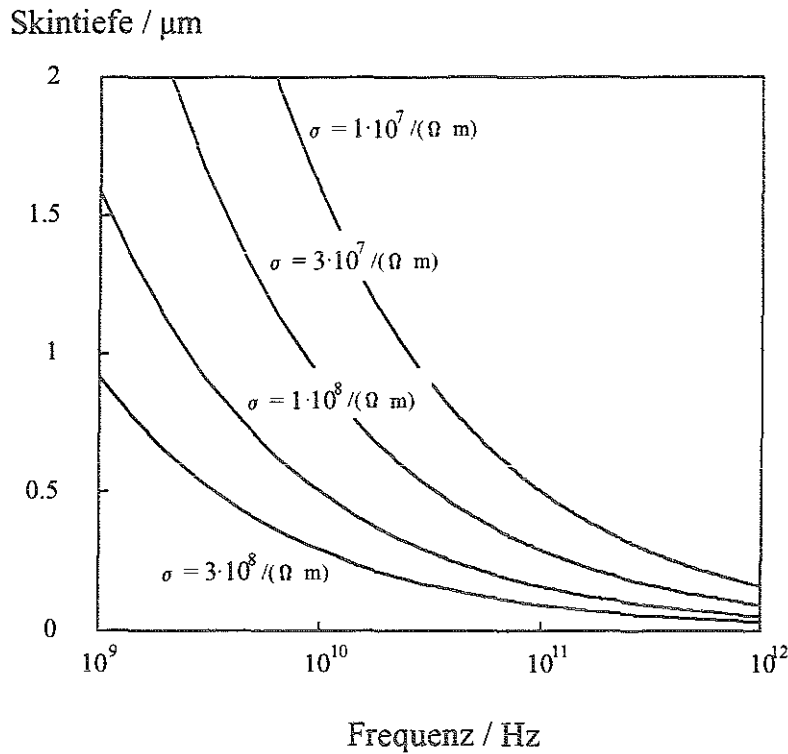


Abb. 4.5: Die Skintiefe als Funktion der Frequenz für verschiedene spezifische Leitfähigkeiten σ ($\sigma_{\text{Gold}}(300 \text{ K}) \approx 5 \cdot 10^7 \text{ /(}\Omega \text{m)}$).

Der Widerstand eines massiven Leiters steigt bei hohen Frequenzen an, da nur noch eine Randschicht der Dicke δ zum Stromtransport beiträgt. Damit erhält die Propagationskonstante $\gamma(f)$ einen zusätzlichen Anteil, der von der Oberflächenimpedanz $Z_s(f)$ des Leiters abhängt:

$$\gamma_{\text{cond}}(f) = \frac{Z_s(f)}{Z_0} \cdot g \quad (4.20)$$

Der zusätzliche Absorptionsanteil aufgrund des metallischen Leiters ist durch den Realteil der Oberflächenimpedanz

$$\alpha_{\text{cond}}(f) = \text{Re} \left[\frac{Z_s(f)}{Z_0} \right] \cdot g \quad (4.21)$$

und der zusätzliche Dispersionsanteil durch deren Imaginärteil gegeben:

$$\beta_{\text{cond}}(f) = \text{Im} \left[\frac{Z_s(f)}{Z_0} \right] \cdot g. \quad (4.22)$$

Z_0 ist die charakteristische Impedanz der Streifenleitung, für die nach Gupta et al. (1979) gilt:

$$Z_0 = \frac{120\pi}{n_{\text{eff}}} \frac{K(k)}{K'(k)} \approx \frac{241}{n_{\text{eff}}} \quad \{\Omega\}, \quad (4.23)$$

wobei wieder $w = s$ und damit $k = 1/3$ gesetzt wurde. Man beachte, daß Z_0 frequenzabhängig ist, da n_{eff} frequenzabhängig ist. Z_0 als Funktion der Frequenz und der Dielektrizitätskonstante ϵ des Substrats ist in Abb. 4.6 dargestellt.

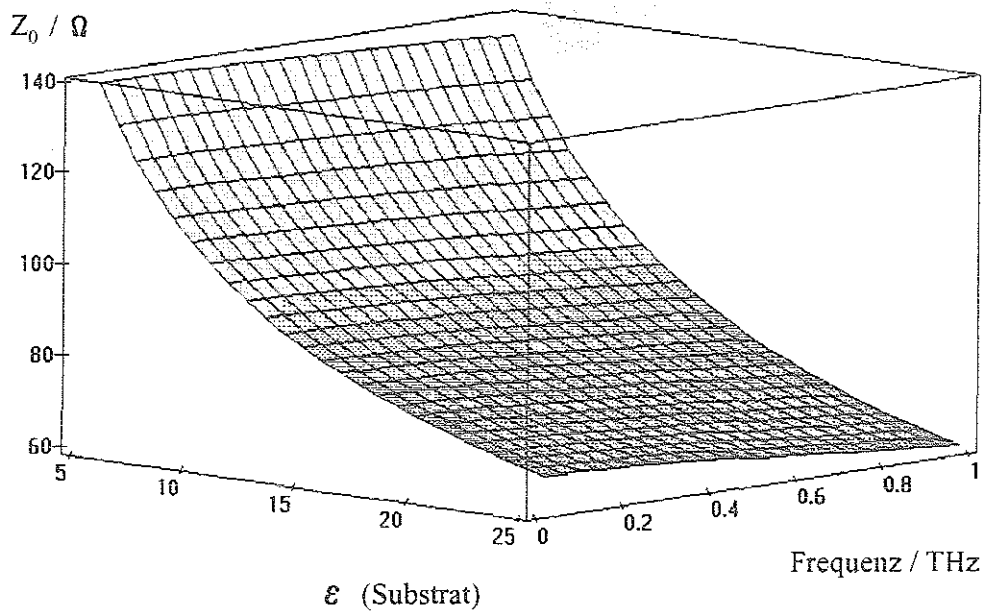


Abb. 4.6: Die Impedanz Z_0 einer Koplanarleitung mit $w = s = 10 \mu\text{m}$ als Funktion von Frequenz und Dielektrizitätskonstante ϵ_r des Substrats.

Will man, z. B. für integrierte Mikrowellenschaltkreise, eine Impedanz von 50Ω erreichen, so muß man die Breite w der Streifenleitungen sehr viel größer als ihren Abstand s wählen.

Mit der Näherungsformel

$$\frac{K(k)}{K'(k)} = \frac{\pi}{\ln \left[2 \cdot \frac{1 + (1 - k^2)^{1/4}}{1 - (1 - k^2)^{1/4}} \right]} \quad \text{für } 0 \leq k \leq 0.707 \quad (4.24)$$

wurde in Abb. 4.7 die charakteristische Impedanz Z_0 als Funktion von w und ϵ_r bestimmt. Dabei wurde eine Frequenz von 500 GHz gewählt und $s = 5 \mu\text{m}$ gesetzt.

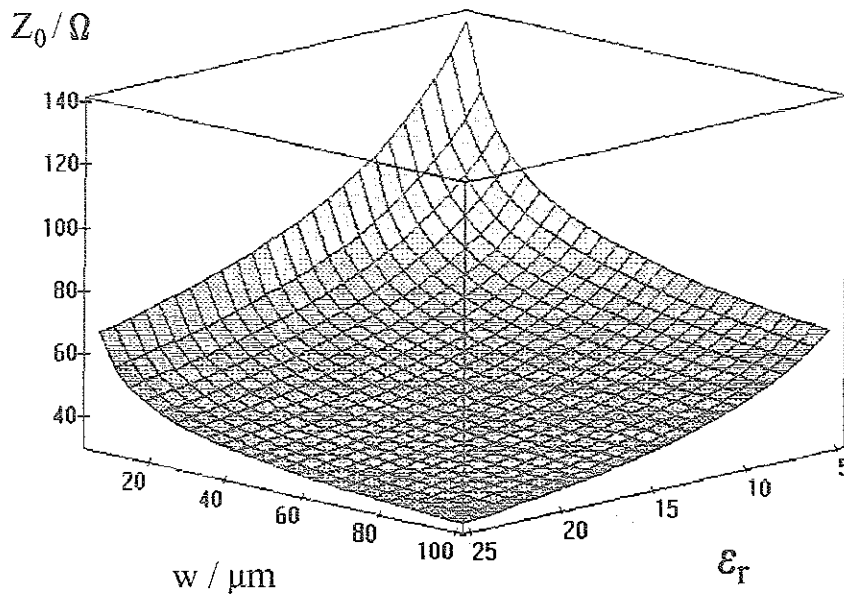


Abb. 4.7: Die Impedanz Z_0 einer Koplanarleitung als Funktion von Streifenbreite w und Dielektrizitätskonstante ϵ_r des Substrats. Die Frequenz wurde mit $f = 500 \text{ GHz}$ konstant angenommen und der Abstand der Streifenleitung $s = 5 \mu\text{m}$ gewählt.

g ist ein geometrieabhängiger Faktor, der ebenfalls von Gupta et al. (1979) angegeben wurde:

$$g = 2 \cdot \frac{P'}{\pi s} \cdot \left(1 + \frac{w}{s}\right) \cdot \frac{\frac{1,25}{\pi} \cdot \ln\left[\frac{4\pi w}{t}\right] + 1 + \frac{1,25t}{\pi w}}{\left\{1 + \frac{2w}{s} + \frac{1,25t}{\pi s} \cdot \left(1 + \ln\left[\frac{4\pi w}{t}\right]\right)\right\}^2} \quad \{\text{Np/m}\}, \quad (4.25)$$

$$\text{mit} \quad P' = k \cdot \left[\left(1 - \sqrt{1 - k^2}\right) \cdot (1 - k^2)^{3/4} \right]^{-1} \cdot \left(\frac{K(k)}{K'(k)} \right)^2 \quad \text{für } 0 \leq k \leq 0.707, \quad (4.26)$$

$$\text{bzw.} \quad P' = \left[(1 - k) \sqrt{k} \right]^{-1} \quad \text{für } 0.707 \leq k \leq 1. \quad (4.27)$$

g ist nur schwach von der Schichtdicke t abhängig. Für $w = s = 10 \mu\text{m}$ ist $g = 1,26 \cdot 10^5 \text{ Np/m}$.

Mit den so errechneten Werten sind in Abb. 4.8 Absorption α_{cond} und Dispersion β_{cond} von metallischen Streifenleitungen als Funktion von Leitfähigkeit und Frequenz dargestellt.

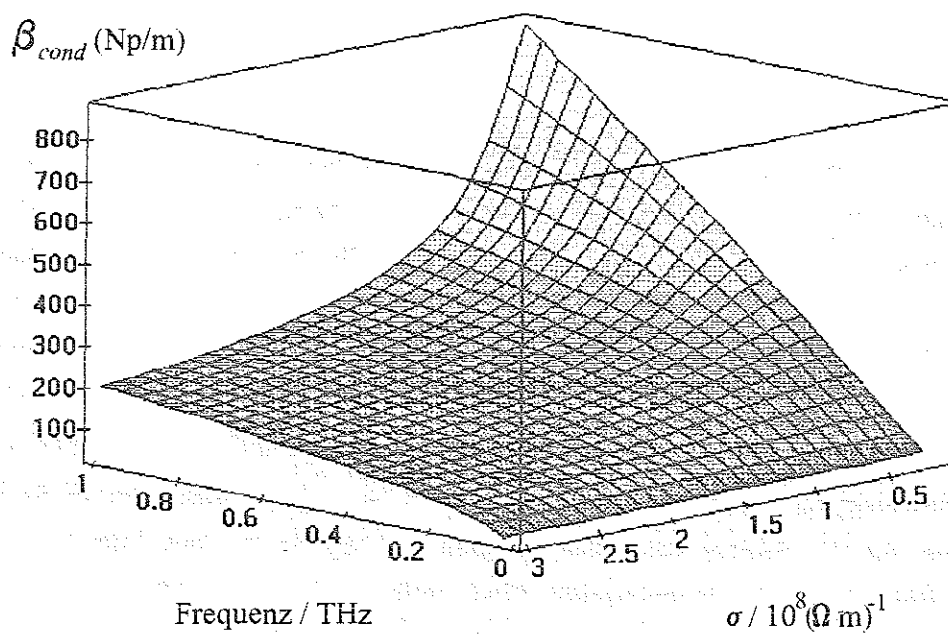
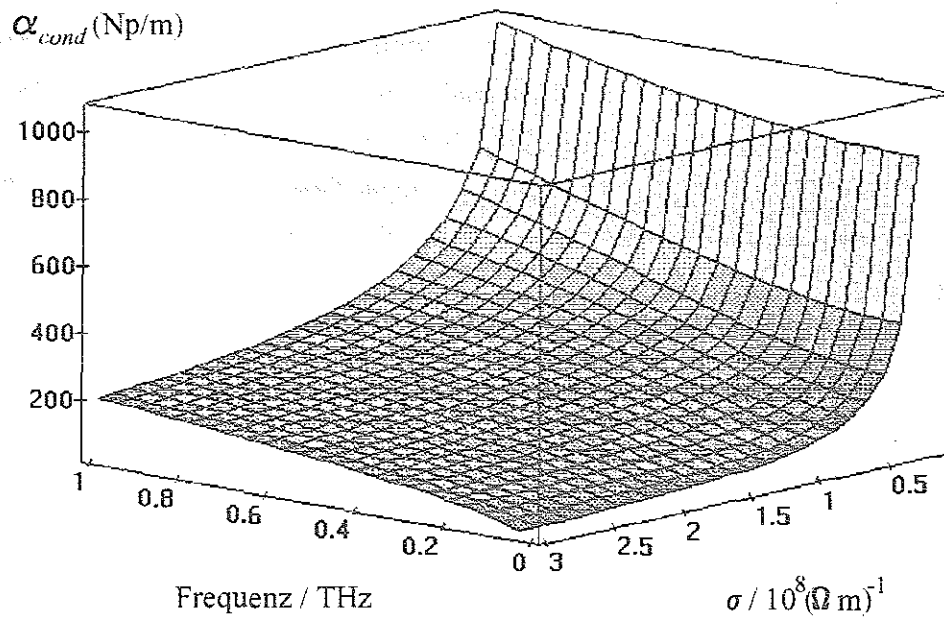


Abb. 4.8: Absorption α_{cond} und Dispersion β_{cond} von metallischen Streifenleitungen als Funktion von Frequenz und Leitfähigkeit σ des Leitermaterials.

4.4 Supraleiter

Die BCS-Theorie, die von Bardeen, Cooper und Schrieffer 1957 formuliert und nach deren Anfangsbuchstaben benannt wurde, erklärt die Supraleitung unterhalb einer kritischen Temperatur T_c durch eine schwache, anziehende und durch Phononen vermittelte Wechselwirkung. Im Rahmen dieser Theorie kondensieren bei $T = 0$ K sämtliche Elektronen aus dem Leitungsband zu „Cooper-Paaren“. Ein solches Cooper-Paar besteht aus zwei Elektronen und gehorcht, da es den Gesamtspin 1 besitzt, der Bose-Statistik. Diese sind von den Elektronenzuständen durch eine Energielücke Δ getrennt. Um ein solches Paar aufzutrennen ist daher eine Energie von $E = 2\Delta(0)$ erforderlich. Diese Cooper-Paare können einen Strom völlig verlustfrei transportieren.

Für schwach koppelnde Supraleiter liefert die BCS-Theorie für die Energielücke Δ :

$$2\Delta(0) = 3,53 \cdot k_B \cdot T_c \quad (4.28)$$

mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K. Für die Anregung mit elektromagnetischer Strahlung ergibt sich daraus eine Grenzfrequenz f_{max} :

$$h \cdot f_{max} = 2 \cdot \Delta(0) \quad (4.29)$$

Oberhalb dieser Grenzfrequenz reicht die Energie der Photonen des elektromagnetischen Feldes aus, um die Cooper-Paare aufzubrechen und die Supraleitung zu zerstören. Im Fall von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bedeutet das bei $T_c = 92$ K eine Grenzfrequenz von $f_{max} \approx 7$ THz, wenn die BCS-Theorie anwendbar wäre. Messungen der Energielücke von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ werden in Kapitel 7 vorgestellt.

Bei Temperaturen $T \neq 0$ hängt die Grenzfrequenz natürlich vom Temperaturverlauf der Energielücke ab. Das bisher gesagte bedeutet aber nicht, daß ein Supraleiter bei Hochfrequenzanregung unterhalb von f_{max} verlustfrei ist. Oberhalb von $T = 0$ K existiert eine endliche Zahl von ungepaarten Elektronen (Quasiteilchen), die vom elektrischen Feld beschleunigt werden. Diese Quasiteilchen verhalten sich wie Elektronen in einem normalen Metall und führen, wie die Leitungselektronen im normalleitenden Zustand, zu ohmschen Verlusten. Zu diesen Verlusten trägt aber nur ein oberflächennaher Bereich der Dicke λ bei. λ beschreibt die Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes. Innerhalb einer Randschicht der Dicke λ fließen Abschirmströme, die das äußere Feld kompensieren und das Innere des Supraleiters feldfrei halten. In die Berechnung der magnetischen Eindringtiefe geht die Kohärenzlänge ξ_0 und die mittlere freie Weglänge l der normalleitenden Elektronen ein. Die Kohärenzlänge ξ_0 ist die kleinste Länge, über die sich die Dichte der Cooper-Paare ändern kann.

Bei $T = 0$ K gilt:

$$\xi_0 = \frac{\hbar \cdot v_F}{\pi \cdot \Delta(0)} \quad (4.30)$$

$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ J $\cdot$ s ist das Drehimpulsquantum und v_F die Geschwindigkeit der Elektronen an der Fermikante.

Damit gilt für die magnetische Eindringtiefe λ bei $T = 0$ K:

$$\lambda(l) = \lambda_L \sqrt{1 + \frac{\pi \cdot \xi_0}{2 \cdot l}}, \quad (4.31)$$

wobei λ_L die London'sche Eindringtiefe ist, gegeben durch:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 \cdot N_s \cdot e^2}} \quad (4.32)$$

Hier bedeuten N_s die Cooper-Paardichte, $e^* = 2e$ die Ladung und $m^* = 2m_e$ die Masse der Cooper-Paare, da sie sich aus zwei Elektronen mit Ladung e und Masse m zusammensetzen. Für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ gilt mit $\lambda \gg \xi_0$ der lokale Grenzfall.

Der Oberflächenwiderstand ist proportional zur Dichte der Quasiteilchen N_n innerhalb der magnetischen Eindringtiefe:

$$R_s(T) \propto N_n(T) \cdot \lambda \quad (4.33)$$

Nach der BCS-Theorie verschwindet die Dichte der Quasiteilchen und damit der Oberflächenwiderstand bei $T = 0$ K. In Kap. 7 wird gezeigt, daß dies für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, zumindest bei den untersuchten Proben, nicht zutrifft.

4.5 Supraleitende Streifenleitungen

Für die Oberflächenimpedanz eines Supraleiters gilt die gleiche Formel wie für Metalle:

$$Z_s = \sqrt{\frac{i \cdot 2 \pi \mu_0 f}{\sigma}} \cdot \coth \left[t \cdot \sqrt{i \cdot 2 \pi \mu_0 f \sigma} \right], \quad (4.34)$$

wobei der $\coth$ -Term wieder die endliche Schichtdicke t berücksichtigt. Während die Leitfähigkeit von Metallen aber bis zu Frequenzen von ca. 10^{14} Hz rein reell ist, beschreibt man die Leitfähigkeit des Supraleiters mit einem komplexen σ :

$$\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 \quad (4.35)$$

Der Realteil σ_1 dominiert oberhalb der Sprungtemperatur T_c und beschreibt die metallischen Eigenschaften des Supraleiters, während σ_2 unterhalb von T_c dominiert und die supraleitenden Eigenschaften beschreibt. σ_1 kann im lokalen Grenzfall durch

$$\sigma_1(T) = \frac{N_n(T) \cdot e^2 \cdot \tau}{m} \quad (4.36)$$

beschrieben werden, wobei τ die mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen ist.

Für diese Streuzeit gilt

$$\tau = \frac{l}{v_F} \quad (4.37)$$

da sich praktisch alle Leitungselektronen mit der Fermigeschwindigkeit v_F bewegen. Die Dichte der ungepaarten Elektronen folgt nach der BCS-Theorie bei tiefen Temperaturen einem Exponentialgesetz mit

$$N_n(T \leq T_c / 2) \propto e^{-\frac{\Delta}{kT}} \quad (4.38)$$

σ_2 ist mit der magnetischen Eindringtiefe verknüpft durch:

$$\sigma_2(f, T) = \frac{N_s(T) \cdot e^2}{\pi \cdot f \cdot m^*} = \frac{1}{2\pi\mu_0 f \cdot \lambda^2(T)} \quad (4.39)$$

Diese Formel gilt allerdings nur, solange $\sigma_2 \gg \sigma_1$, also für tiefe Temperaturen. Nahe T_c , wenn σ_2 und σ_1 vergleichbar werden, gilt die exakte Formel:

$$\lambda(f, T) = \frac{1}{\operatorname{Re}[\sqrt{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \sigma}]} = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 (\sigma_1 + |\sigma|)}} \quad (4.40)$$

Aus (4.34) läßt sich der Oberflächenwiderstand R_s , ebenfalls in der Näherung $\sigma_2 \gg \sigma_1$ berechnen:

$$\operatorname{Re}(Z_s) = R_s \approx 2\pi^2 \sigma_1 \mu_0^2 f^2 \lambda^3 \cdot \coth(t/\lambda) \quad (4.41)$$

Der Oberflächenwiderstand zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Frequenz, der genaue Verlauf ist aber vom Temperaturverlauf der Eindringtiefe und des Realteils der Leitfähigkeit abhängig.

Für die Oberflächenreaktanz gilt in der gleichen Näherung $\sigma_2 \gg \sigma_1$:

$$\operatorname{Im}(Z_s) = X_s \approx \omega \cdot \mu_0 \cdot \lambda \cdot \coth(t/\lambda) \quad (4.42)$$

Für die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit gilt z. B. im Zwei-Flüssigkeiten-Modell:

$$\sigma_1 = \sigma_n \cdot \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (4.43)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2\pi\mu_0 f \cdot \lambda^2(0)} \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right] \quad (4.44)$$

wobei $\lambda(0)$ die magnetische Eindringtiefe bei $T = 0$ K und σ_n die Leitfähigkeit im normalleitenden Zustand bei $T = T_c$ bedeutet.

Realistischere Ergebnisse erhält man durch Anwendung der Theorie von Mattis und Bardeen (1958). Diese wurde aus der BCS-Theorie für schwach koppelnde Supraleiter im extrem anomalen Grenzfall gewonnen. Sie gilt, wenn die Kohärenzlänge größer als die magnetische

Eindringtiefe ist, also $\xi_0 \gg \lambda$, oder wenn $l \gg \delta$, d.h. wenn die freie Weglänge l der normalleitenden Elektronen größer als die klassische Skintiefe δ ist. Für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ gilt $\xi_0 \approx 15\text{\AA}$ und $\delta \approx 5000\text{\AA}$ für $T = T_c$ und $f = 1\text{ THz}$. Damit sind beide Bedingungen nicht erfüllt. Trotzdem erhielten Nuß et al. (1989) gute Übereinstimmung ihrer Meßergebnisse mit Näherungen aus der Mattis-Bardeen Theorie. Im Rahmen dieser Theorie gilt für den Realteil der Leitfähigkeit nach Kautz (1978):

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{2\Delta}{k_B T} \cdot \frac{e^{\Delta/kT}}{(1 + e^{\Delta/kT})^2} \cdot \ln \left[\frac{\Delta}{hf} \right] \quad (4.45)$$

Diese Formel wurde durch Kurvenanpassung an exakte Rechnungen von Goossen et al. (1990) leicht modifiziert zu:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = \frac{2\Delta}{k_B T} \cdot \frac{e^{\Delta/kT}}{(1 + e^{\Delta/kT})^2} \cdot \ln \left[\frac{\Delta}{hf} \cdot \left(2,3 \frac{kT}{\Delta} + 6 \left[\frac{kT}{\Delta} \right]^3 \right) \right] \quad (4.46)$$

Für den Oberflächenwiderstand R_s und daher für die frequenzabhängigen Verluste von supraleitenden Streifenleitungen fanden die Autoren damit die Näherungsformel:

$$R_s = \frac{4\pi^2 \sigma_n \mu_0^2 f^2 \lambda^3 \Delta}{kT} \cdot \frac{e^{\Delta/kT}}{(1 + e^{\Delta/kT})^2} \cdot \ln \left[\frac{\Delta}{hf} \cdot \left(2,3 \frac{kT}{\Delta} + 6 \left[\frac{kT}{\Delta} \right]^3 \right) \right] \cdot \left\{ \coth \left[\frac{t}{\lambda} \right] + \frac{t}{\lambda} \cdot \text{cosech}^2 \left[\frac{t}{\lambda} \right] \right\} \quad (4.47)$$

Hierin bedeutet $\Delta = \Delta(T)$ die Energielücke des Supraleiters und σ_n die Leitfähigkeit im normalleitenden Zustand. Der Verlauf von $\Delta = \Delta(T)$ ist bei Mühlischlegel (1959) tabelliert. Der Term in geschweiften Klammern berücksichtigt die endliche Dicke t der supraleitenden Schicht. Üblicherweise ist σ_n die Leitfähigkeit des Supraleiters bei $T = T_c$. Nuß et al. (1989) betrachteten $\sigma_n = \sigma_n(f, T)$ jedoch als stark frequenz- und temperaturabhängig. Diese Annahme ist problematisch, da die Temperaturabhängigkeit von σ_1 bereits durch den Faktor (4.46) berücksichtigt ist und nun also doppelt korrigiert wird.

Gleichung (4.47) führt bei Frequenzen unterhalb von 100 GHz zu einem Anstieg des Oberflächenwiderstands $R_s \sim f^{1,8}$ und einem geringeren Exponenten bei höheren Frequenzen. Der genaue Verlauf ist jedoch stark vom Verlauf von $\sigma_n(f, T)$ abhängig.

Im Zwei-Flüssigkeiten Modell ergibt sich für die Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4}} \quad (4.48)$$

Im lokalen, extrem reinen Grenzfall, also wenn $\lambda(0) \gg \xi_0$ und wenn die freie Weglänge l der normalleitenden Elektronen $l \rightarrow \infty$, kann die Eindringtiefe nach Mühlischlegel (1959) durch die

Reihenentwicklung

$$\left(\frac{\lambda(0)}{\lambda(T)}\right)^2 = 2 \cdot \left(\frac{\Delta(T)}{\pi \cdot k_B T}\right)^2 \cdot \sum_n \left(n^2 + \left(\frac{\Delta(T)}{\pi \cdot k_B T}\right)^2 \right)^{-3/2} \quad (4.49)$$

mit $n = 1, 3, 5 \dots$ approximiert werden.

Im stark verunreinigten Grenzfall $\lambda \gg \xi_0 \gg l$ lässt sich nach Tinkham (1975) ein analytischer Ausdruck angeben:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \cdot \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}}} \quad (4.50)$$

Um die Oberflächenimpedanz $Z_s = R_s + iX_s$ (X_s ist die Oberflächenreaktanz) des Supraleiters zu gewinnen, wurden zunächst die Ausbreitungseigenschaften auf Gold-Streifenleitungen gleicher Abmessungen auf dem gleichen Substratmaterial wie der zu untersuchende Supraleiter gemessen. Aus der Fourier-Transformation erhält man die Absorption $\alpha(f)$ und Dispersion $\beta(f)$:

$$\alpha(f) = \alpha_{Gold}(f) + \alpha_{rad}(f) + \alpha_{diel}(f) \quad (4.51)$$

$$\text{und} \quad \beta(f) = \beta_{Gold}(f) + \beta_{Geometrie}(f) \quad (4.52)$$

$\alpha_{Gold}(f)$ und $\beta_{Gold}(f)$ lassen sich nach Kapitel 4.3 berechnen, wenn die Leitfähigkeit σ_{Gold} der Gold-Streifenleitungen bekannt ist. σ_{Gold} wurde direkt an den untersuchten Streifenleitungen gemessen. Zieht man die so berechneten Werte $\alpha_{Gold}(f)$ und $\beta_{Gold}(f)$ von $\alpha(f)$ und $\beta(f)$ ab, so erhält man den Absorptions- und Dispersionsanteil, der ausschließlich durch das Substrat und die Geometrie bestimmt wird.

Um die Eigenschaften des Supraleiters bestimmen, braucht man nur den Substrateinfluss abzuziehen, um den reinen Einfluss des Supraleiters auf Absorption und Dispersion der Pulse zu erhalten:

$$\alpha(f, T) = \alpha_{Supraleiter}(f, T) + \alpha_{rad}(f) + \alpha_{diel}(f) - [\alpha_{rad}(f) + \alpha_{diel}(f)] = \alpha_{Supraleiter}(f, T) \quad (4.53)$$

$$\text{und} \quad \beta(f, T) = \beta_{Supraleiter}(f, T) + \beta_{Geometrie}(f) - \beta_{Geometrie}(f) = \beta_{Supraleiter}(f, T) \quad (4.54)$$

Damit ist die Bestimmung der Absorptions- und Dispersionseigenschaften des untersuchten Supraleiters möglich, ohne daß die dielektrischen Verluste und die Verluste durch Strahlung, sowie die geometrieabhängige Dispersion quantitativ bekannt sein müssen. Voraussetzung ist allerdings, daß Geometrie und Substrat der Gold-Streifenleitungen identisch mit den untersuchten Leitungen ist.

Mit bekanntem $\alpha_{\text{Supraleiter}}(f)$ erhält man den Oberflächenwiderstand:

$$R_s(f, T) = \alpha_{\text{Supraleiter}}(f, T) \cdot \frac{Z_0}{g} \quad (4.55)$$

und mit $\beta_{\text{Supraleiter}}(f)$ die Oberflächenreaktanz:

$$X_s(f, T) = \beta_{\text{Supraleiter}}(f, T) \cdot \frac{Z_0}{g} \quad (4.56)$$

Aus
$$Z_s(f, T) = R_s(f, T) + i \cdot X_s(f, T) = \sqrt{\frac{i \cdot 2 \pi \mu_0 f}{\sigma(f, T)}} \cdot \coth \left[t \cdot \sqrt{i \cdot 2 \pi \mu_0 f \sigma(f, T)} \right]$$

(4.57)

und
$$\sigma(f, T) = \sigma_1(f, T) - i \cdot \sigma_2(f, T) \quad (4.58)$$

läßt sich zwar kein analytischer Ausdruck für $\sigma_1(f, T)$ und $\sigma_2(f, T)$ gewinnen, die Leitfähigkeiten können aber numerisch bestimmt werden. Wenn dann $\sigma_1(f, T)$ und $\sigma_2(f, T)$ bekannt sind, läßt sich daraus die magnetische Eindringtiefe λ berechnen:

$$\lambda(f, T) = \text{Re} \left[\frac{1}{\sqrt{i \cdot 2 \pi \mu_0 f \cdot \sigma}} \right] = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 f \cdot (\sigma_2 + |\sigma|)}} \quad (4.59)$$

5. Der Einfluß des Meßkristalls

5.1 Messungen mit verschiedenen LiTaO_3 -Kristallen

Im Laufe dieser Arbeit wurden Messungen mit drei verschiedenen Versionen von Meßkristallen durchgeführt. Diese sind in Abb. 5.1 dargestellt. Das aktive Material aller drei Meßspitzen besteht aus LiTaO_3 , jedoch mit jeweils unterschiedlichen Dimensionen des aktiven Kristalls.

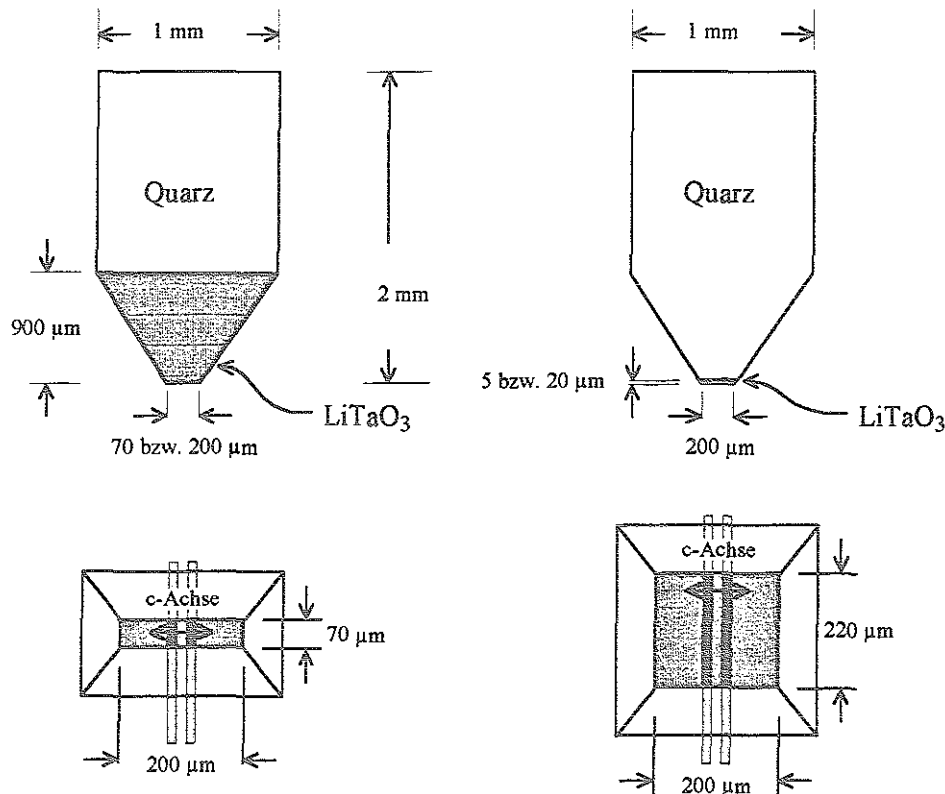


Abb. 5.1: Die Dimensionen der verschiedenen, im Laufe dieser Arbeit verwendeten Meßkristalle. Die LiTaO_3 -Kristalle sind auf einen Quarzträger aufgeklebt und an der Spitze zu einer vierseitigen Pyramide angeschliffen, um Messungen auch an engen Stellen zu ermöglichen. Die c-Achse ist senkrecht zu den Streifenleitungen orientiert. Die Kristalle besitzen eine Grundfläche von 70×200 bzw. $200 \times 220 \mu\text{m}$.

Zunächst wurde ein ca. 0,9 mm großer Kristall verwendet, der zu einer vierseitigen Pyramide geschliffen war und an der Spitze die Dimension $70 \times 200 \mu\text{m}^2$ besitzt.

Zwei der mit diesem Kristall erhaltenen Meßkurven sind in Abb. 5.2 gezeigt. Es handelt sich um die Signale eines ionenimplantierten SoS- und eines LTGaAs-Photoschalters. Die Signale dieser Photoschalter wurden zum besseren Vergleich normiert. Es fällt auf, daß beide Meßkurven sehr ähnlich sind, jedoch nicht nur die erwartete Pulsform eines Photoschalters, sondern zusätzlich eine Vielzahl von weiteren Pulsen zeigen. Die Lage der Pulse in beiden Meßkurven ist sehr ähnlich. Es

wurde vermutet, daß es sich hier um Mehrfachreflexionen der elektrischen Pulse innerhalb des Kristalls handelt, da Mehrfachreflexionen im Pump- und Probe-Strahlengang durch Autokorrelationsmessungen ausgeschlossen werden konnten.

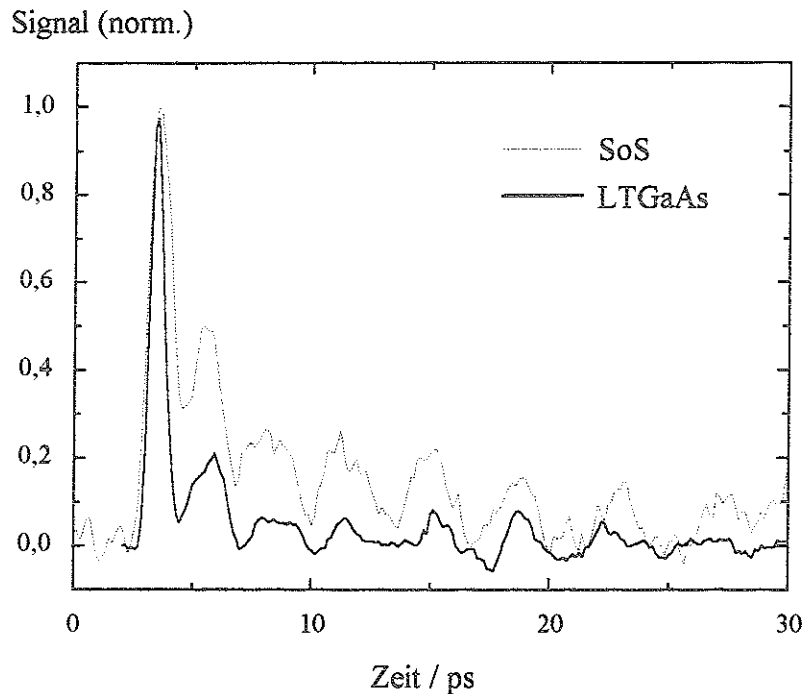


Abb. 5.2: Vergleich der Signale eines ionenimplantierten SoS- und eines LTGaAs-Photoschalters. Die Signale wurden zum besseren Vergleich normiert. Beide Messungen zeigen eine Vielzahl von Schwingungen, die auch nach 50 ps noch nicht vollständig abgeklungen sind. Auffällig ist, daß die Maxima und Minima beider Kurven sehr gut übereinstimmen. Beide Messungen wurden mit dem in Abb. 5.1 dargestellten, 0,9 mm großen LiTaO₃-Kristall aufgenommen.

Trifft der auf der Leitung laufende elektrische Puls auf den Kristall, so wird ein bestimmter Teil wegen des Brechungsindexsprungs an der Kristallvorderkante reflektiert. Ein Teil des elektrischen Pulses der in den Kristall hineinläuft wird wegen des erneuten Indexsprungs an der Hinterkante des Kristalls reflektiert und taucht im Meßsignal nach einer bestimmten Zeit nach dem Hauptpuls als kleinerer, zweiter Puls auf. Der zeitliche Abstand zwischen Puls und Reflexion hängt zum einen von der Geschwindigkeit ab, mit der das Signal im Kristall läuft und zum anderen vom Weg, den der Puls bis zum Ende des Kristalls und wieder zurück zur Position des Probe-Strahls zurücklegen muß. Um dies zu klären wurden Messungen durchgeführt, bei denen der Probe-Strahl systematisch innerhalb des Kristalls verschoben wurde. Dabei sollte sich das reflektierte Signal systematisch relativ zum Hauptpuls verschieben. Messungen mit dem 900 µm dicken Kristall konnten das Phänomen allerdings nicht vollständig klären, da sich die Meßkurven von Meßpunkt zu Meßpunkt sehr stark änderten.

Es ist zunächst verwunderlich, daß in Abb. 5.2 so viele Reflexionen zu erkennen sind, deren Intensität nur sehr langsam abnimmt. Sehr unübersichtlich ist das Problem dadurch, daß der Probe-Strahl ca. 1 mm Weg im Kristall zurücklegt und dabei über alle Felder auf dem Weg integriert. Die zeitliche und räumliche Feldverteilung im Kristall ist aber wegen der unregelmäßigen Form des Kristalls sehr kompliziert.

Untersuchungen an unterschiedlich dicken Kristallen (Frankel et al. (1991)) zeigten starke Änderungen der Intensität der Reflexionen mit der Kristalldicke. Dies wurde von den Autoren auf die Reflexion der Pulse an der Oberkante des Kristalls zurückgeführt. Fast alle Reflexionen konnten durch die Verwendung von 20 μm dünnen Kristallen beseitigt werden. Da diese Gruppe die so verbesserten Kristalle auch kommerziell vertreibt, wurden einige dieser 20 μm -Kristalle bestellt. Auf speziellen Wunsch wurde dort auch ein Kristall mit nur 5 μm Dicke gefertigt. Die Grundfläche an der Spitze dieser Kristalle beträgt etwa $200 \times 220 \mu\text{m}^2$ (siehe Abb. 5.1).

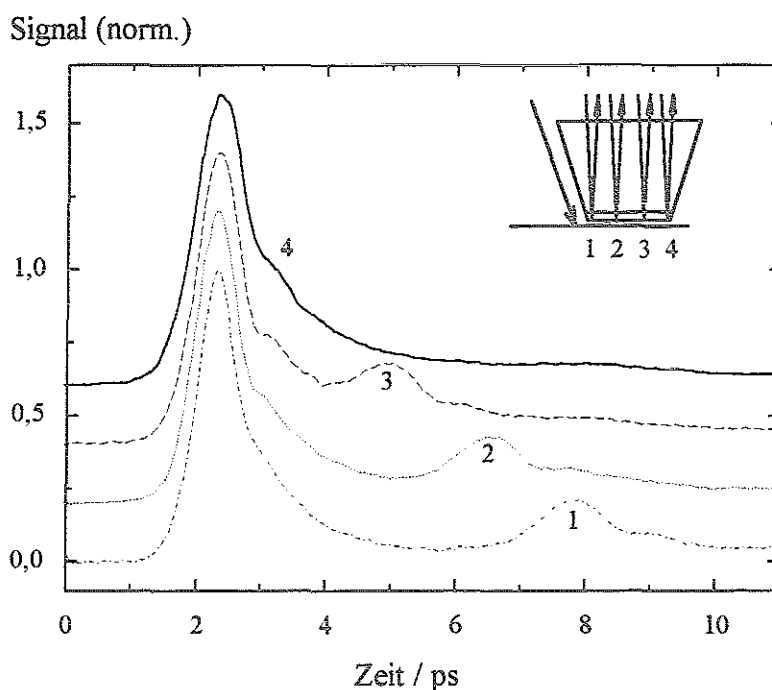


Abb. 5.3: Signale eines LTGaAs-Photoschalters, aufgenommen an verschiedenen Positionen des Probe-Strahls im 5 μm LiTaO₃-Kristall. Der Abstand zwischen den Meßpositionen beträgt 50 μm . Man erkennt deutlich die an der Hinterkante des Kristalls entstandene Reflexion.

In Abb. 5.3 sind vier Meßkurven gezeigt, die mit dem 5 μm dünnen Kristall aufgenommen wurden. Die Kurven wurden mit vier verschiedenen Positionen des Probe-Strahls im Kristall aufgenommen, wie dies schematisch in der Abbildung gezeigt ist. Die Positionen der Hauptpulse in den Kurven wurden zum besseren Vergleich übereinandergelegt. Man erkennt neben dem Hauptpuls eine Reflexion, wobei sich der zeitliche Abstand zwischen Hauptpuls und Reflexion

systematisch mit der Meßposition ändert. Die Intensität der Reflexion beträgt etwa 20 % des Hauptpulses. Bei genauerem hinsehen kann man ca. 6 ps nach dem Hauptpuls sogar eine zweite, allerdings sehr schwache und breite Reflexion erkennen. Diese entsteht dadurch, daß ein Teil des elektrischen Pulses an der Hinterkante des Kristalls reflektiert wird, zurück zur Vorderkante des Kristalls läuft und dort erneut reflektiert wird. Die Position dieser zweiten Reflexion ist unabhängig von der Meßposition, da der zurückgelegte Weg immer das doppelte der Kristalllänge ($2 \times 220 \mu\text{m}$) beträgt.

Aus den Abständen zwischen den Pulsen und ihren Reflexionen, sowie den gemessenen Positionen des Probe-Strahls im Kristall erhält man die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = c / n_{\text{eff}}$. Dabei muß beachtet werden, daß sich beim Verschieben des Probe-Strahls im Kristall die Länge des Probe-Strahlengangs ändert. Aus den Messungen wurde der effektive Index für die Signalausbreitung auf GaAs mit darüberliegendem $5 \mu\text{m}$ dünnen LiTaO_3 -Kristall zu $n_{\text{eff}} = 4,0 \pm 0,1$ bestimmt. Dieser Wert ist durch die Feldanteile der Mikrowelle im Substrat des Photoschalters ($\epsilon_{\text{GaAs}} = 13$), in Luft ($\epsilon = 1$) und in LiTaO_3 ($\epsilon_{\text{LiTaO}_3} = 42$, nach Cheung und Auston (1986)) gegeben. Aus diesen Messungen konnte die Reflexion an der Hinterkante des Meßkristalls eindeutig als Ursache für den zweiten Puls ausgemacht werden.

Ein wesentlicher Nachteil des $5 \mu\text{m}$ -Kristalls ist die stark reduzierte Empfindlichkeit aufgrund der geringen Wechselwirkungslänge von optischem und elektrischem Puls im Kristall. Da die Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den Kristall ungefähr der Breite der Streifenleitungen entspricht, ist der $5 \mu\text{m}$ -Kristall eindeutig zu dünn um eine optimale Empfindlichkeit zu gewährleisten. Dadurch ist die Empfindlichkeit gegenüber dem $20 \mu\text{m}$ -Kristall etwa um den Faktor 4 reduziert, was eine Verlängerung der Meßzeit um den Faktor 16 (bei gleichem Signal-Rausch Verhältnis) bedeutet. Dies ist, außer bei sehr hohen Signalen wie bei dem gezeigten LTGaAs-Photoschalter (Signal $> 1 \text{ V}$), nicht praktikabel. Aus diesem Grund wurden für alle weiteren Messungen die $20 \mu\text{m}$ -Kristalle verwendet.

Die Messungen mit den $20 \mu\text{m}$ dicken Kristallen zeigten ein Phänomen, das bei den $5 \mu\text{m}$ -Kristallen nie beobachtet wurde. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 5.4 gezeigt. Man sieht kurz nach der Reflexion eine Schwingung mit einer Periode von etwa 1,3 ps, die ca. 10 ps lang anhält. Mehr als 20 ps nach dem Hauptpuls taucht eine weitere Schwingung mit etwa der gleichen Periode auf, die ebenfalls fast 10 ps anhält.

Es fiel zunächst auf, daß dieser Effekt ausschließlich bei Messungen mit den $20 \mu\text{m}$ -Kristallen auftrat, obwohl die Geometrie der $5 \mu\text{m}$ -Kristalle bis auf die unterschiedliche Dicke mit diesen völlig identisch ist. Weiter konnte beobachtet werden, daß dieser Effekt nur bei sehr kurzen elektrischen Pulsen mit weniger als 1 ps Halbwertsbreite auftrat. Dies ist in Abb. 5.4 ebenfalls gezeigt. In der Meßkurve 2 wurde die Position des Probe-Strahls im Kristall exakt beibehalten und nur der Pump-Strahl zeitlich gestreckt, indem er durch einen Stapel von dünnen Glasplatten geführt wurde. Dies ist in der Abbildung schematisch dargestellt. Beide Signale sind, bis auf die unterschiedliche Halbwertsbreite und das Fehlen der Schwingungen im zweiten Signal, völlig identisch. Bei sehr kurzen Pulsen wird dieser Effekt besonders stark. Hier konnten Schwingungen noch 35 ps nach dem Hauptpuls nachgewiesen werden.

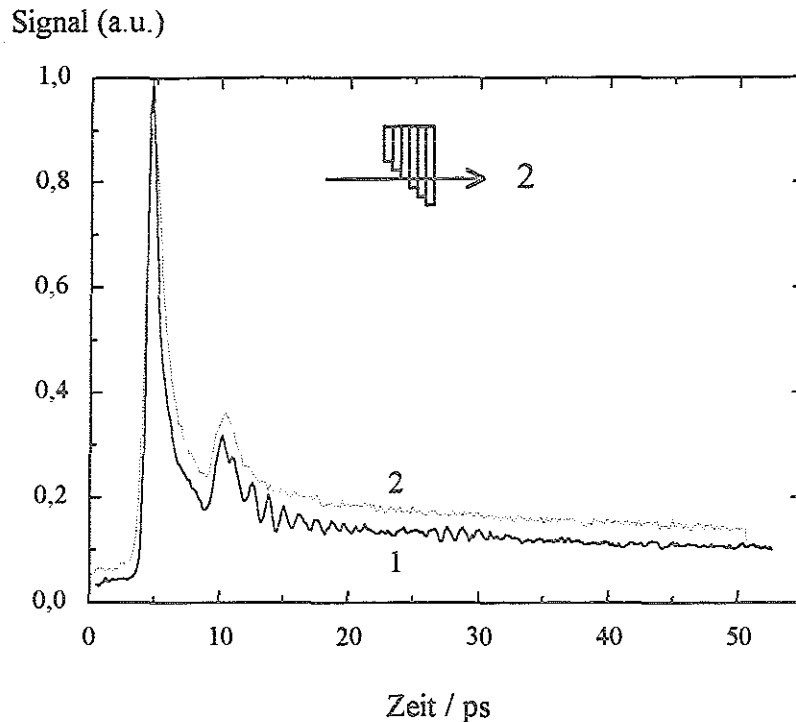


Abb. 5.4: Bei Pulsen mit Halbwertsbreiten unter 1 ps zeigen sich bei Messungen mit dem 20 μm -Kristall deutliche Schwingungen im Signal. Diese Schwingungen fehlen bei längeren Pulsen. Die Periodenlänge beträgt ca. 1,3 ps. Beide Meßkurven wurden bei exakt gleicher Position des Probe-Strahls im Kristall aufgenommen. Für Meßkurve 2 wurde der Pump-Strahl zeitlich gesteckt, indem er durch einen Stapel dünner Glasplatten (wie schematisch angedeutet) geführt wurde. In beiden Kurven ist deutlich die Reflexion von der Hinterkante des Kristalls zu erkennen.

5.2 Polaritonen in LiTaO_3

Um die Schwingungen, die bei den Messungen von elektrischen Pulsen mit Halbwertsbreiten von weniger als 1 ps auftraten näher zu verstehen, wurden wiederum Messungen an verschiedenen Orten im Kristall durchgeführt. Erschwert wurden die Untersuchungen dadurch, daß eine Vielzahl von Schwingungen auftraten, die sich zum Teil überlagern und eine klare zeitliche Zuordnung sehr kompliziert machen.

In Abb. 5.5 sind zwei Meßkurven dargestellt die an zwei, um 50 μm versetzten Positionen des Probe-Strahls im Kristall gewonnen wurden. Da bei Überlagerung der Hauptpulse keinerlei Systematik gefunden werden konnte, sind die Reflexionen zeitlich übereinandergelegt. Man sieht, daß die Schwingungen in beiden Kurven praktisch identisch sind und immer erst nach dem reflektierten Puls auftauchen. Dies kann aber nur bedeuten, daß die Schwingungen erst bei der Reflexion des elektrischen Pulses an der Hinterkante des Kristalls entstehen und dort kohärent angeregt werden.

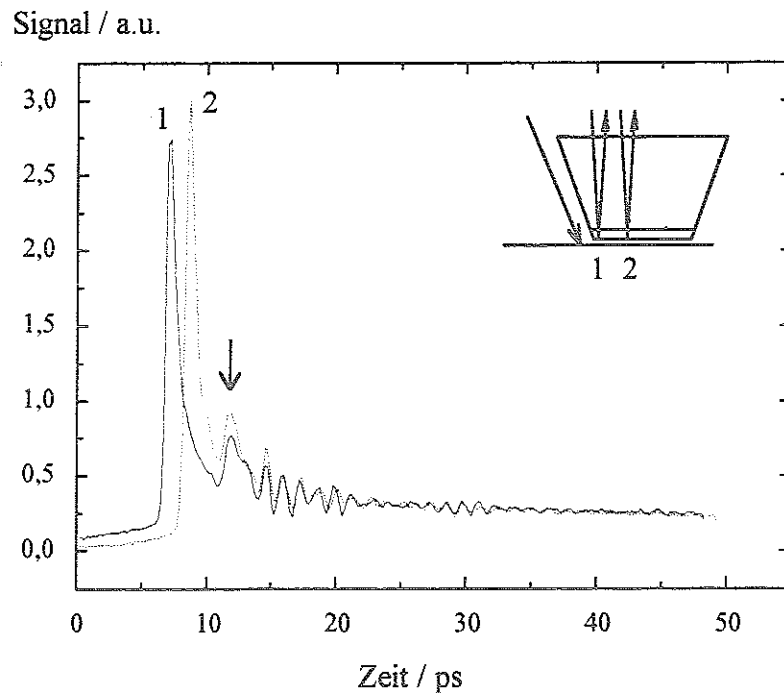


Abb. 5.5: Zwei Messungen der Response-Funktion eines LTGaAs-Photoschalters an verschiedenen Stellen im Kristall (Distanz zwischen Meßpunkt 1 und 2: 50 μm). Die Kurven wurden so übereinandergelegt, daß die Reflexionen von der Hinterkante des Kristalls (Pfeil) zeitgleich sind. Man erkennt die fast vollständige Übereinstimmung der Schwingungen in beiden Kurven.

Die Vermutung, daß es sich um Polaritonen handeln könnte wurde zunächst ausgeschlossen, da Untersuchungen anderer Autoren als niedrigste Phononenresonanz in LiTaO_3 ein LO-Phonon bei 6,2 THz ergaben, wobei allerdings Andeutungen für eine weitere Resonanz bei 2,7 THz gefunden wurden (Auston et al. (1984), Cheung und Auston (1985, 1986), Auston und Nuß (1988)). Kürzlich wurden jedoch Messungen von Bakker et al. (1992) veröffentlicht, die eine Polaritonenresonanz in LiTaO_3 bei 0,95 THz beobachteten. Die Autoren gaben an, daß diese Resonanz etwa 60 x schwächer ist als die bisher bekannte bei 6,2 THz. Dies könnte erklären, warum sie bisher nicht beobachtet wurde.

Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung ist eine Anregung von Polaritonen in unserem Experiment durch den laufenden elektrischen Puls nicht möglich. An der Hinterkante des Kristalls bilden sich aber durch Interferenz von primärem und reflektiertem Signal stehende elektrische Wellen aus, so daß dort gegenläufige Polaritonen entstehen können.

Um diese Annahme zu stützen, wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde die Entstehung eines Wellenpakets an der Hinterkante des Kristalls angenommen, wobei die Frequenz des Polaritons aus der Anpassung an die Meßkurven zu 720 ± 30 GHz bestimmt wurde. Eine Analyse der Laufzeiten ergab, daß praktisch alle in den Messungen auftretenden Schwingungen

erklärt werden können, wenn ein Brechungsindex von $n = 9,4 \pm 0,4$ für die Polaritonen angenommen wird. Die Optimierung der Phasenbeziehungen zwischen Puls und Polaritonenanregung wurde an einer Meßkurve durchgeführt. Anschließend wurde die Pulsform mit diesen Parametern für die anderen Positionen des Probe-Strahls errechnet und mit den entsprechenden Meßkurven verglichen. Man sieht in Abb. 5.6, daß nahezu alle Details der gemessenen Kurven durch diese relativ einfachen Annahmen erklärbar sind. Für beste Übereinstimmung von Messung und Simulation mußte die Polaritonenanregung durch die zweite Reflexion des elektrischen Signals (an der Vorderkante des Kristalls) mit berücksichtigt werden.

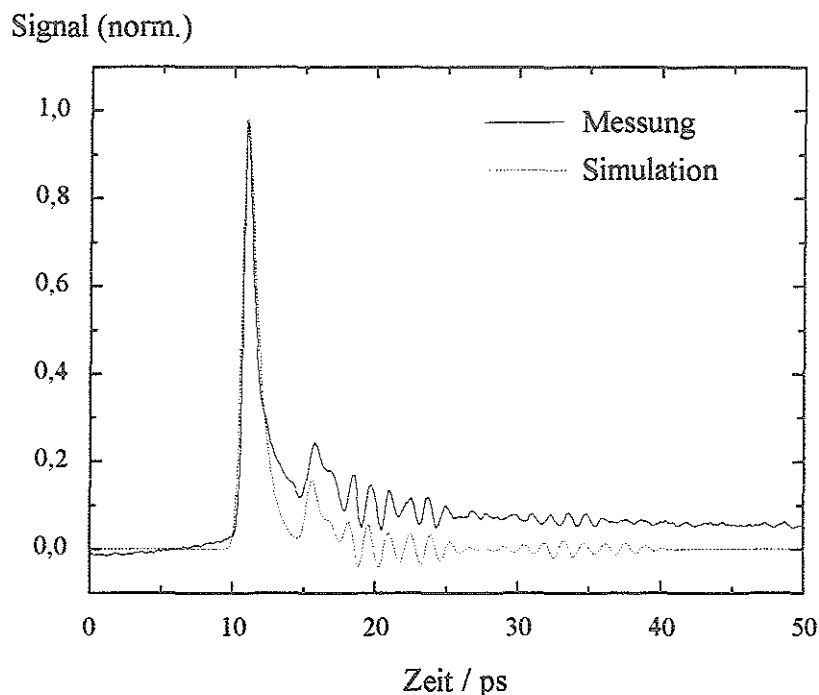


Abb. 5.6: Vergleich von Messung und Simulation. Für die Simulation wurde angenommen, daß bei jeder Reflexion des elektrischen Pulses im LiTaO_3 -Kristall Polaritonen der Frequenz $f = 720 \text{ GHz}$ entstehen. Man sieht, daß die gemessenen Schwingungen sehr gut durch diese Annahme erklärbar sind. Die Tatsache, daß der untersuchte Photoschalter auch nach 40 ps noch ein Restsignal zeigt, wurde in der Simulation nicht berücksichtigt.

Die Frage, warum nur Polaritonen der Frequenz $720 \pm 30 \text{ GHz}$ entstehen läßt sich durch die Randbedingungen verstehen. Die Dicke des Kristalls von $20 \mu\text{m}$ bewirkt, daß die niedrigste Polaritonenanregung eine Wellenlänge von $\lambda/2 = 20 \mu\text{m}$, d. h. $\lambda = 40 \mu\text{m}$ besitzt. Berechnet man die Wellenlänge dieser Polaritonen mit $f = 720 \text{ GHz}$ und $n = 9,4$, so erhält man einen Wert von $\lambda = 44 \pm 2 \mu\text{m}$, $\lambda/2$ ergibt sich damit zu ca. $22 \mu\text{m}$. Ein Polariton dieser Frequenz paßt daher sehr gut als stehende Welle in einen Kristall von $20 \mu\text{m}$ Dicke. Der Kristall stellt also einen planaren Wellenleiter für Polaritonen dieser Frequenz dar.

Diese Überlegungen erklären auch sofort, warum diese Schwingungen in dem 5 μm -Kristall nie beobachtet wurden. Zum einen können sich Polaritonen der Frequenz um 1 THz in diesem Kristall nicht ausbreiten. Zum anderen können Polaritonen der Frequenz von ca. 4 THz, die eine stehende Welle in diesem Kristall bilden können von den elektrischen Signalen nicht angeregt werden, da deren Bandbreite dazu nicht ausreicht. Dies erklärt ebenfalls, warum bei elektrischen Signalen mit Halbwertsbreiten von mehr als ca. 1 ps die Schwingungen nie beobachtet wurden.

Interessant wären in diesem Zusammenhang Untersuchungen verschiedenen Kristallen in feinen Abstufungen zwischen 10 μm und 50 μm Dicke, um die Entstehung und Dispersion dieser Polaritonen näher zu untersuchen. Da dies den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte, müssen diese Experimente auf einen späteren Zeitpunkt verschoben werden.

Bei den Messungen der Eigenschaften von Supraleitern traten die oben diskutierten Polaritonen nie in Erscheinung. Der Grund dafür ist, daß hier zum einen der Abstand zwischen Photoschalter und Kristall aufgrund der verwendeten Flip-Chip Geometrie immer größer als 0,5 mm war und das Signal dadurch keine so hohe Bandbreite mehr hatte. Zum anderen wurden bei diesen Messungen SoS-Photoschalter verwendet, die eine etwas geringere Bandbreite als LTGaAs-Photoschalter besitzen. Bei diesen Messungen wurde darauf geachtet, den Probe-Strahl immer an die gleiche Stelle im Kristall zu fokussieren, um die Vergleichbarkeit der Meßergebnisse zu gewährleisten. Der Fokus wurde ca. 10 μm vor die Hinterkante des Kristalls positioniert, da dann Signal und erste Reflexion praktisch übereinander liegen. Da die Intensität der ersten Reflexion ca. 20 % des Ausgangssignals beträgt, ist die zweite Reflexion mit $(20\%)^2 = 4\%$ des Ausgangssignals vernachlässigbar klein und fast nicht mehr zu erkennen. Der Abstand zwischen Signal und Reflexion beträgt ca. 5,4 ps, was in den meisten Fällen reicht, um Signal und Reflexion eindeutig zu trennen. Sobald die Pulse aber deutlich breiter wurden, traten dadurch Probleme auf (vergleiche Abschnitt 7.3). Die Zeitfenster konnten nicht mehr optimal gewählt werden und die Reflexionen mußten zwangsläufig berücksichtigt werden. Wenn der Probe-Strahl im Kristall immer an die exakt gleiche Stelle positioniert wäre, sollten sich die Einflüsse der Reflexionen bei der Bildung der Differenz der Fourier-Transformierten vollständig aufheben, da alle linearen Anteile beim Vergleich zweier Pulse durch Fourier-Transformation und anschließende Differenzbildung wegfallen. Da aber schon kleinste Ungenauigkeiten dies verhindern, sollte hier eine bessere Lösung gefunden werden. Die Meßfehler beim elektrooptischen Sampling würden dadurch noch deutlich geringer.

Als Konsequenz aus diesen überraschenden Ergebnissen läßt sich eine relativ einfache Lösung des Problems angeben: Die Länge des Kristalls muß so groß gewählt werden, daß die Reflexion nicht mehr in das interessierende Zeitfenster fällt. Bei der ermittelten typischen Gruppengeschwindigkeit der Pulse $v = c/n$ mit $n = 4,0$ würde für die meisten Messungen eine Kristalllänge von 1 mm ausreichen. Das nutzbare Zeitfenster wäre dann ca. 27 ps. Da die Reflexionen durch Absorption im Kristall geschwächt werden, könnten sogar noch längere Zeitfenster erwartet werden. Experimente mit Kristalldicken zwischen 10 und 50 μm und Kristalllängen von 0,5 bis 2 mm sind in Vorbereitung.

6. Photodetektoren

6.1 Implantierte Si-Photoschalter

Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, eignen sich SoS-Wafer, also dünne Siliziumschichten auf Saphir-Substraten, besonders gut für die Herstellung von ultraschnellen Photoschaltern. Dieses Material wurde als 3"-Wafer von der Firma Union Carbide (USA) bezogen. Die Dicke der nominell undotierten Si-Schicht ($\rho \geq 100 \Omega\text{cm}$) betrug $0,5 \mu\text{m}$.

Die Wafer wurden zunächst mit einem Diamantritzer in $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Stücke geritzt und anschließend gebrochen. Diese wurden bei einem Druck von 10^{-6} hPa mit 10 nm Chrom und 200 nm Gold bedampft. Die Cr-Schicht dient dabei als Haftgrundlage. Anschließend wurden daraus $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m}$ breite Koplanarleitungen mittels UV-Lithographie und anschließendem Argon-Sputtern strukturiert.

In der Literatur gibt es umfangreiche Untersuchungen über die Lebensdauer von Ladungsträgern in ionenimplantierten Si-Photoschaltern. So fanden Doany et al. (1987) bei der Implantation von O^+ in Si eine minimale Lebensdauer von $0,6 \text{ ps}$ oberhalb einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2$ (Abb. 3.1). Da die geringe Lebensdauer im wesentlichen auf die durch die Implantation erzeugte Gitterschädigung zurückzuführen ist, ist die Art der implantierten Ionen von geringer Bedeutung. In dieser Arbeit wurden Si^+ -Ionen implantiert, um ausschließlich intrinsische Defekte zu erzeugen. Um die gesamte Si-Schicht von $0,5 \mu\text{m}$ Dicke möglichst gleichmäßig zu schädigen, wurde eine Implantationsenergie von 400 keV gewählt. Bei dieser Energie beträgt die mittlere Reichweite der Si^+ -Ionen etwa $0,86 \mu\text{m}$, so daß die meisten Ionen in das Saphir-Substrat implantiert werden. Dieser Wert wurde mit einer TRIM-Simulation (*Transport of Ions in Matter*, Ziegler et al. (1985)) ermittelt.

Da der verwendete Ionenimplanter (Eaton NV3204) eine maximale Beschleunigungsspannung von 200 kV ermöglicht, wurde doppelt geladenes Si^{++} implantiert. Es wurden Proben mit Implantationsdosen zwischen $1 \cdot 10^{13}$ und $7 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$ hergestellt, um die optimale Dosis festzulegen. Die Implantationen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

Untersuchungen des Gitterschadens mit RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) zeigten erst bei Dosen von über $10^{14} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$ eine nennenswerte Schädigung der Si-Schicht. Dies ist in Abb. 6.1 dargestellt. Gezeigt ist das Random- und das Channeling-Spektrum einer, mit einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$ implantierten und einer nicht implantierten SoS-Probe. Das Verhältnis der Rückstreuraten von Random- und Channeling-Spektrum wird als Minimum Yield bezeichnet und ist ein Maß für die Kristallqualität der Probe. Dieser Wert beträgt an der Si-Oberfläche der nicht implantierten Probe ca. 7% und bei der implantierten Probe ca. 12% , so daß die Si-Schicht bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$ bei weitem noch nicht als amorph zu bezeichnen ist. Die Schädigung ist über den gesamten Bereich der Si-Schicht relativ homogen und steigt in größerer Tiefe nur leicht an. Man sieht auch, daß schon die nicht implantierten Proben eine deutliche Verschlechterung der Kristallqualität in der Nähe des Saphir-Substrats zeigen.

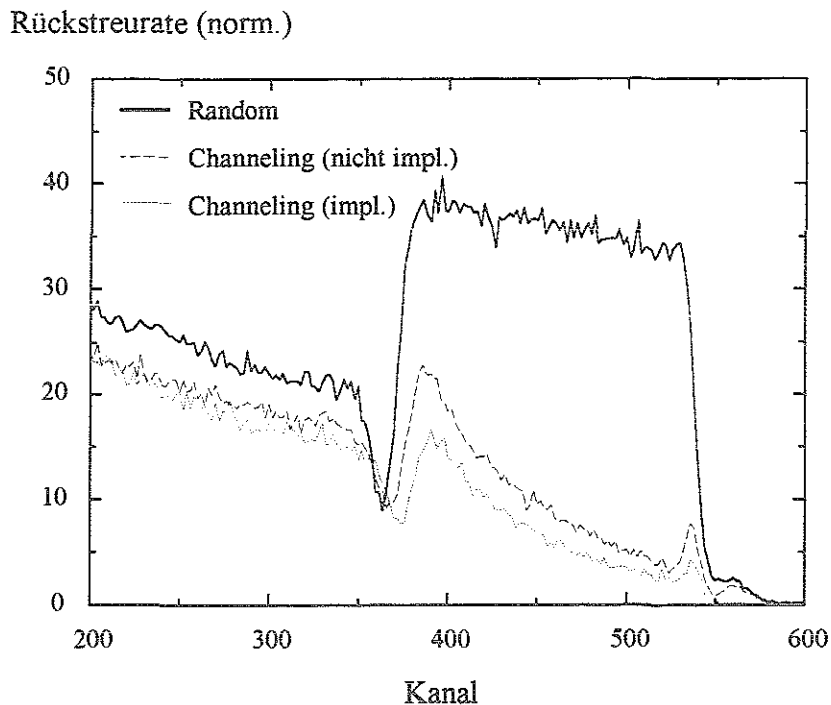


Abb. 6.1: Rutherford-Rückstreuuntersuchungen einer, mit einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++}/\text{cm}^2$ implantierten und einer nicht implantierten SoS-Schicht in Channeling und Random-Richtung. Man erkennt die relativ gleichmäßige Erhöhung der Rückstreureate in Channeling-Richtung bei der implantierten Schicht.

In Abb. 6.2 sind die gemessenen elektrischen Signale der mit verschiedenen Implantationsdosen hergestellten Photoschalter miteinander verglichen. Es wurden $20 \mu\text{m}$ breite Streifenleitungen verwendet, an die eine Spannung von 30 V angelegt wurde ($\Rightarrow E = 1,5 \cdot 10^6 \text{ V/m}$). Der Abstand zwischen Photoschalter und Meßpunkt betrug in allen Fällen ca. $500 \mu\text{m}$. Die Signale sind zum besseren Vergleich normiert dargestellt.

Man sieht, daß die Halbwertsbreite der Pulse mit zunehmender Dosis sehr stark abnimmt. Während sie bei $1 \cdot 10^{13} \text{ Si}^{++}/\text{cm}^2$ noch $1,7 \text{ ps}$ beträgt, sinkt sie bis auf $0,8 \text{ ps}$ bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++}/\text{cm}^2$. Bei schmalere Leitungen erreicht man noch etwas kürzere Werte, da sich bei $20 \mu\text{m}$ breiten Streifenleitungen schon nach diesem kurzen Propagationsweg die Dispersion bemerkbar macht.

In den Meßkurven fällt weiter auf, daß die Signale bei niedrigen Implantationsdosen nicht sofort auf Null zurückgehen, sondern einen nur langsam abklingenden Anteil besitzen, der erst bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++}/\text{cm}^2$ verschwindet. Zwar ist selbst bei einer Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++}/\text{cm}^2$ noch ein kleiner, langlebiger Photostrom vorhanden, dieser ist jedoch sehr klein und verschwindet bei tieferen Temperaturen völlig. Ursache dafür sind wahrscheinlich flache Störstellen, die die Ladungsträger zunächst einfangen, nach einer gewissen Zeit aber thermisch wieder emittieren. Erst bei hohen Implantationsdosen ist die Zahl der erzeugten tiefen Störstellen hoch genug, so daß

dieser Prozeß keine Rolle mehr spielt. Der zweite, kleinere Puls in den Meßkurven entsteht durch die Reflexion des Signals an der Hinterkante des Meßkristalls (siehe Kap. 5).

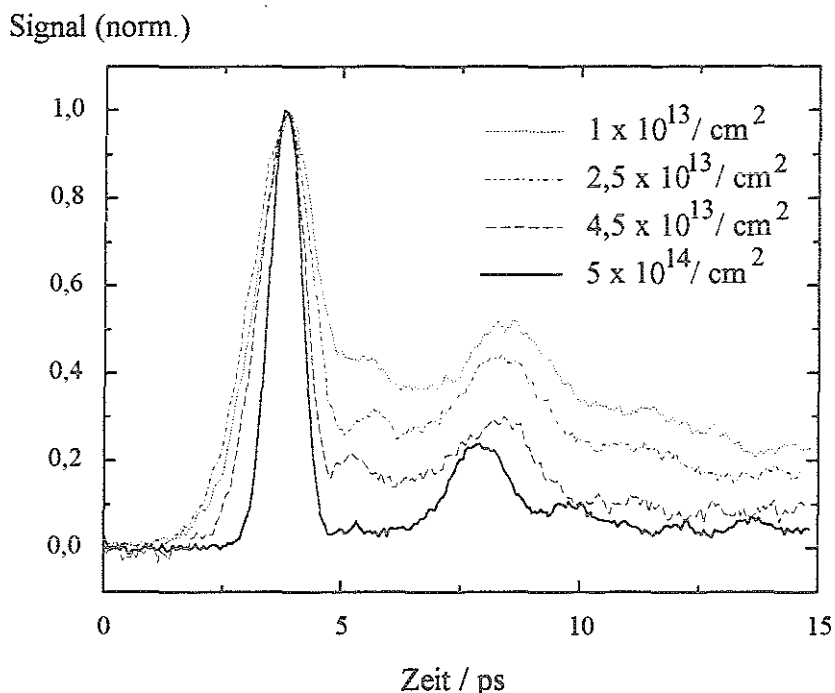


Abb. 6.2: Die Schaltzeiten von ionenimplantierten SoS-Photoschaltern als Funktion der Implantationsdosis. Die Halbwertsbreiten der Signale betragen 1,7 ps, 1,6 ps, 1,2 ps und 0,8 ps bei Dosen von $1 \cdot 10^{13} / \text{cm}^2$, $2,5 \cdot 10^{13} / \text{cm}^2$, $4,5 \cdot 10^{13} / \text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2$. Es fällt auf, daß die Signale bei niedrigen Dosen noch einen, nur langsam abklingenden Anteil besitzen.

Die absolute Signalthöhe betrug bei einer Implantationsdosis von $1 \cdot 10^{13} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$ etwa 100 mV und sank bis auf 60 mV bei $5 \cdot 10^{14} \text{ Si}^{++} / \text{cm}^2$. Die mittlere Leistung des Pump-Strahls war ca. 10 mW bei $\lambda = 750 \text{ nm}$. Bei dieser Wellenlänge wird die Eindringtiefe des Lichts in Si mit $3,3 \mu\text{m}$ schon sehr groß so daß, wenn zusätzlich die Reflexionsverluste an der Oberfläche berücksichtigt werden, nur ca. 9 % aller Photonen ein Elektron-Loch Paar erzeugen. Bei dieser Abschätzung ist eine Quantenausbeute von 100 % vorausgesetzt. Das maximal erreichte Spannungssignal beträgt etwa 150 mV bei einer Spannung von 30 V an $10 \mu\text{m}$ breiten Streifenleitungen und einer mittleren Leistung im Pump-Strahl von 10 mW.

Berechnungen zur Abschätzung der Beweglichkeit μ der erzeugten Ladungsträger werden im nächsten Kapitel durchgeführt und mit den Werten von LTGaAs-Photoschaltern verglichen.

6.2 LTGaAs-Photoschalter

Die Eigenschaften von neuartigen, bei niedrigen Temperaturen mittels konventioneller MBE gewachsenen Schichten aus GaAs wurde erstmals von Smith et al. (1988) beschrieben. Dieses Material eignet sich hervorragend zur Herstellung von ultraschnellen Photoschaltern mit hohem Wirkungsgrad (Smith et al. (1989)).

Aus diesem Grund wurden einige LTGaAs-Schichten nach den Angaben von Smith et al. (1989) bei ca. 200 °C auf semiisolierenden 2" GaAs-Wafern aufgewachsen. Die Schichten wurden auf 580 °C hochgeheizt, da erst die getemperten Schichten die gewünschten Eigenschaften als ultraschnelle Photoschalter zeigen. Diese Wafer wurden in 10 x 10 mm² große Stücke gebrochen und, wie die SoS-Photoschalter, mit einer Metallisierung aus Cr/Au versehen. Die Streifenleitungen wurden daraus mittels UV-Lithographie und anschließendem Ar-Sputtern hergestellt.

In Abb. 6.3 ist das Signal eines aus diesem Material hergestellten Photoschalters gezeigt. Die Breite der verwendeten Streifenleitung betrug 5 µm, der Abstand der Leitungen ebenfalls 5 µm. Es wurde eine Spannung von 10 V am Photoschalter angelegt, entsprechend einem Feld von $2 \cdot 10^6$ V/m. Der Pump-Strahl wurde auf eine beliebige Stelle der Streifenleitung fokussiert und die optimale Lage des Fokus zwischen den Leitungen nach dem maximalen Photostrom eingestellt. Anschließend wurde der Kristall möglichst nahe an diese Stelle positioniert und der Probe-Strahl ca. 10 µm hinter die Vorderkante des Kristalls fokussiert. Damit konnte ein Abstand zwischen Pulsentstehung und -detektion von nur etwa 100 µm erreicht werden.

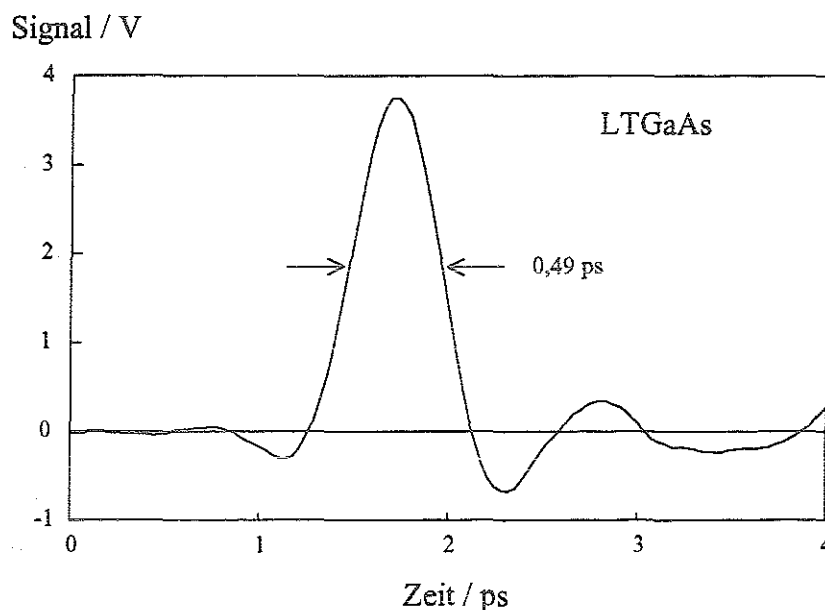


Abb. 6.3: Signal eines LTGaAs-Photoschalters. Neben der extrem kurzen Schaltzeit ($FWHM < 0,5$ ps) mit nur 0,34 ps Anstiegs- und 0,31 ps Abfallzeit (10 - 90 %) fällt das gegenüber SoS-Photoschaltern sehr hohe geschaltete Signal von 3,8 V auf.

Man beachte, daß der gesamte dargestellte Bereich nur 4 ps beträgt. Die Halbwertsbreite des Pulses wurde zu 0,49 ps (FWHM) und die Anstiegszeit zu 0,34 ps (10-90 %) bestimmt. Dabei muß man bedenken, daß die Breite des Pulses durch die Faltung der Pulsdauer des elektrischen Pulses mit der Wechselwirkungszeit von elektrischem und optischem Puls im Kristall und mit der Pulsdauer des optischen Pulses gegeben ist. Wenn dies berücksichtigt wird, so errechnet sich eine Pulsdauer von nur wenig mehr als 0,3 ps. Man erkennt, daß hier die Meßgrenze des elektrooptischen Samplings erreicht wird.

Obwohl der Abstand zwischen Pump- und Probe-Strahl, also zwischen Erzeugungs- und Detektionsort nur etwa 100 µm betrug, erkennt man an dem Unterschwinger hinter dem Puls die schon beginnende Dispersion durch die Streifenleitung. Dies erkennt man auch daran, daß die Abfallzeit kürzer als die Anstiegszeit ist (0,31 gegenüber 0,34 ps). Die Ursache für das negative Signal vor dem Puls ist unklar, dies ist jedoch typisch für Messungen mit sehr geringem Abstand zwischen Erzeugungs- und Detektionsort. Möglicherweise ist direkte Strahlung vom Photoschalter dafür verantwortlich.

Ebenfalls erstaunlich ist die Höhe des geschalteten Spannungssignals von 3,8 V, also fast 40 % der angelegten Spannung. Das geschaltete Signal ist bis zu Feldstärken von ca. $4 \cdot 10^6$ V/m annähernd proportional zur angelegten Spannung, so daß sich in dieser Anordnung ein Spannungspuls von bis zu 10 V erzeugen läßt. Bei moderater Beleuchtung von ca. 1 mW (13 pJ / Puls) tritt ein Durchbruch des Schalters erst jenseits von $5 \cdot 10^6$ V/m auf.

Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger läßt sich nach Smith et al. (1981) aus dem mittleren Photostrom $\langle I \rangle$ und der mittleren optischen Leistung $\langle P \rangle$ berechnen:

$$\langle I \rangle = \eta \cdot (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha d}) \cdot \frac{e}{h\nu} \cdot \mu \tau \cdot \frac{V}{l^2} \cdot \langle P \rangle, \quad (6.1)$$

wobei η die Quanteneffizienz für die Erzeugung freier Ladungsträger ist ($\eta \approx 1$). R ist die Reflektivität an der Probenoberfläche, α der Absorptionskoeffizient des Photoschalters bei der entsprechenden Wellenlänge, d die Dicke der aktiven Schicht, $h\nu$ die Photonenenergie, V die Spannung am Photoschalter und l die Gaplänge. Mit $R = 0,32$, $\alpha = 1,8 \cdot 10^4$ / cm, $d = 1$ µm, $V = 10$ V, $l = 5$ µm, $\langle I \rangle = 5$ µA und $\langle P \rangle = 3$ mW erhält man $\mu \tau = 1,2 \cdot 10^{-10}$ cm²/V.

Nimmt man die gemessene Halbwertsbreite des elektrischen Pulses von $\tau = 0,49$ ps als Obergrenze für die Ladungsträger-Lebensdauer, so ergibt sich für die Beweglichkeit ein relativ hoher Wert von mindestens $\mu = 250$ cm²/Vs.

Wird der Photostrom des Detektors von 5 µA bei ca. 3 mW optischer Leistung und damit einer Effizienz von $1,67 \cdot 10^{-3}$ A/W mit dem maximal erreichbaren Wert von 0,61 A/W verglichen und zusätzlich Reflexions- und Transmissionsverluste berücksichtigt, so erhält man eine Quanteneffizienz des Photoschalters von 0,5 %. Der Driftweg der Ladungsträger kann damit zu 250 Å abgeschätzt werden. Da die Ladungsträger diesen Weg in 0,5 ps zurücklegen, beträgt ihre Driftgeschwindigkeit etwa $5 \cdot 10^4$ m/s. Wenn der Abstand der Elektroden weiter verringert wird, so lassen sich natürlich deutlich höhere Quantenausbeuten erreichen. Dies wurde von Chen et al. (1991) an einer MSM-Diode auf LTGaAs demonstriert. Die Autoren erreichten eine

Effizienz des Detektors von 0,1 A/W, bei allerdings nur 0,2 μm Fingerabstand der Metallelektroden. Diese Werte skalieren sehr gut mit den oben gemessenen.

Berechnungen der Beweglichkeit in implantierten SoS-Photoschaltern sind etwas komplizierter, da der Literaturwert für den Absorptionskoeffizient von $\alpha = 3 \cdot 10^3 / \text{cm}$ für Licht der Wellenlänge von 750 nm in Si nicht verwendet werden kann. Die implantierten Proben sehen erheblich dunkler aus als die unbestrahlten. Für eine grobe Abschätzung wurde $\alpha = 6 \cdot 10^3 / \text{cm}$, also der doppelte Wert angenommen. Mit $R = 0,32$, $d = 0,5 \mu\text{m}$, $V = 20 \text{ V}$, $l = 10 \mu\text{m}$, $\langle I \rangle = 0,2 \mu\text{A}$ und $\langle P \rangle = 15 \text{ mW}$ erhält man dann $\mu\tau = 2,2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{V}$. Daraus errechnet sich, mit einer gemessenen Halbwertsbreite von 0,8 ps, eine Beweglichkeit von $\mu = 28 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, die allerdings mit einer Unsicherheit von sicherlich 50 % behaftet ist.

Die Übereinstimmung mit dem von Smith et. al. (1988) an ähnlichen Photoschaltern gemessenen Wert von $\mu = 29 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ist, wegen dem nicht genau bekannten Absorptionskoeffizienten überraschend gut.

Man sieht, daß die Werte für LTGaAs etwa um eine ganze Größenordnung höher liegen als die von geschädigtem SoS, was auf die gute Kristallstruktur von LTGaAs, sowie die bessere intrinsische Beweglichkeit in GaAs zurückzuführen ist.

In Kapitel 7 wird gezeigt, daß sich LTGaAs wegen seiner recht guten Kristallqualität sogar als Substratmaterial für das epitaktische Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ verwenden läßt, so daß die Integration von Photoschalter und Supraleiter möglich ist.

6.3 MSM-Dioden

Im Rahmen einer Zusammenarbeit mit dem Institut für Halbleiterphysik II der RWTH-Aachen wurden die Eigenschaften einer neuartigen MSM-Diode untersucht. Fingerabstand und Fingerbreite der Diode betrugen 0,5 μm . Da diese Dimensionen zu klein sind um noch mit UV-Lithographie hergestellt zu werden, wurde die Diodenstruktur mit einem Elektronenstrahlschreiber direkt in eine Lackmaske geschrieben. Um die Responsezeit mittels elektrooptischem Sampling zu untersuchen, wurde die MSM-Diode in eine Koplanarleitung integriert (siehe Abb. 3.2). Da die aktive Fläche der Diode $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ betrug, wurde eine Koplanarleitung von 20 μm Breite und 20 μm Leitungsabstand gewählt.

Für eine solche Diode erwartet man unter optimalen Bedingungen eine minimale Responsezeit von ca. 5 ps, wenn die Ladungsträger eine Sättigungs-Driftgeschwindigkeit von $v_{\text{sat}} \approx 10^7 \text{ cm/s}$ erreichen (siehe Kapitel 3.1). Bei der hier vorgestellten MSM-Diode wurde dagegen ein neuer Weg beschritten, um mit MSM-Dioden deutlich kürzere Schaltzeiten zu erreichen als mit der Flugzeit der Ladungsträger möglich wäre.

Ein Querschnitt der Diodenstruktur ist in Abb. 6.4 dargestellt. Der aktive Bereich besteht aus einer 800 nm dicken Schicht aus $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ und einer darüberliegenden 100 nm dicken Deckschicht aus InP. Die Bandlücke von InP beträgt 1,35 eV, die von $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ 0,73 eV.

Bei der verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 750 \text{ nm}$ beträgt der Absorptionskoeffizient α von InP $4 \cdot 10^4 / \text{cm}$. Daher absorbiert die 100 nm dicke InP-Schicht etwa 32 % der einfallenden Strahlung.

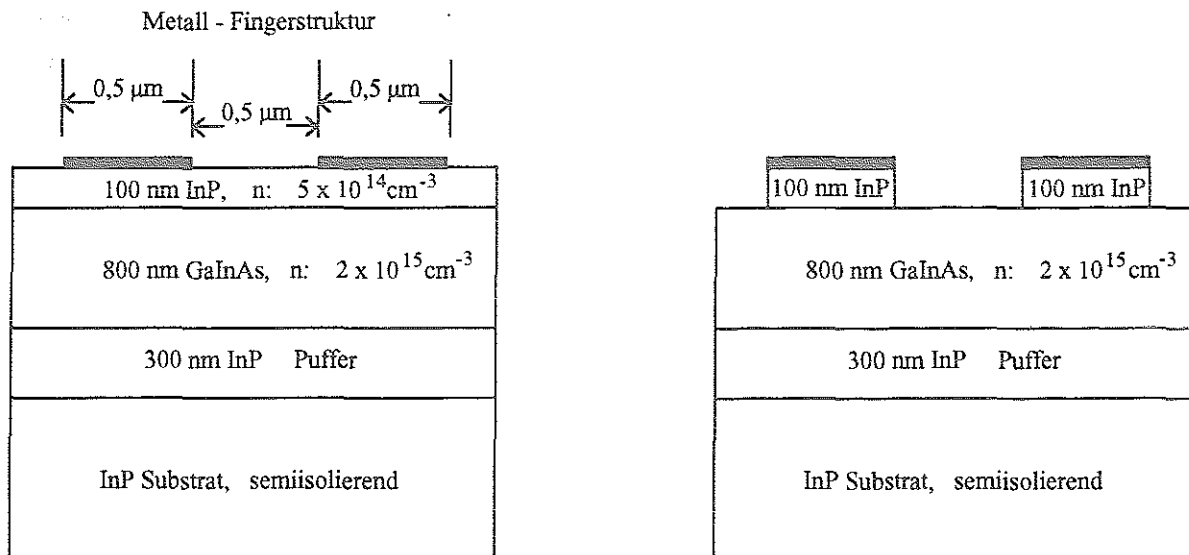


Abb. 6.4: Querschnitt einer neuartigen MSM-Diodenstruktur, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde (links). Um den Mechanismus des schnellen Ladungstransfers in die GaInAs-Schicht zu verifizieren, wurde bei einer weiteren Diode die InP-Schicht zwischen der Metall-Fingerstruktur entfernt (rechts).

Abb. 6.5 (unten) zeigt ein mit dieser Diode gemessenes Signal. Die Spannung an der Diode betrug 1 V, was wegen des geringen Fingerabstands einem elektrischen Feld von $2 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ entspricht. Es fällt sofort auf, daß die Diode eine erheblich kürzere Schaltzeit zeigt als man von üblichen MSM-Dioden erwartet. Die gemessene Halbwertsbreite beträgt lediglich 0,6 ps FWHM. Auch das geschaltete Spannungssignal von 0,6 V bei einer optischen Pulsenergie von 26 pJ ist extrem hoch. Dies ist immerhin 60 % der angelegten Spannung.

Bei einer typischen Sättigungs-Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger von $v_{\text{sat}} = 10^7 \text{ cm/s}$ legen die Elektronen in 0,6 ps nur einen Weg von 0,06 µm, also etwa 1/8 des Abstands der Elektroden zurück. Aus diesem Grund kann man den schnellen Response nur mit einem Rekombinationsmechanismus erklären. Da die InP-Schicht aber nahezu undotiert ist, scheidet der übliche Weg der Rekombination über tiefe Störstellen aus.

Zur Erklärung dieses Phänomens muß man die Bandstruktur am Heteroübergang InP/Ga_{0,47}In_{0,53}As berücksichtigen. Wegen dem großen Unterschied in der Bandlücke in beiden Materialien hat man sowohl im Valenz- als auch im Leitungsband einen großen Bandoffset. Daher werden Ladungsträger, die in der InP-Schicht erzeugt werden sehr effektiv in der Ga_{0,47}In_{0,53}As-Schicht gefangen, wenn sie in die Nähe der Grenzfläche geraten. Die Bandoffsets sind groß genug, um die Ladungsträger über lange Zeit dort gefangen zu halten, solange die an die Diode

angelegte Spannung nicht allzu hoch ist. Die Ladungsträger rekombinieren in der $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht in einem Zeitraum, der viel größer ist als die gemessenen 0,6 ps. Sie bleiben dort aber gefangen und tragen daher nicht zum Photostrom bei.

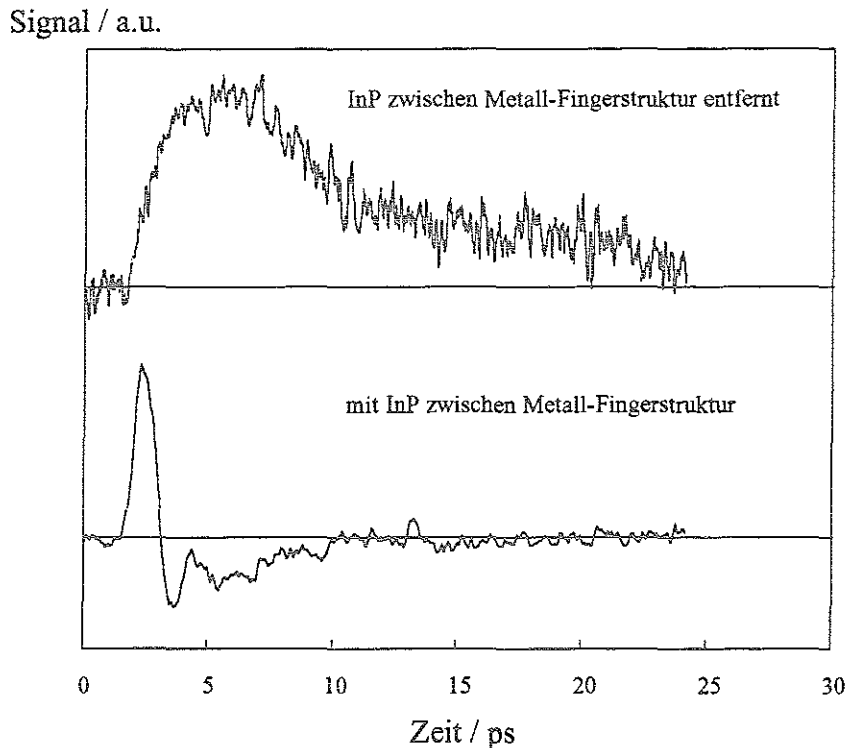


Abb. 6.5: Signale der in Abb. 6.4 im Querschnitt dargestellten, neuartigen MSM-Diode. Wird die InP-Schicht zwischen der Metall-Fingerstruktur entfernt, so ist die Schaltzeit der Diode wieder von der Flugzeit der Ladungsträger zwischen den Metallkontakten bestimmt.

Die Ursache für den negativen Ausläufer im gemessenen Signal ist noch unklar. Möglicherweise sind dafür Ladungsträger verantwortlich, die neben der eigentlichen Diodenstruktur erzeugt wurden. Vielleicht spielen auch räumliche Inhomogenitäten in der Höhe der Schottky-Barriere eine gewisse Rolle.

Um die oben dargestellte Erklärung der schnellen Schaltzeit zu stützen, wurden zwei weitere Experimente durchgeführt. Zunächst wurde eine identische Diode untersucht, bei der allerdings die InP-Schicht zwischen den Metallfingern mittels Ar-Sputtern entfernt worden war. In dieser Struktur werden bei Beleuchtung alle Ladungsträger in der $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht erzeugt. Das elektrische Feld bildet sich hier vollständig in dieser Schicht aus und wird nicht mehr durch die darüberliegende InP-Schicht kurzgeschlossen. Der schnelle Ladungstransfer von der InP- in die darunterliegende $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht kann nicht mehr erfolgen und man erwartet eine Responsezeit, die durch die Flugzeit der Ladungsträger zwischen den Metallkontakten gegeben ist. Diese Vermutung wird durch die gemessenen Kurven (Abb. 6.5 (oben)) sehr gut bestätigt.

Man sieht deutlich die viel längere Responsezeit der Struktur, bei der die InP-Schicht zwischen den Fingern entfernt wurde.

Um den Ladungstransfer etwas direkter zu untersuchen, wurde an einer Diodenstruktur ein Upconversion-Experiment durchgeführt. Der genaue Versuchsaufbau des Upconversion-Experiments ist bei Kersting et al. (1993) beschrieben. Es wurde eine MSM-Diode mit einer identischen Schichtstruktur untersucht. Die aktive Fläche betrug bei dieser Struktur $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, wobei der Fingerabstand mit $3 \mu\text{m}$ etwas größer war. Diese Diode war nicht in eine Koplanarleitung integriert. Die vergrößerte Diodenfläche ermöglicht eine höhere Lumineszenzausbeute, ohne daß die Dichte der in der Diode erzeugten Ladungsträger erhöht werden mußten. Wegen dem vergrößerten Fingerabstand erwartet man eine Transitzeit der Ladungsträger von mehr als 15 ps. Die MSM-Diode wurde mit einem Laserpuls von 710 nm Wellenlänge (1,75 eV) angeregt. Die Lumineszenz der Diode wurde in einen LiIO_3 -Kristall fokussiert und mit einem zweiten, zeitverzögerten Laserpuls überlagert. Das Summenfrequenzsignal wurde mit einem Monochromator spektral analysiert und die Antwort der Diode bei 906 nm (Photonenenergie 1,37 eV $\approx$ Bandlücke von InP) als Funktion der Zeit registriert. Da die Photonenergie nahe der Bandlücke von InP gewählt war, ist die Lumineszenz proportional zur Zahl der Ladungsträger in der InP-Deckschicht.

Nach der Anregung zeigte die Lumineszenz einen schnellen Abfall mit einer Zeitkonstante von 2 ps. Dieser Abfall ist viel schneller, als durch den Transport der Ladungsträger zu den Kontakten möglich wäre und stellt daher ein weiteres starkes Indiz für den schnellen Ladungstransfer in die $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht dar.

Damit wurde ein neuer Weg zur Erzeugung von schnellen Schaltzeiten mit MSM-Dioden aufgezeigt, der eine Alternative zu den bisher verwendeten Photoschaltern darstellen kann. Die kurze Schaltzeit wird nicht durch eine Rekombination der Ladungsträger an tiefen Störstellen, sondern durch den schnellen Ladungstransfer von der InP- in die darunterliegende $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht erreicht. Wegen der nicht vorhandenen Störstellen bleiben die elektrischen Eigenschaften der InP-Schicht, wie z. B. die Ladungsträgerbeweglichkeit μ voll erhalten. Die geschaltete Spannung ist sehr hoch. Die mäßige Quantenausbeute kann z. B. durch die Verringerung des Fingerabstands weiter erhöht werden. Bei einer dickeren InP-Deckschicht könnte man ebenfalls eine höhere Quantenausbeute erwarten. Bei einer dünneren InP-Schicht könnte man eventuell noch kürzere Schaltzeiten erreichen, allerdings bei verringerter Quantenausbeute (Stein von Kamienski et al. (1993)).

7. Messungen an supraleitenden Streifenleitungen

7.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen wurden an 300 nm dicken, mittels DC-Sputtern hergestellten Schichten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf 1 mm dicken und $10 \times 10 \text{ mm}^2$ großen Substraten aus LaAlO_3 durchgeführt. Für eine detaillierte Beschreibung des Abscheideverfahrens siehe Poppe et al. (1992). Messungen an Schichten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 -Substraten mit dem in dieser Arbeit verwendeten Verfahren wurden erstmalig 1989 von Nuß und Goossen durchgeführt. Die von diesen Autoren verwendeten Schichten waren mittels Koevaporation hergestellt (Mankiewich et al. (1987)).

Die Supraleiter besaßen vor der Strukturierung eine Sprungtemperatur von $T_c \geq 90 \text{ K}$ und eine kritische Stromdichte $j_c \geq 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77 K. Die Schichten wurden am Rand mit einer dünnen Goldschicht bedampft, um einen besseren Kontakt zum Photoschalter zu ermöglichen. Anschließend wurden Koplanarleitungen von $10 \mu\text{m}$ Streifenbreite und $10 \mu\text{m}$ Abstand mittels UV-Lithographie und anschließendem Ar-Ionensputtern aus den Schichten strukturiert. Beim Sputtern wurden die Schichten auf -7°C gekühlt, um die thermische Belastung und damit die Ausdiffusion von Sauerstoff zu minimieren. Die nutzbare Länge der strukturierten Leitungen betrug 7 mm. Als Photoschalter dienten ionenimplantierte SoS-Substrate, auf denen Gold-Streifenleitungen gleicher Dimensionen strukturiert waren. Die Eigenschaften dieser Photoschalter sind in Kapitel 5.1 beschrieben. Aus den zunächst $10 \times 10 \text{ mm}^2$ großen Photoschaltern wurden etwa 2 mm breite Stücke mit einer Drahtsäge herausgetrennt, die mit der aktiven Seite nach unten auf die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Streifenleitungen gelegt wurden. Die Gold-Leitungen auf dem Photoschalter wurden unter einem Mikroskop mit den supraleitenden Streifenleitungen zur Deckung gebracht und der Photoschalter anschließend mit CuBe-Federn fixiert. Diese Anordnung ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt.

Diese Flip-Chip Geometrie ist sehr günstig, da sie eine hohe Bandbreite des elektrischen Kontaktes ermöglicht. Die Impedanzen von Photoschalter und Streifenleitung sind wegen der identischen Geometrie sehr ähnlich und es treten nur geringe Reflexionsverluste auf. Bei Pulsen extrem hoher Bandbreite ist eine Impedanzanpassung von Photoschalter und Streifenleitung sehr wichtig. Bei fehlender Anpassung, wie es z. B. beim Kontaktieren mit Bond-Drähten der Fall ist, treten hohe Reflexionsverluste auf, so daß die Signale bei der Einkopplung stark abgeschwächt werden. Zum anderen werden die Pulse durch Dispersion stark verbreitert, so daß es mit der Bond-Technik kaum möglich ist, Pulse mit Breiten von unter 5 ps zu übertragen.

Bei jeder Temperatur wurden zwei Meßkurven aufgenommen, die erste mit einem möglichst geringen Abstand zwischen Photoschalter und Meßkristall ($\approx 500 \mu\text{m}$) und die zweite im Abstand von 2 - 4 mm von der ersten. Von beiden Meßkurven wurden die Fourier-Transformierten gebildet und aus deren Differenz die Absorption und Dispersion der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Leitung als Funktion der Frequenz berechnet.

Wie in Kapitel 4 erläutert, wurden identische Messungen auch mit Gold-Streifenleitungen, anstelle der Streifenleitungen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ durchgeführt. Damit konnten Geometrie- und Substrateinfluß beseitigt werden.

In Abb. 7.1 ist der Ausgangspuls, der im Abstand von 0,5 mm vom Photoschalter gemessen wurde, sowie die propagierten Pulse nach weiteren 2 mm Laufweg als Funktion der Temperatur dargestellt. Zur besseren Übersicht ist der Ausgangspuls nur bei einer Temperatur (10 K) dargestellt. Der vom Photoschalter erzeugte elektrische Puls ist zwar weitgehend unabhängig von der Temperatur, aufgrund der Geometrie von Photoschalter und Meßkristall ist eine Messung des Pulses aber erst nach einem Laufweg von ca. 0,5 mm möglich, so daß dieser schon von den Leitungseigenschaften beeinflußt ist.

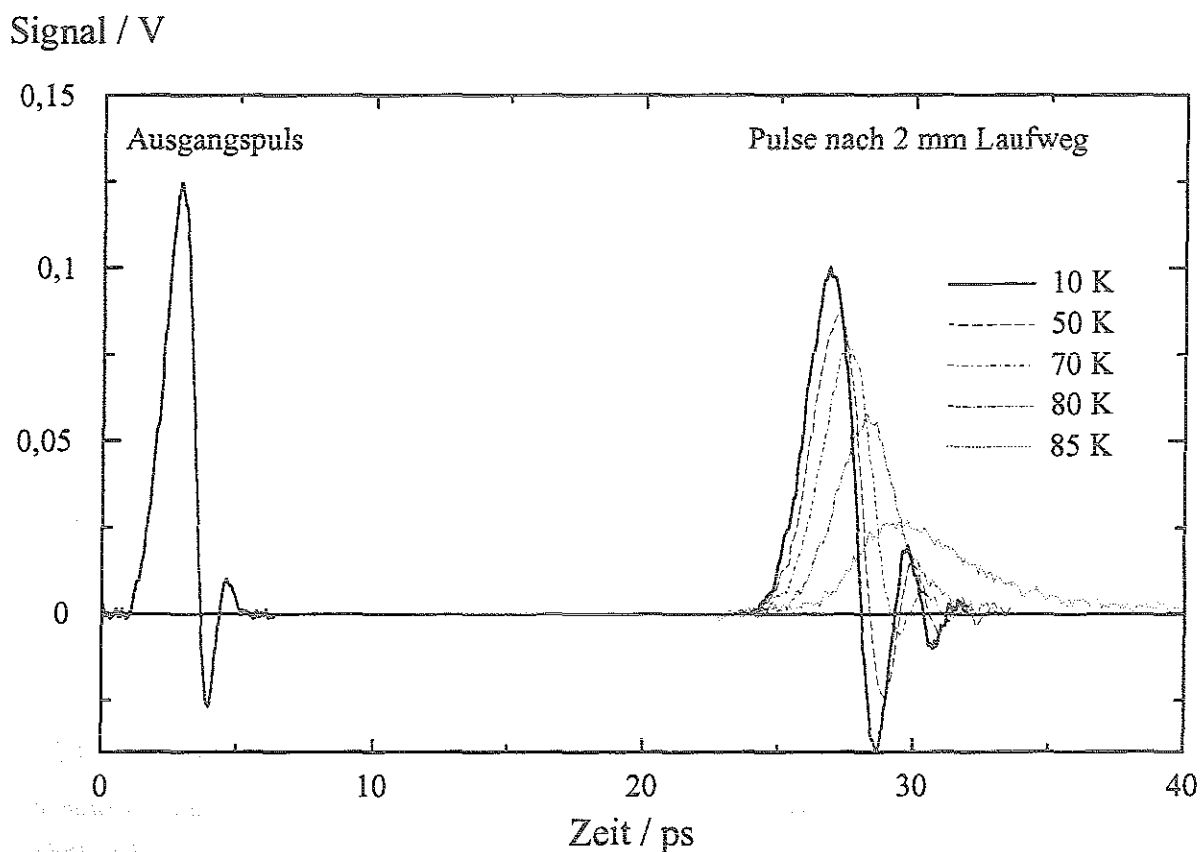


Abb. 7.1: Propagation eines elektrischen Pulses auf supraleitenden Streifenleitungen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 . Die Schwingungen auf der Rückseite der Pulse sind im wesentlichen von der Leitungsgeometrie verursacht. Oberhalb von ca. 50 K nimmt die Pulshöhe durch verstärkte Absorption des Signals im Supraleiter deutlich ab. Ab dieser Temperatur verändert sich auch die Laufzeit der Pulse, bedingt durch die Änderung der magnetischen Eindringtiefe λ .

Die Halbwertsbreite des Ausgangspulses beträgt 1,3 ps, die der propagierten Pulse für $T \leq 50$ K ist mit 1,8 ps nur wenig größer geworden. Erst bei Temperaturen über 70 K wird der Puls durch verstärkte Absorption der hohen Frequenzanteile merklich breiter. Wie man an dem steilen Abfall des Pulses und dem negativen Unterschwinger erkennen kann, zeigt schon der Ausgangspuls den Einfluß von Dispersion, die aber nach 2 mm Laufweg sehr viel ausgeprägter ist. Zum großen Teil wird diese Dispersion jedoch nicht von den Eigenschaften des Supraleiters selbst verursacht, sondern von der Leitungsdispersion, bedingt durch den großen Unterschied im Brechungsindex zwischen LaAlO_3 und Luft (bzw. Vakuum) (Kap. 4.1). Dies kann man in Abb. 7.2 erkennen, in der die Propagation auf Gold-Streifenleitungen mit der auf Leitungen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ verglichen wird. Bei Koplanarleitungen tritt dieser Effekt immer dann auf, wenn das Substrat eine große Dielektrizitätskonstante besitzt, kann aber durch einen geringeren Abstand der Streifenleitungen verringert werden (siehe Abb. 4.2). An der geringeren Pulshöhe der propagierten Pulse wird deutlich, daß die Verluste bei der Verwendung von Gold-Leitungen in diesem Temperaturbereich erheblich höher sind als bei supraleitenden Streifenleitungen.

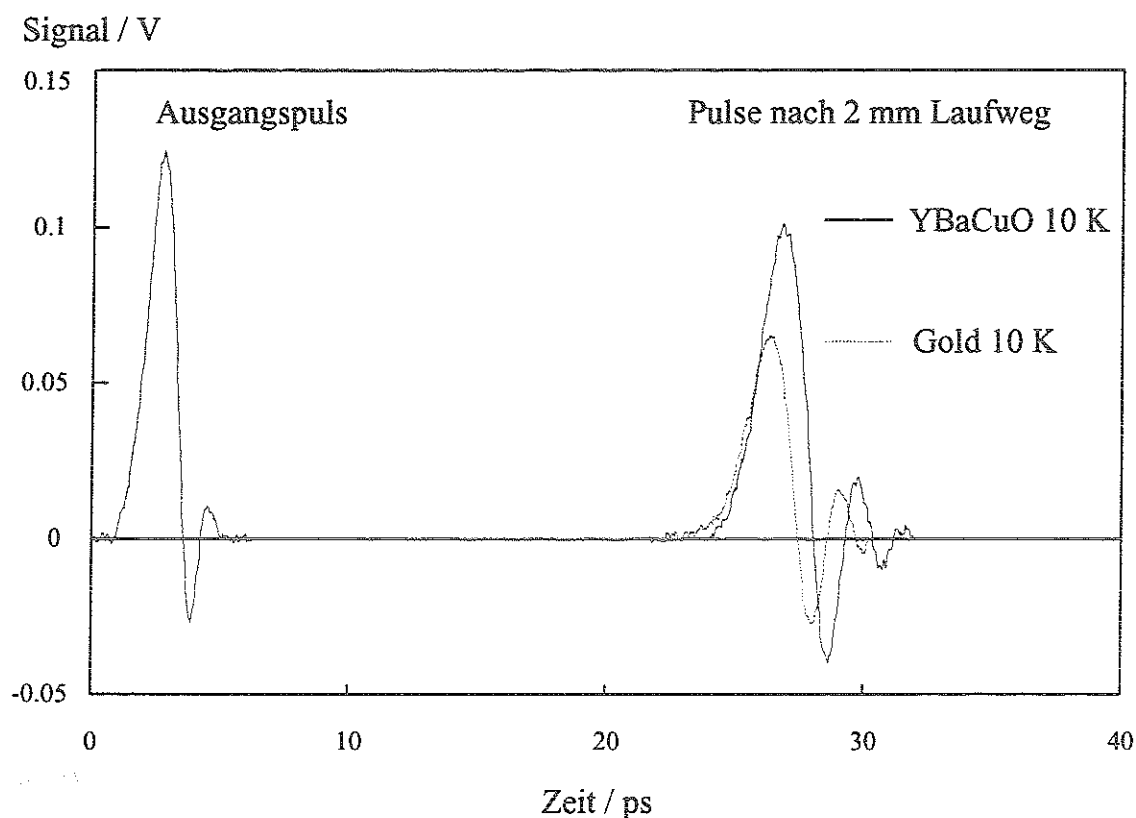


Abb. 7.2: Vergleich der Pulspropagation auf metallischen und supraleitenden Streifenleitungen. Die Absorption von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ist bei dieser Temperatur deutlich geringer als die von Gold. Man sieht, daß die Gruppengeschwindigkeit der Pulse auf Gold-Leitungen größer ist als auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Leitungen. Die starke Dispersion wird im wesentlichen von der Geometrie und der großen Dielektrizitätskonstante des Substrats ($\epsilon_{\text{LaAlO}_3} \approx 23$) verursacht.

Aus der Differenz der Fourier-Transformierten der Pulse, unter Berücksichtigung der Ergebnisse bei der Propagation auf Gold-Streifenleitungen, wurde die Oberflächenimpedanz

$$Z_s(f, T) = R_s(f, T) + i \cdot X_s(f, T) \quad (7.1)$$

berechnet. Der Oberflächenwiderstand R_s für verschiedene Temperaturen ist in Abb. 7.3 doppelt logarithmisch als Funktion der Frequenz dargestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich der an Gold-Leitungen bei 100 K ermittelte Frequenzverlauf des Oberflächenwiderstands eingetragen. Wegen Gleichung (4.19) zeigt R_s für Metalle nur eine relativ schwache Frequenzabhängigkeit mit $R_s \sim f^{0.5}$. Dagegen zeigt der Oberflächenwiderstand von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bei niedrigen Frequenzen eine fast quadratische Frequenzabhängigkeit. Oberhalb von 100 GHz knicken die Kurven etwas ab und man findet $R_s \sim f^{1.5}$.

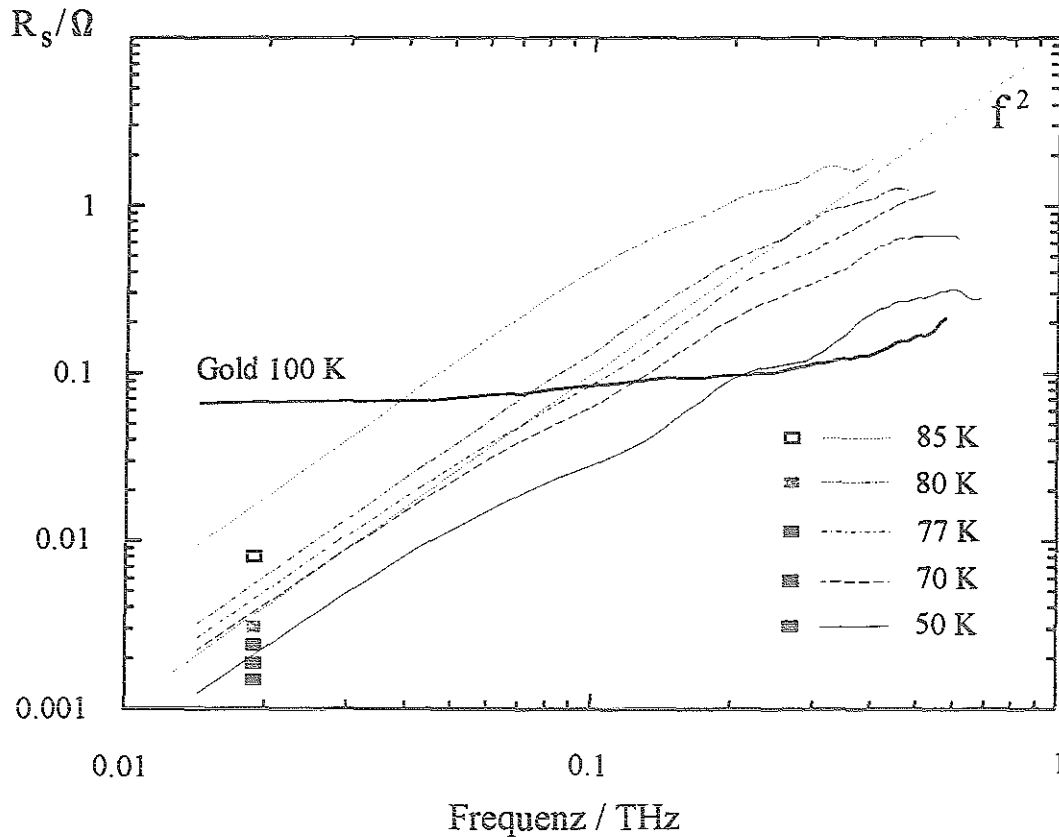


Abb. 7.3: Der Oberflächenwiderstand von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 als Funktion der Frequenz im Vergleich mit den an Gold-Streifenleitungen gemessenen Werten. Vergleichsmessungen bei 19 GHz, die an der gleichen Probe (vor der Strukturierung) in einem Mikrowellenresonator (Klein et al. (1992)) durchgeführt wurden, zeigen etwas niedrigere Werte. Die Abweichungen sind aber zu klein, um eindeutig auf eine Degradation durch die Strukturierung zurückgeführt zu werden. Die gestrichelte Gerade zeigt den theoretischen Verlauf ($R_s \sim f^2$) nach Gleichung (4.41) in der Näherung $\sigma_1 \ll \sigma_2$.

Man sieht, daß die gemessenen supraleitenden Streifenleitungen denen aus Gold bis zu Frequenzen von ca. 100 GHz ($T \leq 77$ K) bzw. 300 GHz ($T \leq 50$ K) überlegen sind. Bei höheren Frequenzen allerdings übersteigen die Verluste der Supraleiter die von Gold. Bei etwas geringeren Frequenzen wird der Vorteil des Supraleiters schnell offensichtlich. Bei 10 GHz liegen die Verluste von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ schon um zwei Größenordnungen niedriger als die von Gold.

Um die Messungen zu kalibrieren und die geometrieabhängigen Faktoren aus Kapitel 4 zu überprüfen, wurden Vergleichsmessungen in einem Mikrowellenresonator bei 19 GHz durchgeführt. Diese wurden an den gleichen Proben, allerdings vor der Strukturierung der Streifenleitungen vorgenommen, so daß die Vergleichbarkeit gewährleistet ist. Für eine ausführliche Beschreibung des Meßverfahrens siehe z. B. Klein et al. (1992).

Die mit dem Mikrowellenresonator bei 19 GHz gewonnenen Werte des Oberflächenwiderstands sind als Quadrate in Abb. 7.3 eingetragen. Man sieht, daß die Werte systematisch etwas geringer sind als die Widerstände der Streifenleitungen. Die Abweichungen betragen ca. 3 m Ω und liegen damit in der Größenordnung der Meßfehler dieses Verfahrens. Sie könnten daher durch systematische Fehler, aber auch von einer leichten Degradation des Supraleiters durch die Strukturierung verursacht sein. Die Kanten der Streifenleitungen sind besonders empfindlich, da hier die Stromdichte am größten ist.

Der gemessene Oberflächenwiderstand stimmt qualitativ und quantitativ sehr gut mit den von Nuß et al. (1991a) angegebenen Werten überein. Die Autoren fanden einen Anstieg von $R_s \sim f^{1.8}$ und oberhalb von 200 GHz ebenfalls ein Abknicken der Meßkurven. Ihre Werte von R_s bei $T = 85$ K liegen zwar geringfügig niedriger als die hier gefundenen, dies läßt sich aber mit einem Fehler in der Temperaturmessung von ca. 1 - 2 K erklären, da R_s nahe T_c sehr empfindlich von der Temperatur abhängt. Die großen Unterschiede im Oberflächenwiderstand der Kurven für 80 K und 85 K zeigen dies sehr deutlich.

Die Messungen der Oberflächenreaktanz X_s dieser Proben sind in Abb. 7.4 dargestellt. Sie zeigen bei tiefen Temperaturen einen linearen Anstieg von X_s mit der Frequenz. Bei $T > 50$ K zeigen die Kurven dagegen einen nach unten gebogenen Verlauf.

Nuß et al. haben zwei unterschiedliche Ergebnisse veröffentlicht:

Mit dem Verfahren des elektrooptischen Samplings erhielten sie einen nach oben gebogenen Verlauf von X_s als Funktion der Frequenz bei tiefen Temperaturen und einen fast linearen Verlauf bei 80 K und 85 K (Nuß et al. (1991a)). Diese Werte wurden an 200 nm dicken Schichten auf LaAlO_3 erzielt.

Mit Transmissionsexperimenten an unstrukturierten, allerdings nur 50 nm dünnen Filmen auf LaAlO_3 mittels zeitaufgelöster Terahertz-Spektroskopie, erhielten sie dagegen einen linearen Verlauf der Oberflächenreaktanz bei tiefen Temperaturen und einen nach unten gebogenen Verlauf bei hohen Temperaturen (Nuß et al. (1991b)). Diese Messungen zeigen qualitativ den gleichen Verlauf wie die Kurven in Abb. 7.4.

Wenn die magnetische Eindringtiefe λ frequenzunabhängig ist, so erwartet man einen linearen Verlauf von X_s als Funktion der Frequenz. Für $\sigma_1 \ll \sigma_2$ gilt für die Oberflächenreaktanz (Kap. 4.5):

$$X_s(\omega) = \omega \cdot \mu_0 \cdot \lambda \cdot \coth(t/\lambda), \quad (7.2)$$

wobei der $\coth$ -Term die endliche Schichtdicke t berücksichtigt. Aus der Steigung von X_s kann daher in dieser Näherung die magnetische Eindringtiefe λ bestimmt werden. In Abb. 7.4 ist die berechnete Gerade für $\lambda = 200$ nm eingetragen. Man sieht eine nahezu perfekte Übereinstimmung für Temperaturen bis etwa 50 K. Die auf diese Weise bestimmte Eindringtiefe liegt mit $\lambda(0 \text{ K}) = 200$ nm und $\lambda(77 \text{ K}) = 450$ nm allerdings ca. 25 % über den von Nuß et al. (1991a) angegebenen Werten von $\lambda(0 \text{ K}) = 160$ nm und $\lambda(77 \text{ K}) = 350$ nm. Die Ursache dafür ist unklar, da die Werte des Oberflächenwiderstands R_s sehr gut übereinstimmen. Wenn eine schlechtere Epitaxie die Ursache für die größere Eindringtiefe wäre, müßte sich dies auch in einem größeren Oberflächenwiderstand widerspiegeln. Wahrscheinlich sind Meßfehler bei der Bestimmung der Schichtdicke des supraleitenden Films für diese Unterschiede verantwortlich. Die Schichtdicken wurden aus der Sputterzeit bestimmt, die mit Hilfe von RBS-Messungen kalibriert war. Hier ist ein Absolutfehler von sicherlich 10 %, sowohl bei diesen, als auch bei den Messungen von Nuß et al. anzusetzen.

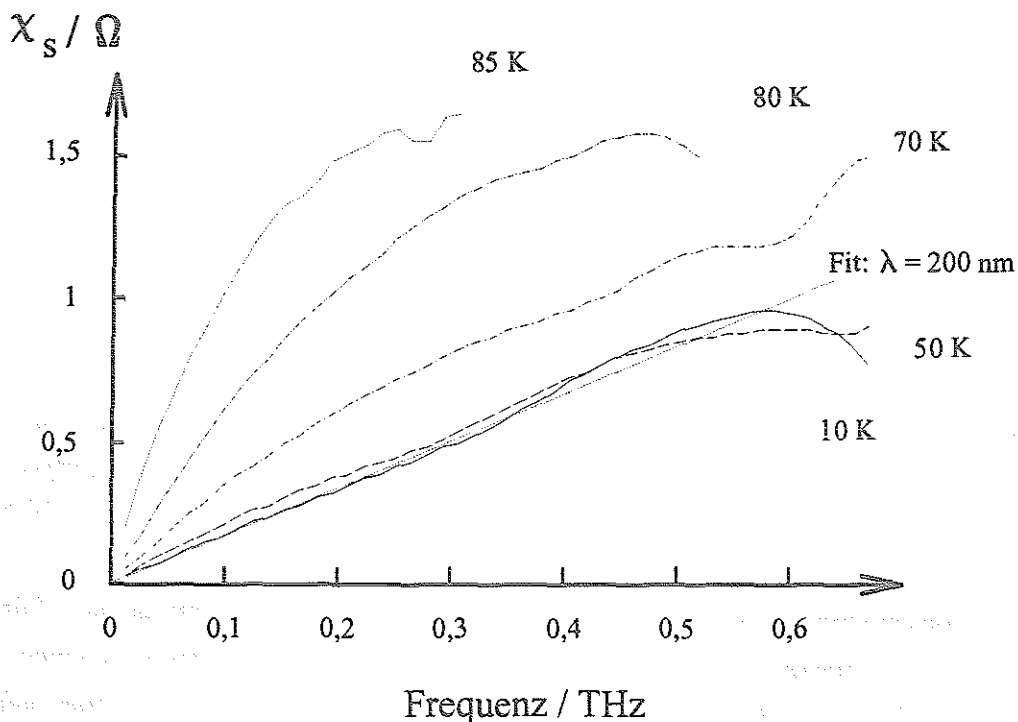


Abb. 7.4: Die Oberflächenreaktanz X_s als Funktion der Frequenz. Man sieht, daß die Näherung $\sigma_1 \ll \sigma_2$ (Gl. 7.2) für $T \leq 50$ K bis mindestens 500 GHz sehr gut erfüllt ist. Daraus erhält man eine Eindringtiefe $\lambda_0 = 200$ nm.

An dem gebogenen Verlauf der Oberflächenreaktanz sieht man deutlich, daß die Näherung $\sigma_1 \ll \sigma_2$ für $T \geq 50$ K nicht mehr gilt. Aus den Messungen von Oberflächenwiderstand und Oberflächenreaktanz lassen sich aber mit Gl. (4.57) sowohl Realteil $\sigma_1(f, T)$, als auch Imaginärteil $\sigma_2(f, T)$ der Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$ numerisch bestimmen. Mit Gl. (4.59) erhält man daraus die Eindringtiefe λ als Funktion von Frequenz und Temperatur. Die so bestimmte magnetische Eindringtiefe $\lambda(f, T)$ ist in Abb. 7.5 dargestellt

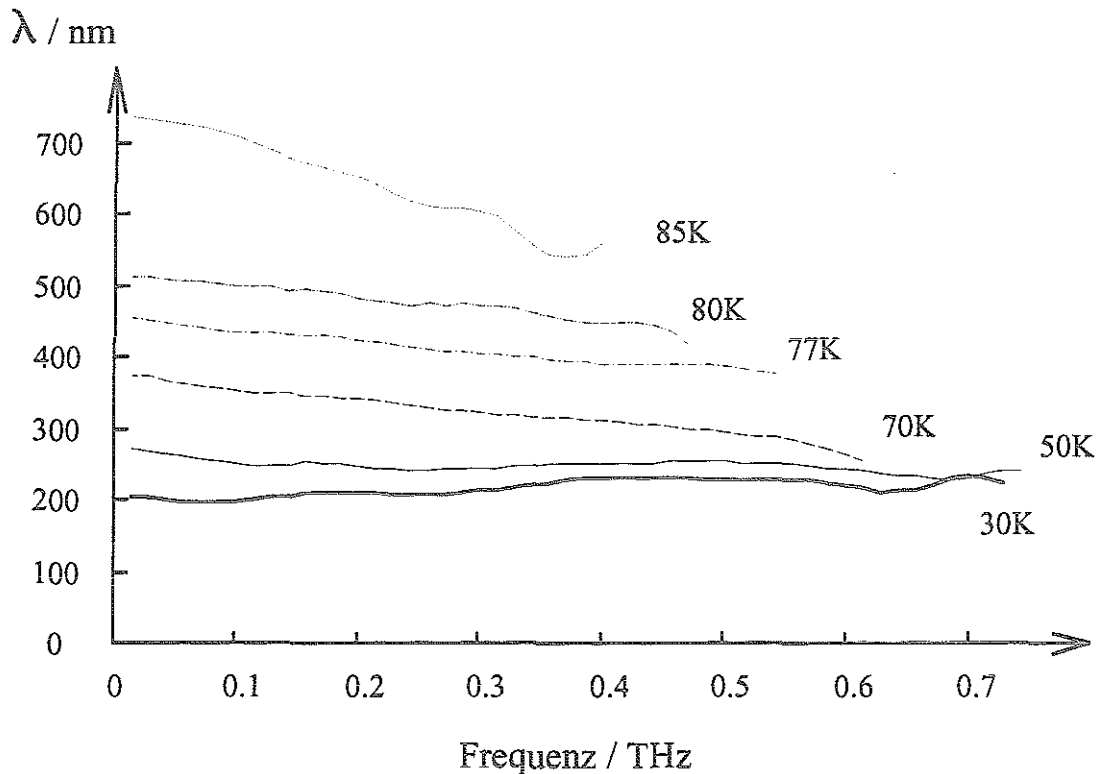


Abb. 7.5: Exakte Bestimmung der Eindringtiefe λ aus den gemessenen Werten des Oberflächenwiderstands R_s und der Oberflächenreaktanz X_s nach Gleichung (4.59). Bei hohen Temperaturen addiert sich der Einfluß des Skin-Effekts der normalleitenden Elektronen, der zu einer Abnahme von λ mit der Frequenz führt.

Man sieht, daß λ bei niedrigen Temperaturen im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von der Frequenz ist. Nahe T_c sieht man jedoch eine deutliche Abnahme der Eindringtiefe mit der Frequenz. Hier addiert sich der Skin-Effekt, der durch die ungepaarten Elektronen verursacht wird und zu einer Abnahme der Eindringtiefe mit der Frequenz führt (siehe Gl. 4.18).

Die so bestimmte Eindringtiefe bei der Frequenz $f = 0$ Hz ist in Abb. 7.6 als Funktion der Temperatur dargestellt. Zum Vergleich sind die nach der BCS-Theorie und dem Zwei-Flüssigkeiten Modell berechneten Kurven eingetragen (Gl. 4.48 bis 4.50). Bei den Berechnungen wurde eine Sprungtemperatur von $T_c = 90$ K angenommen, wie sie auch an der unstrukturierten Probe gemessen wurde. Man erkennt, daß der gemessene $\lambda(T)$ -Verlauf nicht mit dem einfachen

Zwei-Flüssigkeiten Modell in Übereinstimmung gebracht werden kann. Dagegen paßt die nach der BCS-Theorie vorhergesagte Temperaturabhängigkeit hervorragend. Allerdings ist die Übereinstimmung nur dann gegeben, wenn der BCS-Wert der reduzierten Energielücke von $2\Delta/k_B T_c = 3,5$ auf 2,8 für den „reinen“, bzw. 1,8 für den „verunreinigten“ Grenzfall geändert wird. Werden diese Werte eingesetzt, dann sind die Kurven nahezu identisch. Daher kann zwischen dem „verunreinigten“ und dem „reinen“ Grenzfall nicht unterschieden werden.

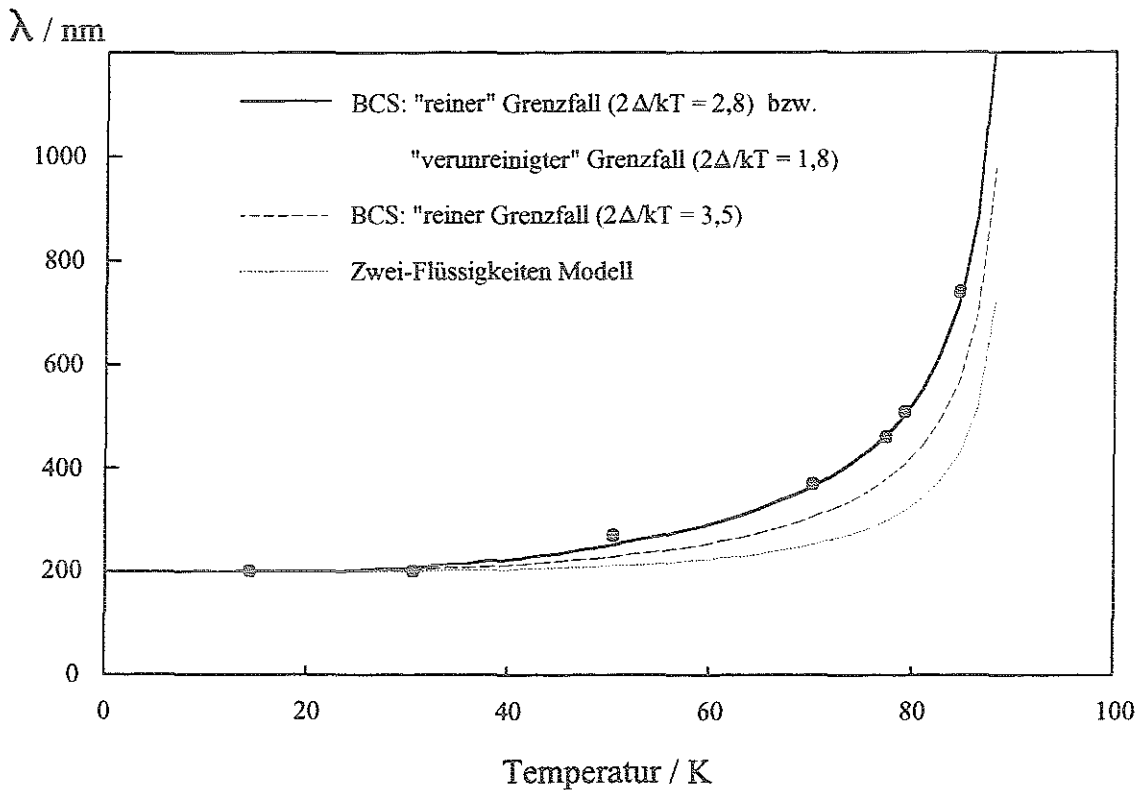


Abb. 7.6: Vergleich der gemessenen Werte der magnetischen Eindringtiefe λ ($f = 0$ Hz) mit BCS-Theorie und Zwei-Flüssigkeiten Modell. Die Übereinstimmung mit den Voraussagen der BCS-Theorie ist hervorragend, wenn man eine reduzierte Energielücke von $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ im „reinen“, bzw. 1,8 im „verunreinigten“ Grenzfall annimmt. Die Kurven für beide Grenzfälle sind innerhalb der Linienbreite der eingezeichneten Kurve nicht zu unterscheiden.

Mit den in Abb. 7.5 gezeigten frequenzabhängigen Werten der London'schen Eindringtiefe, sowie einer festen Leitfähigkeit σ_n für alle Temperaturen, wurde nun der Oberflächenwiderstand nach der von Goossen et al. (1990) angegebenen Formel (Gl. 4.47) berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen (Abb. 7.7). Es zeigt sich, daß man mit $\sigma_n = 1 \cdot 10^6 / (\Omega\text{m})$ eine recht gute Übereinstimmung mit den Messungen bei Temperaturen von 77 bis 85 K erhält. Dieser Wert wurde gewählt, da er dem gemessenen σ_l bei 85 K entspricht. Er ist typisch für die Leitfähigkeit von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten knapp oberhalb von T_c , denn gute supraleitende Schichten zeigen

einen spezifischen Widerstand $\rho(100 \text{ K}) = 50 - 100 \mu\Omega\text{cm}$, was einem Wert von $\sigma_n = 1 - 2 \cdot 10^6 / (\Omega\text{m})$ entspricht.

Unterhalb von $T = 50 \text{ K}$ wird die Abweichung von der Messung aber sehr groß. Daher stimmt entweder der Temperaturverlauf der Bandlücke, oder der Verlauf von σ_I nicht mit dem Modell nach Gl. 4.47 überein. Da die von der BCS-Theorie vorhergesagte Temperaturabhängigkeit der Bandlücke, die den Rechnungen in Abb. 7.6 zugrunde liegt sehr gut erfüllt ist, wird wahrscheinlich die Temperaturabhängigkeit von σ_I den tatsächlichen Verlauf nicht richtig wiedergeben.

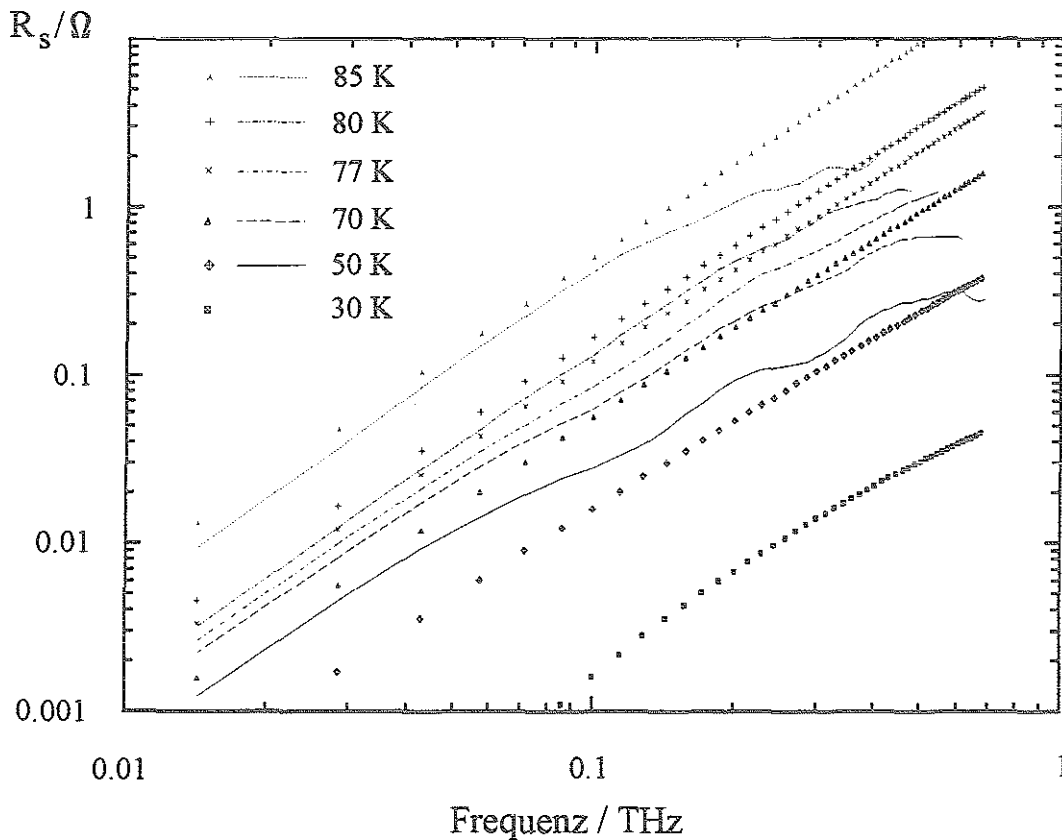


Abb. 7.7: Vergleich des gemessenen Oberflächenwiderstands $R_s(f)$ (Linien) mit den, nach der Mattis-Bardeen Theorie berechneten Werten (Punkte) mit $\sigma_n = 1 \cdot 10^6 / (\Omega\text{m})$ und $2\Delta/k_B T_c = 2$. Die Übereinstimmung ist bei $f \leq 200 \text{ GHz}$ und $T > 70 \text{ K}$ recht gut. Insbesondere bei tiefen Temperaturen werden die Abweichungen aber sehr groß. Die gemessenen Kurven für 50 K, 30 K und 10 K sind nahezu identisch, während die Theorie eine starke Abnahme von R_s bei tiefen Temperaturen vorhersagt.

Daher wurde der nach der Mattis-Bardeen Theorie berechnete Temperaturverlauf von σ_I/σ_n (Gl. 4.46) mit den gemessenen Werten von σ_I verglichen. Die aus der Mattis-Bardeen Theorie errechnete Leitfähigkeit (bei $f = 300 \text{ GHz}$) steigt unterhalb von T_c zunächst stark an, um dann nach Durchlaufen eines Maximums bei etwa 60 K auf Null abzufallen. Lage und Breite des

Maximums hängen stark von dem gewählten Parameter $2\Delta/k_B T_C$ ab. Ursache für das Maximum der Leitfähigkeit σ_I sind zwei konkurrierende Prozesse. Nahe T_C nimmt die freie Weglänge l schneller zu als die Zahl der Quasiteilchen N abnimmt, so daß die Leitfähigkeit zunächst ansteigt. Nach Durchlaufen eines Maximums fällt σ_I steil ab, da immer mehr Elektronen zu Cooper-Paaren kondensieren. Bei $T = 0$ K erwartet man, daß alle Elektronen im Bereich 2Δ um die Fermi-Energie zu Cooper Paaren kondensiert sind und daher die Zahl der normalleitenden Ladungsträger $N_n = 0$ wird. Damit sollte auch die Leitfähigkeit der normalleitenden Ladungsträger $\sigma_I = 0$ werden.

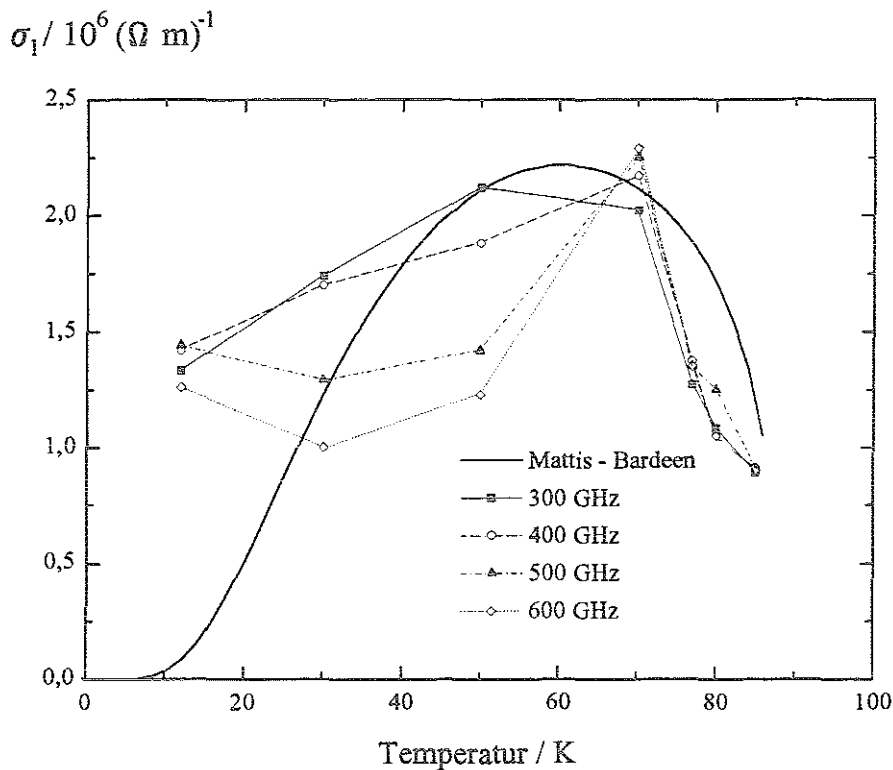


Abb. 7.8: Vergleich des gemessenen Realteils σ_I der Leitfähigkeit (Punkte) von $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ mit dem von der Mattis-Bardeen Theorie vorhergesagten Verlauf (mit $f = 300$ GHz, $\sigma_n = 1,3 \cdot 10^6 / (\Omega m)$ und $2\Delta/k_B T_C = 2$; Gl. 4.46). Der berechnete Verlauf stimmt qualitativ mit den gemessenen Werten überein, σ_I geht aber bei tiefen Temperaturen nicht auf Null zurück, sondern bleibt nahezu konstant bei $\sigma_I \approx 1,3 \cdot 10^6 / (\Omega m)$.

Für die gezeigten Kurven wurden, in recht guter Übereinstimmung mit den oben bestimmten Werten, die Parameter $\sigma_n = 1,3 \cdot 10^6 / (\Omega m)$ und $2\Delta/k_B T_C = 1,8$ verwendet. Die Meßpunkte zeigen ein Maximum von σ_I bei etwa 70 K. Zu niedrigen Temperaturen fällt die Leitfähigkeit, wie erwartet wieder ab. Sie geht aber nicht, wie von der Theorie gefordert auf Null zurück, sondern fällt nur auf $\sigma_I \approx 1,3 \cdot 10^6 / (\Omega m)$ bei 10 K, also etwa auf den Anfangswert bei $T = 85$ K ab. Diese

„Restleitfähigkeit“ erklärt auch, warum der gemessene Oberflächenwiderstand unterhalb von 50 K weit weniger stark abnimmt als erwartet.

Dieses Maximum in σ_I steht in Übereinstimmung mit den Untersuchungen anderer Autoren (Nuß et al. (1991c), Holczer et al. (1991), Bonn et al. (1992)). So fanden z. B. Klein et al. (1991) bei ca. 50 K ein Maximum in σ_I bei 19 GHz sowohl an ablatierten, als auch an gesputterten Schichten. Die Ursache für diesen Effekt wird in der Literatur zur Zeit heftig diskutiert. Es scheint sich allerdings herauszukristallisieren, daß das Maximum in σ_I kein BCS-Kohärenzpeak ist, sondern durch einen steilen Abfall in der Streurate der Quasiteilchen unterhalb von T_c verursacht wird (*Nested Fermi Liquid* (NFL) Theorie, Virostek et al. (1990 und 1992), Rieck et al. (1993)). Klein et al. (1992) fanden bei ihren besten Filmen im Gegensatz zu den hier untersuchten, strukturierten Filmen eine exponentielle Abnahme des Oberflächenwiderstands mit der Temperatur unterhalb von ca. 50 K. Diesen Effekt führten sie auf einen höheren Sauerstoffgehalt dieser Filme zurück. Aus dem exponentiellen Verlauf von R_s schlossen sie auf eine reduzierte Energielücke $2\Delta/k_B T_c = 0,8$, deutlich geringer als die in dieser Arbeit aus dem Verlauf der London'schen Eindringtiefe gemessenen Werte von $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ bzw. 1,8. Eine mögliche Erklärung für die gemessenen Unterschiede wäre ein Sauerstoffverlust an den Kanten der Streifenleitungen, der durch den Strukturierungsprozeß verursacht sein könnten. Experimente mit einer Nachbeladung der Filme mit Sauerstoff im Anschluß an die Strukturierung sind in Vorbereitung.

7.2 YBa₂Cu₃O_{7-x} auf Si

Für die technische Anwendung ist es von großer Bedeutung ob es gelingt, YBa₂Cu₃O_{7-x} in geeigneter Qualität auf halbleitenden Substraten, wie z. B. Silizium, abzuscheiden. Die direkte Abscheidung auf Si ist nicht möglich, da bei den üblichen Depositionstemperaturen von 700 - 800 °C die starke Reaktion des Supraleiters mit Si die supraleitenden Eigenschaften zerstört. Daher wurden große Anstrengungen unternommen, um geeignete Pufferschichten zu entwickeln, die zum einen die Reaktion zwischen Si und YBa₂Cu₃O_{7-x} verhindern sollen, zum anderen das epitaktische Wachstum ermöglichen müssen (Fork et al. (1990), Lubig et al. (1990)). Aufgrund des großen Unterschieds im thermischen Ausdehnungskoeffizient zwischen YBa₂Cu₃O_{7-x} und Si ($16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bzw. $2,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) konnten auf Si-Substraten mit Pufferschichten aus Yttrium-stabilisiertem-Zirkonoxid (YSZ) nur sehr dünne, qualitativ aber sehr gute ($j_c > 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77 K) YBa₂Cu₃O_{7-x}-Schichten abgeschieden werden. Bei einer kritischen Schichtdicke von 50 - 70 nm traten Risse aufgrund der hohen Verspannung der supraleitenden Schichten auf (Fork et al. (1991), Prusseit et al. (1992a)). Für viele technische Anwendungen sind jedoch Schichtdicken von mehr als 70 nm erforderlich. Ein Ausweg bietet die Verwendung von Saphir-Substraten, die kommerziell mit 0,2 - 2 µm dicken, epitaktischen Schichten aus Si erhältlich sind. Diese als SoS (*Silicon-on-Sapphire*) bezeichneten Substrate sind

deutlich besser geeignet als reines Si, da Saphir einen mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizient von $8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ besitzt. Damit war es möglich, bis zu 400 nm dicke $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme rißfrei und mit hohen kritischen Stromwerten herzustellen (Fork et al. (1991)). Eine weitere Verbesserung brachte die Verwendung einer kombinierten Pufferschicht aus YSZ und CeO_2 (Copetti et al. (1993)). Damit konnten hervorragende Schichten mit hohen kritische Temperaturen von $T_c > 90 \text{ K}$ und sehr guten kritischen Stromwerten von $j_c > 2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77 K erzielt werden. Mit Ionen-Channeling wurde an diesen Schichten ein Minimum-Yield (X_{min}) von nur 3% im Ba-Signal gemessen. Die besten an Schichten auf SrTiO_3 gemessenen Werte liegen bei $X_{min} = 2 - 3 \%$, so daß dieser Wert für eine exzellente Kristallqualität spricht.

In Kapitel 3 und 6 wurde gezeigt, daß sich mit ionenimplantierten SoS-Substraten Photoschalter mit extrem kurzen Schaltzeiten realisieren lassen. Mit Hilfe der Flip-Chip Geometrie (Abb. 2.2) war es damit möglich, ultrakurze elektrische Pulse in supraleitende Koplanarleitungen einzukoppeln. Mit dieser Methode wurden in Kapitel 7.1 Streifenleitungen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 analysiert. Da sich $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ hervorragend auf SoS-Substraten abscheiden läßt, lag es nahe, den Photoschalter direkt in die supraleitende Streifenleitung zu integrieren. Die Schritte zur Herstellung dieser integrierten Photoschalter sind in Abb. 7.9 dargestellt.

Es wurde ein $10 \times 10 \text{ mm}^2$ großes SoS-Substrat (Si-Schichtdicke: $0,5 \mu\text{m}$) mit einer Pufferschicht aus 80 nm YSZ und 30 nm CeO_2 verwendet. Diese Schichten wurden bei 900°C und einem Sauerstoff-Partialdruck von 10^{-4} hPa auf das SoS-Substrat aufgedampft. Bei dieser Temperatur wachsen die Schichten hochgradig epitaktisch auf Si auf ($X_{min} = 5 \%$ im Ce-Signal). Dieser Prozeß ist ausführlich bei Copetti et al. (1993) beschrieben. Anschließend wurde darauf mittels DC-Sputtern ein 150 nm dicker $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Film abgeschieden (Pope et al. (1990)).

An einem ca. 3 mm breiten Teil der Probe wurde der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Film und die YSZ/ CeO_2 -Schicht mittels Ar-Ionensputtern entfernt und so die Si-Schicht freigelegt. Auf diesen freigelegten Teil und ca. 1 mm überlappend auf die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht wurden 200 nm Gold aufgedampft. Eine 10 nm dicke Cr-Schicht diente als Haftgrundlage. Aus diesem Schichtpaket wurden mittels UV-Lithographie und Ar-Ionensputtern $20 \mu\text{m}$ breite Streifenleitungen strukturiert, von denen wegen dem oben beschriebenen Prozeß ein 3 mm langer Abschnitt aus Gold bestand. Der Bereich der Gold-Leitungen wurde anschließend mit Si^+ -Ionen implantiert, um dort die Lebensdauer der Ladungsträger durch die Erzeugung von tiefen Störstellen abzusenken. Zum Schutz der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Streifenleitungen wurden diese während der Implantation mit einem Stück Silizium abgedeckt. Dosis und Energie wurden zu $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ Si}^+$ und 400 keV gewählt (vergleiche Kap. 6.1). Als Photoschalter diente ein $15 \mu\text{m}$ breiter Spalt auf einer der Streifenleitungen.

Durch dieses Verfahren entsteht im implantierten Bereich ein Photoschalter, der die gleichen Eigenschaften aufweist wie die in Kap. 6.1 beschriebenen. Dieser ist durch die überlappenden Gold-Leitungen direkt mit den weitgehend unveränderten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Streifenleitungen verbunden. Dadurch kann die komplizierte und zeitraubende Justage des Photoschalters auf den Streifenleitungen nach dem Flip-Chip Verfahren (Kap. 7.1; Abb. 2.2) entfallen. Mit diesem Prozeß

ist es daher möglich, die Eigenschaften eines Halbleiterbauelementes (Photoschalter) mit denen von Hochtemperatursupraleitern auf einem Substrat zu verbinden.

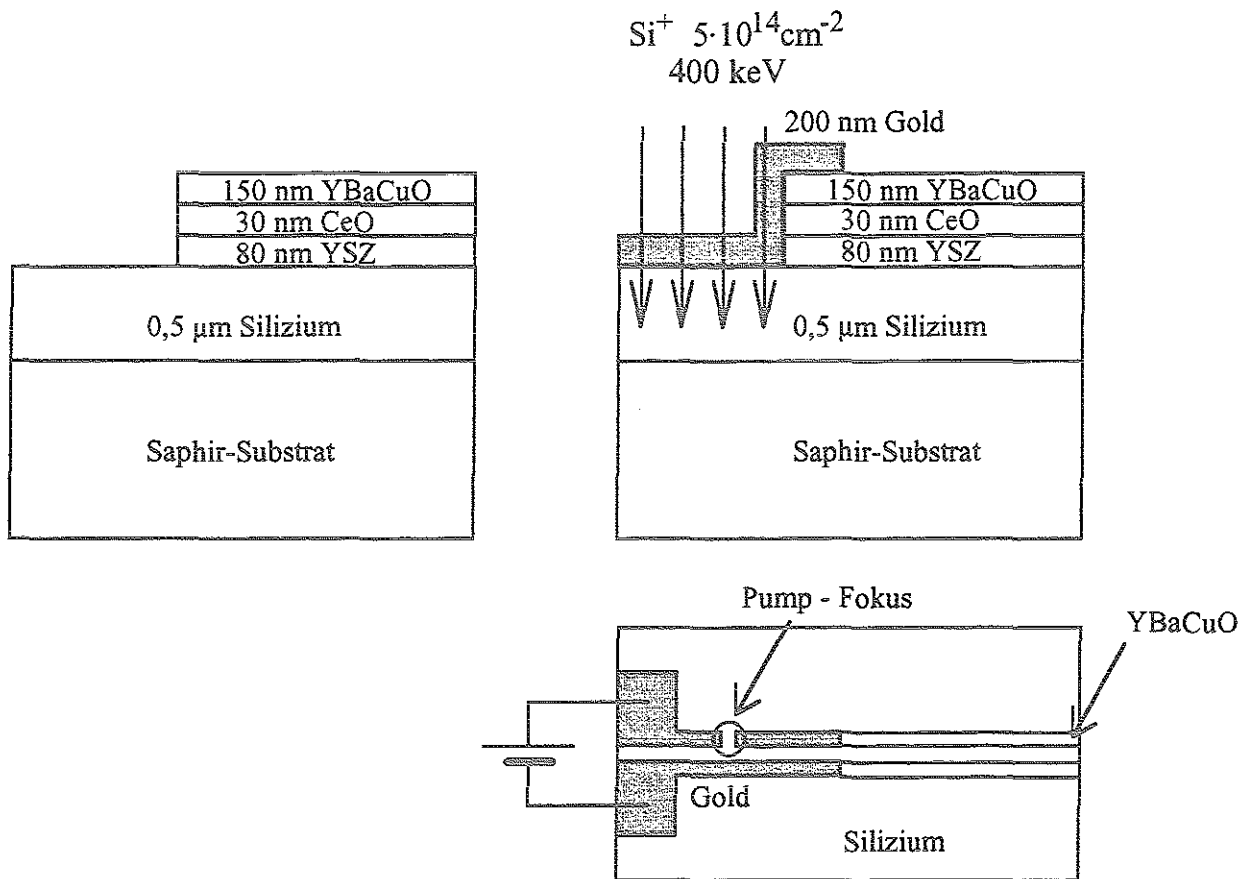


Abb. 7.9: Herstellung eines integrierten Photoschalters:

Ein Teil des Si-Substrats wird mittels Ar-Sputtern freigelegt (oben links). Auf diesen freigelegten Teil wird (überlappend) 200 nm Au aufgedampft. Nach der Strukturierung der Streifenleitungen wird der Bereich der Au-Streifenleitung mit Si-Ionen implantiert (oben rechts), so daß dieser Teil anschließend als Photoschalter verwendet werden kann (unten rechts).

In Abb. 7.10 sind die mit dieser Anordnung gemessenen Pulse dargestellt. Die Halbwertsbreite des Ausgangspulses, der direkt hinter dem Überlappungsbereich auf den supraleitenden Streifenleitungen gemessen wurde beträgt 1,3 ps. Nach einem Laufweg von 2 mm beträgt die Breite der propagierten Pulse 1,8 ps bei Temperaturen $T \leq 50 \text{ K}$. Diese Werte sind identisch mit denen von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten auf LaAlO_3 (Kap. 7.1). Im Vergleich zu Abb. 7.1 erkennt man an den weniger ausgeprägten Schwingungen auf der Rückseite der propagierten Pulse die deutlich geringere Dispersion. Dadurch wird die Pulsform im Vergleich zum Ausgangspuls viel weniger verändert, als das bei $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 der Fall war. Ursache dafür ist die um den Faktor 2,5 geringere Dielektrizitätskonstante von Al_2O_3 im Vergleich zu LaAlO_3 .

($\epsilon_{\text{LaAlO}_3} = 23$, $\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 9$ bzw. 11). Aus diesem Grund ist die Leitungsdispersion deutlich geringer als bei LaAlO_3 -Substraten (Kap. 4.1).

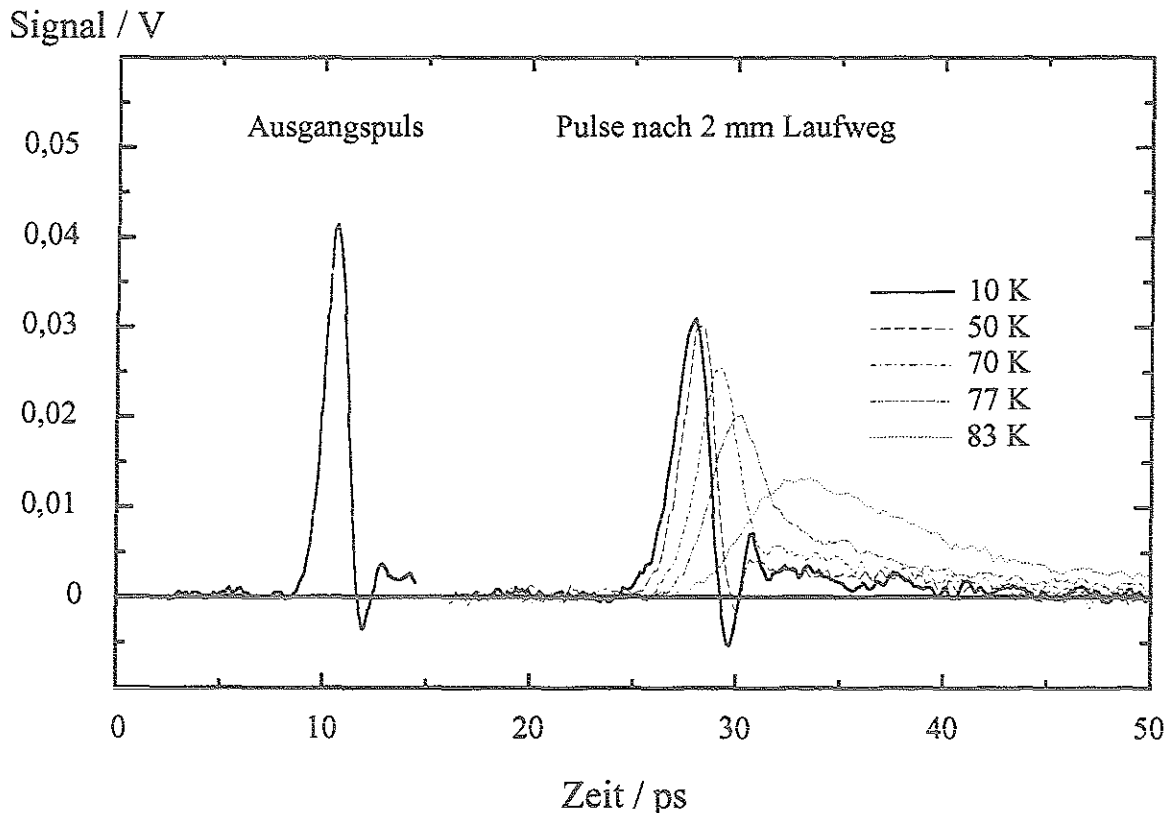


Abb. 7.10: Propagation von elektrischen Pulsen auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{CeO}_2/\text{YSZ}/\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Die Dispersion der Pulse ist im Vergleich zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{LaAlO}_3$ (Abb. 7.1) wesentlich geringer (Schwingungen auf der Rückseite der Pulse), da die Leitungsdispersion wegen der geringeren Dielektrizitätskonstante von Al_2O_3 deutlich reduziert ist. Die Halbwertsbreiten der Pulse sind mit 1,3 ps (Ausgangspuls) bzw. 1,8 ps (2 mm Laufweg, 10 - 50 K) identisch zu den im System $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{LaAlO}_3$ gemessenen.

Bei gleicher Qualität der supraleitenden Schicht ist daher ein Substrat mit einer niedrigen Dielektrizitätskonstante für die ungestörte Pulsausbreitung von Vorteil.

In Abb. 7.11 ist der Oberflächenwiderstand der hier vermessenen Schichten als Funktion der Frequenz dargestellt. Man sieht, daß die Kurven einen Verlauf zeigen, der sehr gut einem f^2 -Gesetz gehorcht. Die Schichten auf LaAlO_3 zeigten dagegen mit $R_s \sim f^{1,8}$ eine deutlich geringere Steigung. Auch ist ein Abknicken der Kurven bei 100 - 200 GHz nur in den Messungen für $T = 80$ K und $T = 10$ K zu erkennen. Die Absolutwerte von R_s liegen um den Faktor 2 - 5 höher als bei den Filmen auf LaAlO_3 .

Zum Vergleich ist ein bei 77 K gewonnener Wert eingetragen, der in einem Mikrowellenresonator bei 19 GHz gemessen wurde (Klein et al. (1992)). Dieser Wert wurde an derselben Schicht,

allerdings vor der Strukturierung bestimmt. Die Abweichung von ca. 7 m Ω ist nicht mehr durch Meßfehler erklärbar, sondern deutet vielmehr auf eine Degradation der Probe durch den Strukturierungsprozeß hin. Die unstrukturierten Proben zeigen dagegen Werte des Oberflächenwiderstands, die bis herunter zu 40 K identisch mit den besten Filmen auf LaAlO₃ sind (Copetti et al. (1993)). Erst darunter fehlt der exponentielle Abfall von R_s , der an guten Filmen auf LaAlO₃ beobachtet wird (Klein et al. (1992)). Anzeichen für diesen exponentiellen Abfall konnten jedoch auch an den strukturierten Filmen auf LaAlO₃ nicht gefunden werden (Kap. 7.1).

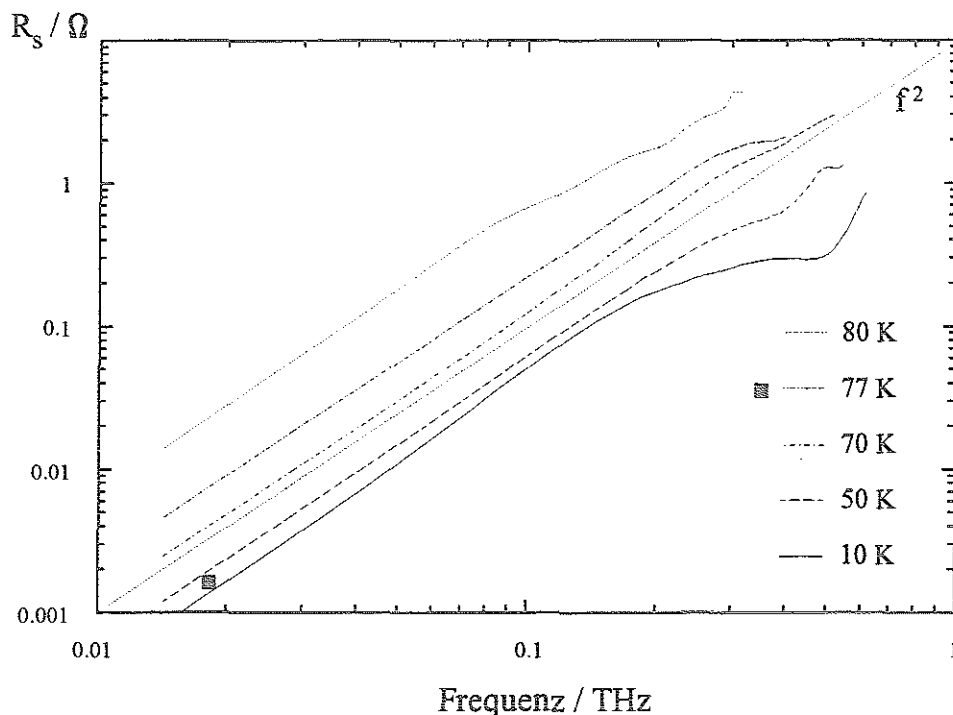


Abb. 7.11: Der Oberflächenwiderstand R_s als Funktion der Frequenz, gemessen an einer 150 nm dicken Schicht von YBa₂Cu₃O_{7-x} auf dem System CeO₂/YSZ/Si/Al₂O₃. Der Vergleichswert bei 19 GHz (77 K) wurde an derselben Probe, allerdings vor der Strukturierung gemessen. Die Werte sind um den Faktor 2 - 5 größer als die in im System YBa₂Cu₃O_{7-x}/LaAlO₃ gemessenen (Abb. 7.3). Ursache dafür ist wahrscheinlich die Ausdiffusion von Sauerstoff aus den verspannten Schichten.

Da der Sauerstoffgehalt die Eigenschaften von YBa₂Cu₃O_{7-x}-Schichten sehr empfindlich beeinflusst, ist die Ursache für die Degradation vermutlich eine Sauerstoff-Ausdiffusion aus den Kanten der Streifenleitungen. Dies kann während der Strukturierung geschehen sein, vielleicht aber auch graduell über den Zeitraum von 1 - 2 Wochen während der Probenpräparation. Möglicherweise ist die Ausdiffusion aus den strukturierten Schichten stark erleichtert, da die Diffusion in Richtung der Schichtebenen von YBa₂Cu₃O_{7-x} sehr viel schneller vonstatten geht als senkrecht dazu. An den Kanten der Strukturen ist die Ausdiffusion daher viel leichter möglich als

aus geschlossenen Schichten. Dieser Effekt wird wahrscheinlich durch die Verspannung der Schichten noch verstärkt, da die kritische Schichtdicke, oberhalb der Risse in der Schicht auftreten ca. 200 nm beträgt. Dieser Wert gilt für die hier verwendeten, 500 nm dicken Si-Schichten auf Saphir. Die kritische Schichtdicke wird aber auch von der Dicke der Si-Schicht beeinflusst. Fork et al. (1991) konnten beispielsweise auf 250 nm dicken Si-Schichten eine kritische Schichtdicke der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme von 400 nm messen, die damit doppelt so hoch wie bei den 500 nm Si-Schichten ist.

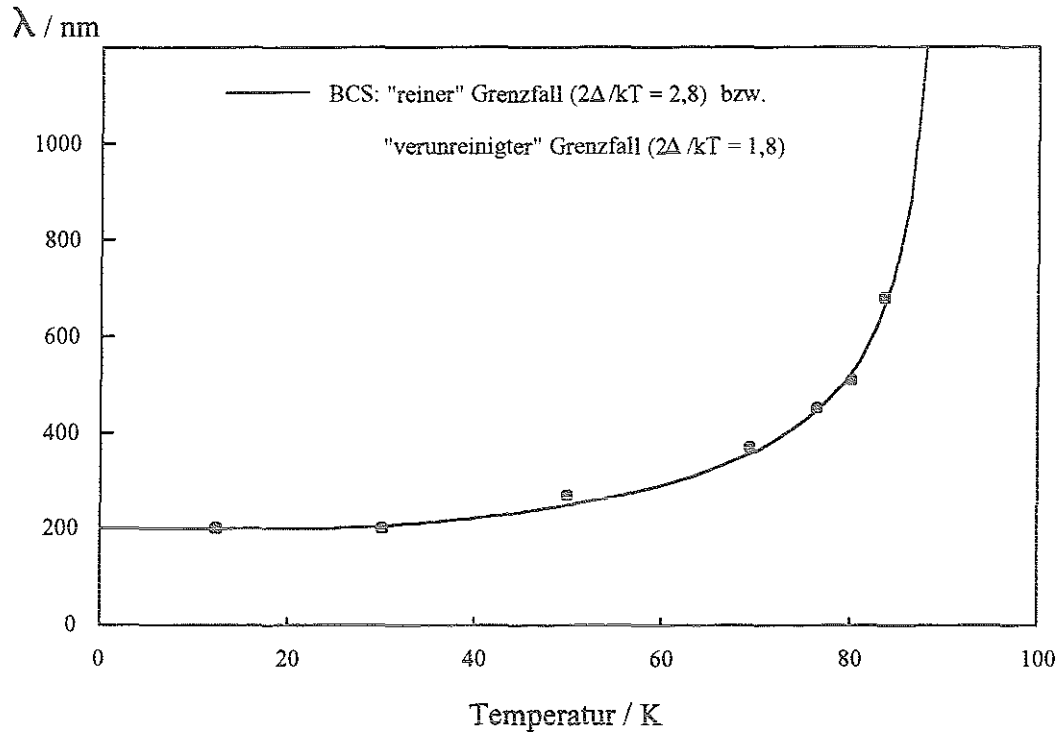


Abb. 7.12: Vergleich der gemessenen Werte der London'schen Eindringtiefe λ ($f = 0$ Hz), mit den Vorhersagen der BCS-Theorie. Die Übereinstimmung ist wiederum sehr gut, wenn man den Wert der reduzierten Energielücke auf $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ („reiner“ Grenzfall) bzw. 1,8 („verunreinigter“ Grenzfall) abändert (siehe Abb. 7.6). Beide Grenzfälle sind innerhalb der Linienbreite nicht zu unterscheiden.

In Abb. 7.12 sind die an diesen Schichten gemessenen London'schen Eindringtiefen $\lambda(f = 0 \text{ Hz})$ als Funktion der Temperatur dargestellt. Der Fehler bei der Bestimmung des Absolutwertes von λ ist hier, wegen der geringeren Schichtdicke von 150 nm, etwas größer als bei den Schichten auf LaAlO_3 . Auch diese Schichten zeigen eine hervorragende Übereinstimmung mit den Vorhersagen der BCS-Theorie, wobei die Werte der reduzierten Energielücke wiederum auf $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ für den „reinen“, bzw. 1,8 für den „verunreinigten“ Grenzfall geändert wurden. Dies entspricht einer Energielücke von 5,3 bzw. 3,4 THz. Diese Frequenzen sind leider zu hoch, um sie mit diesem Verfahren direkt nachweisen zu können.

Man sieht, daß man mit diesem Verfahren Halbleiterbauelemente und Supraleiter auf einem Substrat vereinen kann. Die Degradation der supraleitenden Schichten ist wahrscheinlich auf deren hohe Verspannung zurückzuführen, die sich aber durch dünnere Si-Schichten deutlich reduzieren läßt. Vielleicht kann durch Abdecken der Schichten nach der Strukturierung, beispielsweise durch eine Schicht LaAlO_3 , eine weitere Sauerstoff-Ausdiffusion verhindert werden. Experimente dazu sind in Vorbereitung.

7.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LTGaAs

GaAs ist noch immer das Material der Wahl für Hochfrequenzanwendungen in der Elektronik, obwohl große Anstrengungen unternommen werden, die gleichen Resultate auch mit Si zu erreichen. In diesem Kapitel soll dargestellt werden daß es möglich ist, dieses Material auch als Substrat für die Pulsausbreitung auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Steifenleitungen zu verwenden.

Das Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf GaAs bringt besondere Schwierigkeiten mit sich, da GaAs bei den typischen Abscheidetemperaturen von 700 - 800 °C nicht stabil ist. Fork et al. (1991b) konnten erste Erfolge mit Pufferschichten aus MgO erzielen, allerdings waren die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten wegen der reduzierten Abscheidetemperatur von 700 °C nur von mäßiger Qualität. Filme mit erheblich verbesserter Qualität wurden kürzlich von Pruseit et al. (1992b) mittels Koevaporation hergestellt, die bei relativ niedrigen Abscheidetemperaturen von 620 - 650 °C möglich ist. Die Autoren verwendeten ebenfalls eine MgO-Pufferschicht und erreichten eine Sprungtemperatur von $T_c = 87$ K und eine kritische Stromdichte $j_c > 1 \cdot 10^6$ A/cm² bei 77 K. Dabei erwies sich insbesondere die Einkapselung der freien GaAs-Oberflächen mit einer Si-Maske als sehr günstig für die Schichtabscheidung, da sie eine As-Kontamination der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht wirkungsvoll verhindert (Pruseit et al. (1993)).

In Kap. 6.2 wurden bereits die hervorragenden Eigenschaften von LTGaAs als Material für die Herstellung von Photoschaltern mit ultrakurzen Schaltzeiten beschrieben. Die niedrige Abscheidetemperatur von ca. 200 °C bewirkt zwar eine hohe Anzahl von Defekten, es handelt sich aber in der Hauptsache um Antisite-Defekte (As-Atome auf Ga-Plätzen), so daß die Gitterstruktur im wesentlichen erhalten bleibt. Dies wird in Abb. 7.13 deutlich, in der ein RBS-Spektrum einer solchen, 2 µm dicken LTGaAs-Schicht dargestellt ist. Der Minimum-Yield Wert dieser Probe beträgt $X_{min} = 7$ %. Die Kristallqualität der LTGaAs-Schicht ist somit recht gut, und es bestand die Hoffnung, epitaktische $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten auf LTGaAs abzuscheiden.

Auf ein ca. 370 µm dickes, semiisolierendes GaAs-Substrat wurde zunächst bei 200 °C mit MBE eine ca. 2 µm dicke LTGaAs-Schicht aufgewachsen. Daraus wurden 12 x 12 mm² große Stücke herausgesägt, mit Photolack beschichtet und strukturiert, so daß der Lack in einem kreisförmigen Bereich von ca. 10 mm Durchmesser stehen blieb. Die gesamte Probe (Vorder- und Rückseite) wurde anschließend in einem Plasma-CVD-Prozeß bei 100°C mit Si_3N_4 beschichtet. Diese Si_3N_4 -Schicht verhindert das Abdampfen von As von den freien GaAs-Oberflächen und damit die

Kontamination der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht bei der anschließenden Schichtabscheidung. Nach Entfernen der Lackmaske wurde die Probe bei 460°C mit MgO aus einer Elektronenstrahlkanone bedampft und anschließend die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht bei $620 - 650^\circ\text{C}$ durch reaktives Verdampfen aufgebracht (W. Prusseit, persönliche Mitteilung).

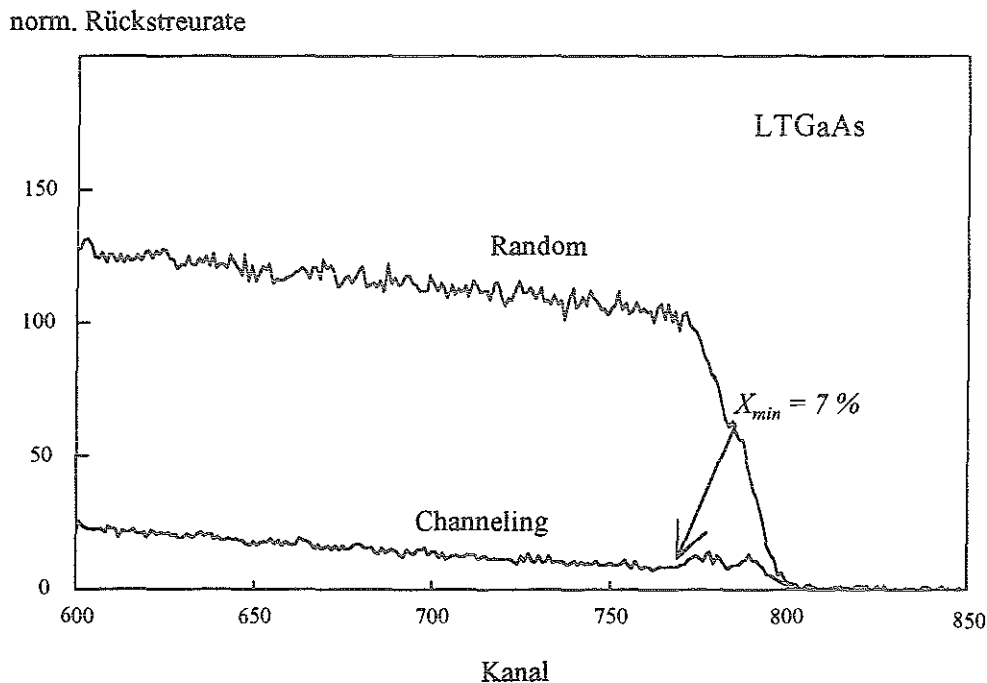


Abb. 7.13: RBS-Spektren einer $2\text{ }\mu\text{m}$ dicken LTGaAs-Schicht, die bei 200°C mit MBE auf einem semiisolierenden GaAs-Substrat abgeschieden wurde. $X_{\min}$ beträgt 7 %. Dies spricht für eine gute Kristallqualität der LTGaAs-Schicht.

Ohne weitere Optimierung zeigten diese Schichten (induktiv gemessen) einen Übergangstemperatur von $T_c \approx 80\text{ K}$. Die beste von insgesamt 5 Schichten erreichte $T_c = 83\text{ K}$, bei einer Breite des Übergangs von $\Delta T < 1\text{ K}$. Diese Werte gelten für die unstrukturierten Proben. Die anschließende Strukturierung ist in Abb. 7.14 dargestellt. Sie wurde so durchgeführt, daß die LTGaAs-Schicht direkt als Photoschalter verwendet werden konnte. Der Prozeß verläuft analog zu dem in Abb. 7.9 dargestellten, jedoch konnte die Implantation entfallen. Die Proben wurden mit einer Lackschicht abgedeckt, so daß nur ein etwa 3 mm breiter Rand frei blieb. In diesem Bereich wurde die LTGaAs-Schicht mittels Ar-Ionensputtern freigelegt und, den Supraleiter wiederum ca. 1 mm überlappend, eine 200 nm dicke Goldschicht aufgedampft. Anschließend wurden daraus mit UV-Lithographie und Ar-Ionensputtern $20\text{ }\mu\text{m}$ breite Streifenleitungen strukturiert. Als Photoschalter diente ein $15\text{ }\mu\text{m}$ breiter Spalt in einer der Gold-Streifenleitungen. Die mit diesen Streifenleitungen gemessenen Pulse sind in Abb. 7.15 dargestellt. Die kleinen positiven und negativen Pulse auf der abfallenden Seite der Pulse sind Artefakte, verursacht durch Reflexionen an einem kleinen Defekt und am Kontaktpad der Gold-Leitung. Die Lage des

Photoschalters in der Gold-Leitung war nicht optimal gewählt um Reflexionen innerhalb des hier betrachteten Zeitfensters zu vermeiden.

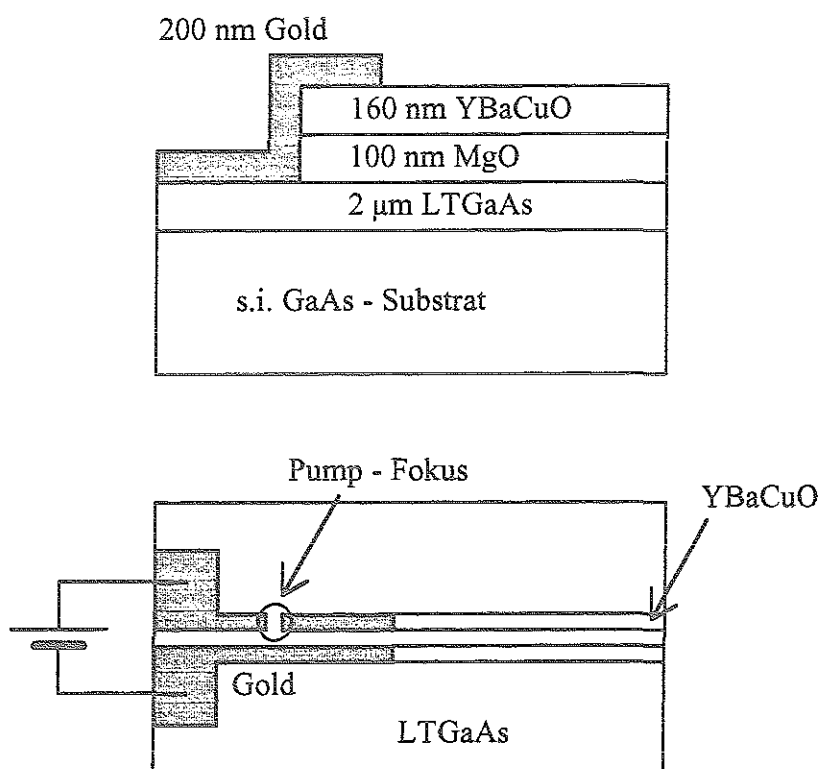


Abb. 7.14: Die Herstellung der integrierten Photoschalter:

In einem ca. 3 mm breiten Bereich am Rand der Probe wird die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{MgO}$ -Schicht mit Ar-Ionensputtern entfernt und (überlappend) 200 nm Gold aufgedampft (oben). Aus dem gesamten Schichtpaket werden anschließend die Streifenleitungen mit UV-Lithographie und Ar-Sputtern strukturiert. Als Photoschalter dient ein 15 µm breiter Spalt auf der Gold-Streifenleitung (unten).

Der Ausgangspuls besitzt eine Halbwertsbreite von 1,9 ps und eine exponentielle Abklingzeit von 5 ps. Die Breite nach 2 mm beträgt 3,1 ps, sie vergrößert sich nach weiteren 2 mm Laufweg aber nur noch auf 3,5 ps. Die Höhe des geschalteten Signals ist im Vergleich zu den implantierten Si-Photoschaltern extrem hoch. Die hier gezeigten 0,75 V wurden bei nur 10 V Spannung am 15 µm breiten Photoschalter gemessen. Dies ist etwa um den Faktor 18 größer als bei implantierten Si-Photoschaltern unter gleichen Bedingungen, bei denen ca. 42 mV gemessen wurden (siehe Abb. 7.10). Daher waren die Meßzeiten für die gezeigten Kurven sehr kurz.

Die Ursache für den exponentiellen Abfall des Signals ist unklar. In Abb. 7.16 ist ein Puls dargestellt, der an einer anderen Probe gemessen wurde. Die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht war deutlich schlechter als die in Abb. 7.15 gezeigte, das Signal dieses Photoschalters zeigte in diesem Fall jedoch keine Anzeichen für einen exponentiellen Abfall. Die Pulsdauer war ebenfalls 1,9 ps.

Möglicherweise wurde die LTGaAs-Schicht der Probe aus Abb. 7.15 bei den zwei Sputterprozessen zu stark abgetragen, so daß mit dem Pump-Puls viele Ladungsträger im darunterliegenden Substrat erzeugt wurden, in dem die Lebensdauer sehr viel länger ist.

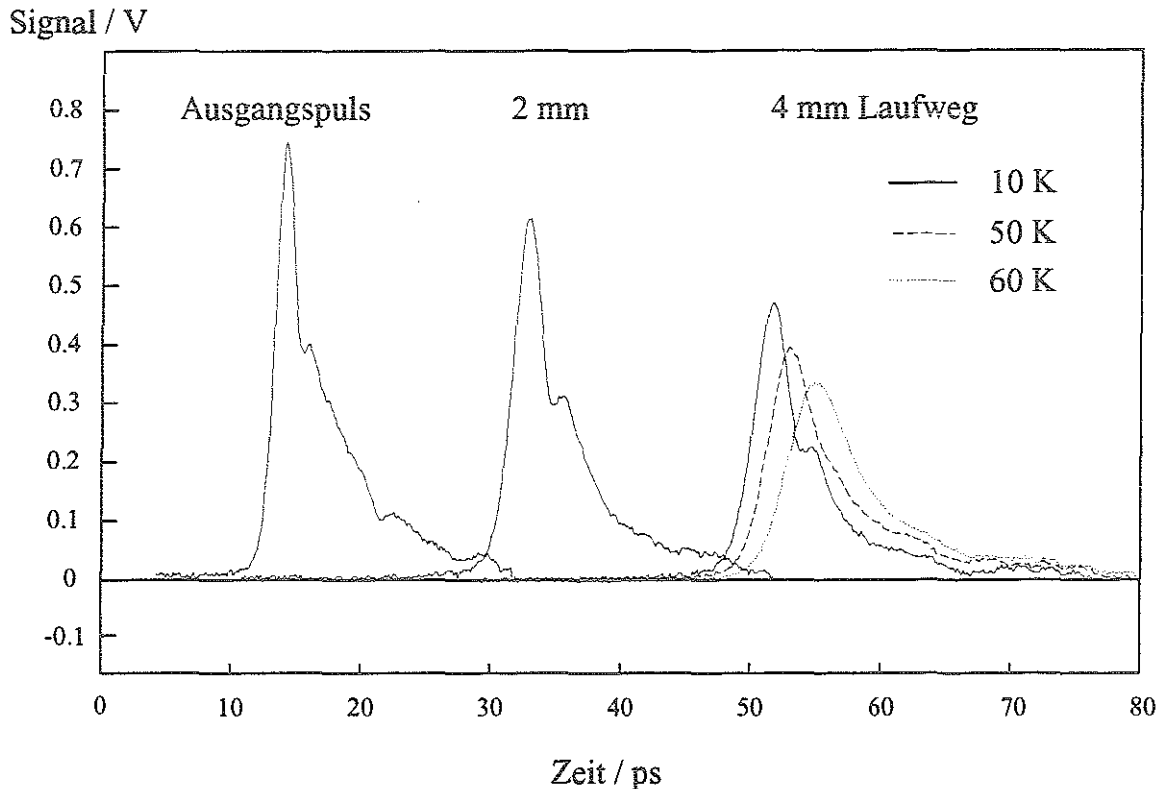


Abb. 7.15: Ausbreitung von elektrischen Pulsen auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Streifenleitungen auf dem System $\text{MgO}/\text{LTGaAs}/\text{GaAs}$. Das gemessene Signal des Photoschalters ist um den Faktor 20 höher als das mit implantierten Si-Photoschaltern unter den gleichen Bedingungen erzielte (Abb. 7.10). Die Pulsbreiten betragen bei $T \leq 40 \text{ K}$ 1,9 ps (Ausgangspuls), 3,1 ps (2 mm Laufweg) und 3,5 ps (4 mm Laufweg). Der exponentielle Abfall der Pulse ist wahrscheinlich durch eine zu dünne LTGaAs-Schicht nach den Sputterprozessen und die dadurch bedingte Anregung von Ladungsträgern im GaAs-Substrat verursacht (Abb. 7.16).

Der Sputterprozeß ist schwer zu steuern. Das liegt zum einen daran, daß die MgO-Schicht eine geringe Sputterrate aufweist und durchsichtig ist. Zum anderen sind sowohl die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht, als auch die LTGaAs-Schicht nahezu schwarz. Eine optische Kontrolle ist aus diesen Gründen nicht möglich. Um sicherzustellen, daß die Gold-Leitung Kontakt zur darunterliegenden LTGaAs-Schicht hat und nicht durch einen verbliebenen, dünnen MgO-Film von ihr getrennt ist, muß man zur „Sicherheit“ sehr lange sputtern. Ob diese Vermutung richtig ist, müssen weitere Experimente klären.

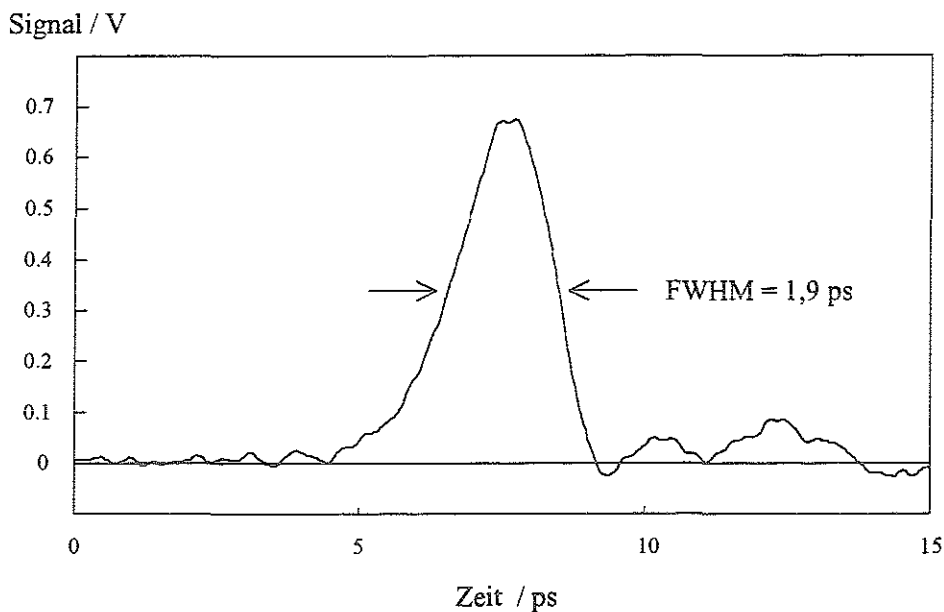


Abb. 7.16: Response eines LTGaAs-Photoschalters, der an einer anderen Probe mit dem System $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{MgO}/\text{LTGaAs}/\text{GaAs}$ gemessen wurde. Der Puls besitzt ebenfalls eine Halbwertsbreite von 1,9 ps, aber keine Anzeichen für einen exponentiellen Abfall. Dies spricht dafür, daß die LTGaAs-Schicht die Abscheidebedingungen von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ohne starke Degradation übersteht.

Wegen den oben angesprochenen Reflexionen in den Signalen ließ sich eine Analyse des Oberflächenwiderstands nicht mit einer befriedigenden Genauigkeit durchführen. Die Messungen zeigen starke Streuungen und bei einigen Frequenzen starke Einbrüche (Abb. 7.17). Dies ist ein grundsätzliches Problem bei der Fourier-Analyse. Wenn dem zu untersuchenden Signal Reflexionen überlagert sind, so macht sich das in der Fourier-Transformation in starken Minima und Maxima bei bestimmten Frequenzen bemerkbar. Daher muß peinlich darauf geachtet werden, daß im betrachteten Zeitfenster keine Reflexionen auftreten. Wenn dies, wie bei den hier gezeigten Messungen, nicht möglich ist, erhält man trotz sehr glatter Meßkurven keine befriedigenden Resultate. Grob läßt sich sagen, daß die Werte des Oberflächenwiderstands bei 10 K etwa um den Faktor 10 höher liegen als bei den Streifenleitungen auf LaAlO_3 (Kap. 7.1). Bei weiteren Experimenten muß insbesondere die Ausführung und Platzierung des Photoschalters optimiert werden, um das gute Signal-Rausch Verhältnis der Meßkurven in eine große Meßempfindlichkeit umzusetzen.

R_s / Ω

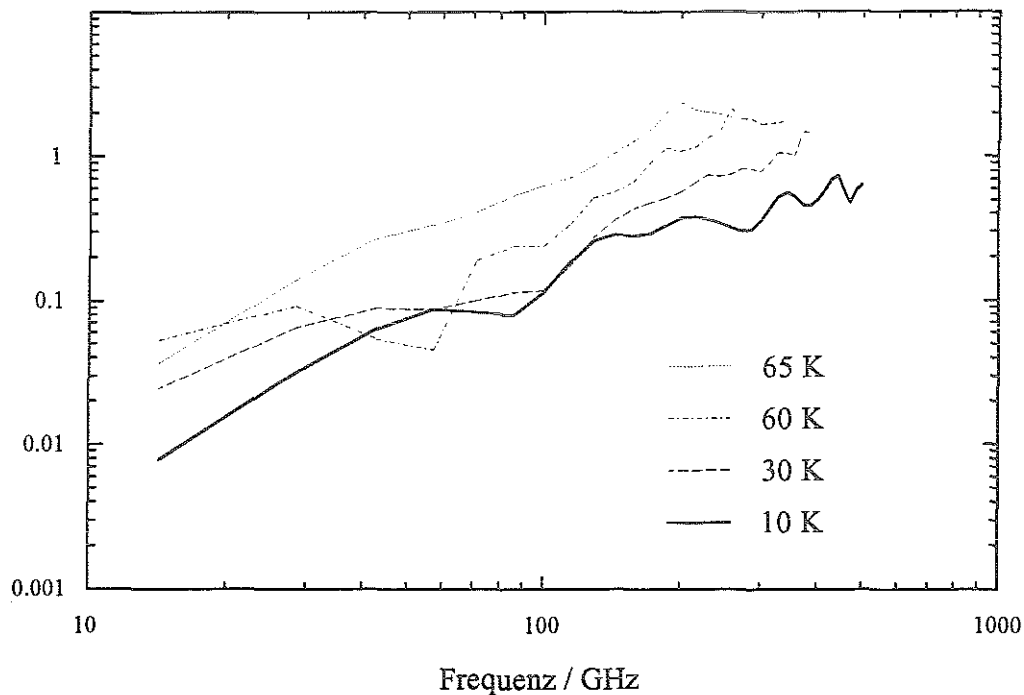


Abb. 7.17: Oberflächenwiderstand R_s , wie er aus den Kurven in Abb. 7.15 gewonnen wurde. Die Signale zeigen starke Einbrüche bei bestimmten Frequenzen, verursacht von den Reflexionen die die Pulsen überlagern.

Die Oberflächenreaktanz X_s (Abb. 7.18) scheint weniger empfindlich auf die Reflexionen im Zeitfenster zu reagieren, denn die Schwankungen zwischen den Meßpunkten sind weniger ausgeprägt und Einbrüche oder Maxima sind nicht zu erkennen. In der Abbildung ist ein Fit für $\lambda = 460$ nm nach Gl. 7.2 eingezeichnet. Bei den Rechnungen wurde eine Dicke der supraleitenden Schicht von 165 nm angenommen, wie sie aus RBS-Messungen mit RUMP-Simulationen gewonnen wurde. Man sieht, daß in diesem Frequenzbereich die Näherung $\sigma_1 \ll \sigma_2$ recht gut erfüllt ist. Ein Abknicken der Kurven bei höheren Frequenzen, wie in Abb. 7.4, ist nicht zu erkennen.

Die aus diesen Messungen bestimmten London'schen Eindringtiefen λ sind in Abb. 7.19 als Funktion der Temperatur dargestellt. Die Meßpunkte wurden wieder mit den Vorhersagen der BCS-Theorie verglichen. Mit $T_c = 78$ K und $\lambda(0) = 250$ nm kann man die Meßwerte sehr gut an die Theorie anpassen. Die Werte für die reduzierte Energielücke mußten allerdings, im Gegensatz zu den Messungen in Kap. 7.1 und 7.2, auf $2\Delta/k_B T_c = 2,0$ für den „reinen“, bzw. 1,0 für den „verunreinigten“ Grenzfall geändert werden, um eine gute Übereinstimmung zu erzielen.

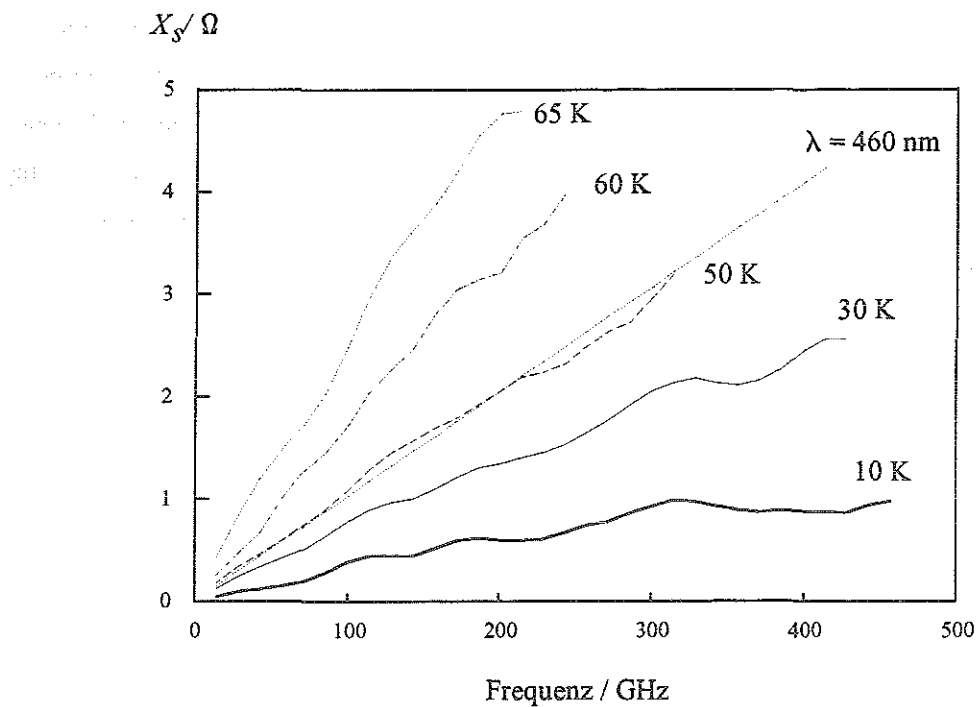


Abb. 7.18: Oberflächenreaktanz X_s als Funktion der Frequenz. Die Kurven lassen sich in diesem Frequenzbereich sehr gut durch Geraden annähern, aus deren Steigung sich in der Näherung $\sigma_1 \ll \sigma_2$ mit Gl. 7.2 die London'sche Eindringtiefe λ bestimmen läßt.

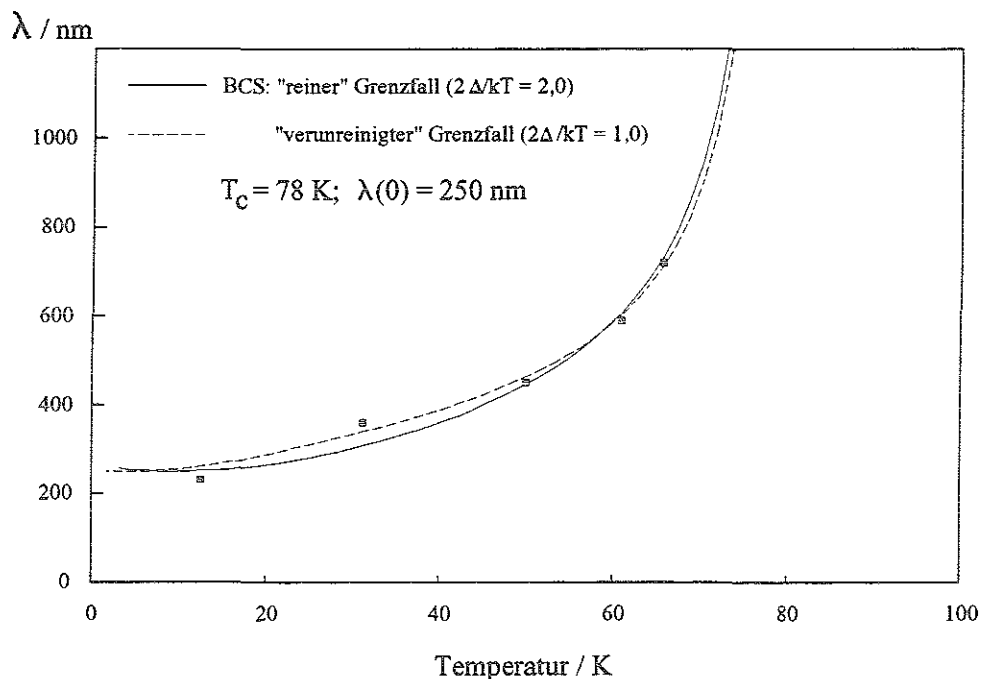


Abb. 7.19: Die aus Abb. 7.18 bestimmten Werte der Eindringtiefe λ im Vergleich zu den Vorhersagen der BCS-Theorie. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung für $T_c = 78 \text{ K}$, $\lambda(0) = 250 \text{ nm}$ und den reduzierten Energielücken $2\Delta/k_B T_c = 2,0$ bzw. $1,0$.

Es wäre interessant, bei den mit diesen Photoschaltern erreichbaren hohen Spannungen und Strömen das Verhalten der Supraleiter bei Überschreiten der kritischen Stromdichte zu untersuchen. Immerhin erreicht man bei 30 V am Photoschalter einen mittleren Strom von ca. 25 μA . Würde dieser Strom nur während der gemessenen Pulsdauer von ca. 5 ps fließen (optimaler Photoschalter ohne Dunkelstrom und exponentiellem Abfall), so entspräche das einem Strom von 65 mA während dieser 5 ps. Bei einer Schichtdicke von 165 nm und einer Breite der Streifenleitungen von 20 μm entspricht dieser Wert einer Stromdichte von $2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Das reicht aus, um die kritische Stromdichte nahe T_c zu überschreiten.

Abschließend läßt sich sagen, daß die LTGaAs-Schicht die zur Abscheidung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ nötigen Temperaturen von ca. 650 °C bei nur geringfügiger Zunahme der Schaltzeit übersteht. Die beobachtete exponentielle Abklingzeit mit einer Zeitkonstante von 5 ps muß nicht durch eine Degradation des Photoschalters verursacht worden sein. Dies müssen weitere Experimente klären. Die Kristallqualität der LTGaAs-Schicht ist so gut, daß die epitaktische Abscheidung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ mit einer relativ guten Qualität möglich ist. Die hier erreichten Ergebnisse sind durch Optimierung der Parameter an nur 5 Proben durchgeführt worden. Daher sind hier sicher noch deutliche Verbesserungen möglich. Experimente dazu sind in Vorbereitung.

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Apparatur aufgebaut, mit der es mit Hilfe einer stroboskopischen optischen Methode möglich ist, elektrische Pulse von weniger als 1 ps Dauer zu erzeugen und anschließend, nach der Wechselwirkung mit einem Bauelement, zeitaufgelöst zu detektieren. Die Meßmethode hat einen sehr breiten Anwendungsbereich, der die zeitaufgelöste Messung von Schaltzeiten ultraschneller Bauelemente, wie z.B. Photoschalter und MSM-Dioden ebenso ermöglicht, wie die spektroskopische Analyse von Materialeigenschaften, beispielsweise des Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Die obere Grenze der Zeitauflösung liegt bei dem hier verwendeten Meßkristall LiTaO_3 bei etwa 300 fs, der erfaßte Frequenzbereich erstreckt sich von ca. 10 bis über 600 GHz.

Es wurden Photoschalter aus sehr unterschiedlichen Materialkombinationen hergestellt und ihre Schaltzeiten vermessen. Bei der Herstellung von Photoschaltern auf der Basis von ionenimplantiertem SoS (*Silicon-on-Sapphire*) wurden Si-Ionen einer Implantationsenergie von 400 keV verwendet. Dabei stellte sich heraus, daß eine Dosis von $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ausreichend ist, um Schaltzeiten von weniger als 1 ps zu erreichen. Der kürzeste erreichte Wert betrug 0,8 ps. Mit diesen Photoschaltern auf Si-Basis ließen sich allerdings aufgrund der gemessenen Beweglichkeit der Ladungsträger von $\mu = 28 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ nur Spannungen von ca. 150 mV schalten.

Photoschalter auf Basis von LTGaAs weisen demgegenüber eine gemessene Beweglichkeit von $\mu = 250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ auf. Mit diesen Photoschaltern wurden Schaltzeiten von unter 0,5 ps und geschaltete Spannungen von über 10 V erreicht. Diese Schaltzeiten sind so kurz, daß damit die Auflösungsgrenze der Meßmethode bei Verwendung eines LiTaO_3 -Kristalls erreicht wird.

In Rahmen einer Zusammenarbeit mit der RWTH-Aachen (Institut für Halbleiterphysik II) wurde eine neuartige MSM-Diode auf Basis von InP/InGaAs untersucht. Bei dieser Diode wird die Schaltzeit nicht wie bei üblichen MSM-Dioden durch die Flugzeit der Ladungsträger zwischen den Metallkontakten bestimmt, sondern durch den schnellen Ladungstransfer von der InP-Schicht in eine darunterliegende InGaAs-Schicht mit einem geringeren Bandabstand. Die Lebensdauer der Ladungsträger in dieser InGaAs-Schicht ist viel länger als die Schaltzeit der Diode. Da diese Ladungsträger aber durch eine Barriere von der InP-Schicht getrennt sind, tragen sie nicht mehr zum Ladungstransport und damit zur Pulsverlängerung bei. Mit dieser Diode wurden Schaltzeiten von 0,6 ps erzielt. Die geschaltete Spannung betrug 60 % der angelegten Vorspannung. Durch Variation der Schichtdicken von InP- und InGaAs-Schicht läßt sich die Schaltzeit und -effizienz dieser Diode in weiten Grenzen verändern.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit ist der Untersuchung der Propagation von elektrischen Pulsen auf Hochfrequenz-Verbindungsleitungen aus mikrostrukturierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten gewidmet. Besonderes Gewicht wird dabei auf die Integration der Supraleiter mit halbleitenden Substraten und Photoschaltern gelegt. Bei diesen Experimenten wird aus der Pulspropagation die Absorption

und Dispersion und daraus die Oberflächenimpedanz bestimmt. Aus diesen Werten lassen sich die komplexe Leitfähigkeit und die London'sche Eindringtiefe als Funktion von Frequenz und Temperatur berechnen.

Bei den Untersuchungen von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LaAlO_3 konnte die Temperaturabhängigkeit der London'schen Eindringtiefe λ sehr gut mit den Vorhersagen im Rahmen der BCS-Theorie mit einer reduzierten Energielücke von $2\Delta/k_B T_c = 2,8$ im „reinen“ und 1,8 im „verunreinigten“ Grenzfall in Übereinstimmung gebracht werden. Zwischen beiden Grenzfällen konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht unterschieden werden. λ ($T = 0$) wurde dabei zu 200 nm bestimmt. Der Oberflächenwiderstand R_s der untersuchten Schichten war dem von Gold bis $f = 100$ GHz (77 K) überlegen, bei $T \leq 50$ K sogar bis 300 GHz. Bei höheren Frequenzen dagegen war R_s von Gold geringer. Unterhalb von $T = 50$ K erwies sich der Oberflächenwiderstand von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ im Gegensatz zu den Vorhersagen der BCS-Theorie als nahezu konstant. Dies konnte darauf zurückgeführt werden, daß der Realteil der Leitfähigkeit bei $T \leq 50$ K konstant bleibt. Die Ursachen dafür werden in der Literatur zur Zeit heftig diskutiert.

Mit der Untersuchung der Pulsausbreitung auf $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Streifenleitungen auf dem Schicht-System $\text{CeO}_2/\text{YSZ}/\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ konnte erstmals gezeigt werden, daß die Integration von ultraschnellen Bauelementen mit supraleitenden Streifenleitungen möglich ist. Diese Schichten wiesen vor der Strukturierung die hervorragenden Werte von $T_c > 90$ K und $j_c > 2 \cdot 10^6$ A/cm² (77 K) auf. Die Messungen des Oberflächenwiderstands deuten auf eine leichte Degradation der Schichten durch die Strukturierung hin. Dies wird wahrscheinlich durch die hohe Verspannung der Schichten verursacht, die nach der Strukturierung leicht Sauerstoff verlieren. Dieses Problem läßt sich aber möglicherweise durch eine geringere Dicke der Si-Schicht in den Griff bekommen. λ ($T = 0$) wurde wie bei den Schichten auf LaAlO_3 zu 200 nm bestimmt und die Übereinstimmung mit der BCS-Theorie war, mit den gleichen Parametern wie oben, wiederum hervorragend.

Erstmals konnte gezeigt werden, daß das epitaktische Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ auf LTGaAs mit einer Pufferschicht aus MgO möglich ist. Auch mit dieser Materialkombination läßt sich also eine Integration von Halbleiter- und Supraleiterbauelement erzielen. Die hierauf abgeschiedenen Schichten zeigten noch nicht ganz die für technische Anwendungen nötige Qualität. Dies verwundert nicht, da die Optimierung an nur 5 Schichten durchgeführt wurde. Die beste dieser Proben hatte vor der Strukturierung immerhin eine Sprungtemperatur von $T_c = 83$ K, bei einer Breite des supraleitenden Übergangs von $\Delta T < 1$ K. Die hervorragenden Eigenschaften von LTGaAs als Photoschaltermaterial zeigten sich den Abscheidebedingungen für das epitaktische Wachstum von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (620 - 650 °C) weitgehend gewachsen. Es wurden Schaltzeiten von 1,9 ps und geschaltete Spannungen von über 2 V erzielt.

Als eine weitere Erkenntnis konnte bei den Untersuchungen die Entstehung von Polaritonen im Meßkristall LiTaO_3 nachgewiesen werden. Diese werden bei der Reflexion des elektrischen Pulses an der Hinterkante des Kristalls erzeugt, da sich dort für kurze Zeit stehende Wellen ausbilden. In dem verwendeten Kristall von 20 µm Dicke sind nur Polaritonen einer Frequenz von 720 GHz ausbreitungsfähig, wie sie im Experiment gemessen wurde. Diese Frequenz ist

verträglich mit dem unteren Polaritonenast einer Gitterresonanz bei 950 GHz, die kürzlich von Bakker et al. (1992) entdeckt wurde. Diese Polaritonen konnten erstmalig mit der hier verwendeten Meßmethode nachgewiesen und die Details ihrer Entstehung durch eine Simulationsrechnung bestätigt werden.

9. Literaturverzeichnis

- D.H. Auston, in *Picosecond Photoconductors: Physical Properties and Applications* ed. Lee: Picosecond Optoelectronic Devices, Academic Press, Orlando (1984)
- D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis und D.A. Kleinman, *Phys. Rev. Lett.* **53**(16), 1555 (1984)
- D.H. Auston und M.C. Nuß, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**(2), 184 (1988)
- H.J. Bakker, S. Hunsche und H. Kurz, *Phys. Rev. Lett.* **69**(19), 2823 (1992)
- J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957)
- D.A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang und W.N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2390 (1992)
- I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Seite 13, Verlag Harry Deutsch, 21. Auflage (1981)
- J.W. Chen und A.G. Milnes, *Solid State Electronics* **22**, 684 (1977)
- Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F.W. Smith und A.R. Calawa, *Appl. Phys. Lett.* **59**(16), 1984 (1991)
- K.P. Cheung und D.H. Auston, *Phys. Rev. Lett.* **55**(20), 2152 (1985)
- K.P. Cheung und D.H. Auston, *Infrared Phys.* **26**(1), 23 (1986)
- G.C. Cho, W. Kütt und H. Kurz, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 764 (1990)
- S.Y. Chou, Y. Liu und P.B. Fischer, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 477 (1992)
- C.A. Copetti, H. Soltner, H. Schulz, N. Tellmann, J. Schubert, W. Zander, N. Klein, O. Hollricher und Ch. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* **63**(10), (1993)
- F.E. Doany, D. Grischkowsky und C.C. Chi, *Appl. Phys. Lett.* **50**(8), 460 (1987)
- D.R. Dykaar, A.F.J. Levi und M. Anzlowar, *Appl. Phys. Lett.* **57**(13), 1123 (1990)
- D.C. Edelstein, R.B. Romney und M. Scheuermann, *Rev. Sci. Instrum.* **62**(3), 579 (1991)
- C. Erginsoy, *Phys. Rev.* **79**, 1013 (1950)
- D.K. Fork, D.B. Fenner, A. Barrera, J.M. Phillips, T.H. Geballe, G.A.N. Connell, und J.B. Boyce, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1**(1), (1991)
- D.K. Fork, D.B. Fenner, R.W. Barton, J.M. Phillips, G.A.N. Connell, J.B. Boyce und T.H. Geballe, *Appl. Phys. Lett.* **57**(13), 1161 (1990)
- M.Y. Frankel, S. Gupta, J.A. Valdmanis und G. Mourou, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-39**, 910 (1991a)
- M.Y. Frankel, J.F. Whitaker, G.A. Mourou und J.A. Valdmanis, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* **1**, 60 (1991b)
- V. Gates, E. Kangaroo, M. Roachcock, und W.C. Gall, *Physica* **15D**, 289 (1985)
- K.W. Goossen und M.C. Nuß, *J. Appl. Phys.* **67**(10), 6568 (1990)
- K.C. Gupta, R. Garg und I.J. Bahl in *Microstrip Lines and Slotlines*, Norwood, MA: Artech (1979)
- S. Gupta, J.F. Whitaker und G.A. Mourou, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2464 (1992)

- G. Hasnain, A. Dienes und J.R. Winnery, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* MTT-34, 738 (1986)
- G. Hasnain, K.W. Goossen und W. Knox, *Appl. Phys. Lett.* 56(6), 515 (1990)
- K. Holczer, L. Forro, L. Mihaly und G. Grüner, *Phys. Rev. Lett.* 67, 152 (1991)
- M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, T. George, J.B. Kortright, F.W. Smith, B-Y. Tsaur und A.R. Calawa, *Appl. Phys. Lett.* 54(19), 1881 (1989)
- R.L. Kautz, *J. Appl. Phys.* 49(1), 308 (1978)
- U.D. Keil, D.R. Dykaar, A.F.J. Levi, R.F. Kopf, L.N. Pfeiffer, S.B. Darack und K.W. West, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-28, 2333 (1992)
- R. Kersting, K. Leo, J. Plettner, S. Averin und H. Kurz, *Appl. Phys. Lett.* Feb. 1993
- N. Klein, U. Dähne, U. Poppe, H. Soltner, B. Kabius, K. Urban, J. Schubert, W. Zander, S. Orbach, S. Hensen, G. Müller und H. Piel, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, S.P. Lebedev und A.A. Volkov, *Physica C* 185-189, 1777 (1991)
- N. Klein, U. Dähne, U. Poppe, N. Tellmann, K. Urban, S. Orbach, S. Hensen, G. Müller und H. Piel, *Journal of Superconductivity* 5, 195 (1992)
- B.H. Kolner und D.M. Bloom, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-22, 79 (1986)
- S.S. Li, W.L. Wang, P.W. Lai und R.T. Owen, *J. Electr. Mat.* 9, 335 (1980)
- A. Lubig, Ch. Buchal, J. Fröhlingsdorf, W. Zander und B. Stritzker, *Nucl. Instrum. and Methods* B50, 114 (1990)
- P.M. Mankiewich, J.H. Scofield, W.J. Skocpol, R.E. Howard, A.H. Dayem und E. Good, *Appl. Phys. Lett.* 51(21), 1753 (1987)
- G.M. Martin, A. Mitonneau und A. Mircea: *Electronics Letters* 13, 191 (1977)
- R.E. Matick, in *Transmission Lines for Digital and Communication Networks*, New York: McGraw-Hill, Kapitel 4, S. 128 (1969)
- D.C. Mattis und J. Bardeen, *Phys. Rev.* 111, 412, 1958
- A. Mitonneau, G.M. Martin und A. Mircea: *Electronics Letters* 13, 666 (1977)
- B. Mühlischlegel, *Z. Phys.* 155, 313 (1959)
- M.C. Nuß und K.W. Goossen, *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-25, 2596 (1989)
- M.C. Nuß, K.W. Goossen, P.M. Mankiewich, M.L. O'Malley, J.L. Marshall und R.E. Howard, *IEEE Transactions on Magnetics* MAG-27, 863 (1991a)
- M.C. Nuß, K.W. Goossen, P.M. Mankiewich und M.L. O'Malley, *Appl. Phys. Lett.* 58(22), 2561 (1991b)
- M.C. Nuß, P.M. Mankiewich, M.L. O'Malley und E.H. Westerwick, *Phys. Rev. Lett.* 66, 3305 (1991c)
- D.S. Phatak und A.P. Defonzo, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* MTT-38, 655 (1990)
- U. Poppe, N. Klein, U. Dähne, H. Soltner, C.L. Jia, B. Kabius, K. Urban, A. Lubig, K. Schmidt, S. Hensen, S. Orbach, G. Müller und H. Piel, *J. Appl. Phys.* 71, 5572 (1992)
- W. Prusseit, S. Corsépius, M. Zwerger, P. Berberich, H. Kinder, O. Eibl, C. Jaekel, U. Breuer und H. Kurz, *Physica C* 201, 249 (1992a)

- W. Prusseit, S. Corsépius, F. Baudenbacher, K. Hirata, P. Berberich und H. Kinder, *Appl. Phys. Lett.* **61**(15), 1841 (1992b)
- W. Prusseit, B. Utz, S. Corsépius, F. Baudenbacher, K. Hirata, P. Berberich, H. Kinder und O. Eibl, *Journal of Alloys and Compounds* **195**, 215 (1993)
- C.T. Rieck, W.A. Little, J. Ruvalds und A. Virosztek, Preprint (1993)
- D.B. Rutledge, D.P. Neikirk und D.P. Kasilingham, in *Infrared and Millimeter Waves*, vol. 10, pt. 2, ed. K.J. Button, New York: Academic 1983
- F.W. Smith, A.R. Calawa, C.L. Chen, M.J. Mantra und L.J. Mahoney, *IEEE Electron Device Lett.* **9**, 77 (1988)
- F.W. Smith, H.Q. Le, V. Diadiuk, M.A. Hollis, A.R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D.R. Dykaar, G.A. Mourou und T.Y. Hsiang, *Appl. Phys. Lett.* **54**(10), 890 (1989)
- P.R. Smith, D.H. Auston, A.M. Johnson und W.M. Augustyniak, *Appl. Phys. Lett.* **38**(1), 47 (1981)
- P.R. Smith, D.H. Auston und M.C. Nuß, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-24**, 255 (1988)
- E. Stein von Kamienski, H.G. Roskos, R. Kersting, J. Plettner, S.V. Averin, H.-J. Geelen, A. Kohl, B. Spangenberg, K. Leo, H. Kurz und O. Holtricher, erscheint in *OSA Proceedings on Ultrafast Electronics and Optoelectronics* (1993)
- M. Tinkham, „*Introduction to Superconductivity*“, McGraw-Hill, New York (1975)
- J.A. Valdmanis, *Electron. Lett.* **23**, 1308 (1987)
- V.S. Vavilov, N.A. Ukhin: *Radiation Effects in Semiconductors and Semiconductor Devices* Plenum, New York (1977)
- A. Virosztek und J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B42**, 4064 (1990)
- A. Virosztek und J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B45**, 347 (1992)
- A.C. Warren, J.M. Woodall, J.L. Freeouf, D. Grischkowsky, D.T. McInturff, M.R. Melloch, und N. Otsuka, *Appl. Phys. Lett.* **57**(13), 1331 (1990)
- J.F. Ziegler, J.P. Biersack und U. Littmark, *Stopping and Ranges of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York (1985)
- B.J. van Zeghbroeck, W. Patrick, J.M. Halbout und P. Vettinger, *IEEE Electron Device Lett.* **9**, 527 (1988)

10. Danksagungen

Eine experimentelle Arbeit wie diese ist ohne die Mithilfe vieler anderer Personen nicht denkbar. Mein besonderer Dank gilt ...

Herrn Prof. Dr. Bernd Stritzker, der mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik zu übernehmen;

Herrn Prof. Dr. Christoph Heiden für sein Interesse am Fortgang der Arbeit und seine Unterstützung;

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Eberhardt für die Möglichkeit, die Apparatur in seinem Optiklabor aufzubauen und zu betreiben;

Herrn Priv. Doz. Dr. Christoph Buchal, der diese Arbeit nicht nur mit hervorragendem persönlichen Engagement begleitet hat, sondern auch immer bemüht war, seinen Mitarbeitern eine angenehme und fröhliche Umgebung zu bereiten, wozu auch viele Kamingespräche beigetragen haben;

Herrn Carlo Copetti, der nicht nur die sehr guten supraleitenden Schichten auf SoS-Substraten zustande gebracht hat, sondern auch ein sehr angenehmer Zimmergenosse und Gesprächspartner war, auch wenn er mir mit seiner Papierflut ständig den Schreibtisch streitig machen wollte;

Herrn Frank Rüders für viele anregende Diskussionen. Seine Virtuosität am PC haben so manche Auswertung in dieser Form erst ermöglicht;

Herrn Dr. Hartmut Roskos von der RWTH-Aachen für die vielen fruchtbaren Diskussionen und seine angenehme Persönlichkeit;

den Herren Dr. Wolfgang Albrecht und Dr. Waldemar Kütt von der RWTH-Aachen für ihre hilfreiche Unterstützung bei vielen langwierigen Kurzzeit-Experimenten;

den Herren Dr. Norbert Klein, Norbert Tellmann, Uli Dähne und Heiko Schulz vom Institut für Festkörperforschung für die Herstellung von ausgezeichneten supraleitenden Schichten und wertvollen Vergleichsmessungen in ihrem Mikrowellenresonator;

Herrn Werner Prusseit von der TU-München, für seine hervorragenden supraleitenden Schichten auf LTGaAs;

Herrn Dr. Arno Förster, der immer ein offenes Ohr und eine gut funktionierende MBE für meine Wünsche nach LTGaAs-Schichten hatte;

Herrn Dr. Michael Frankel von der University of Michigan, USA, für die Herstellung eines nur 5 μm dünnen LiTaO_3 -Kristalls;

Herrn Manfred Gebauer für die Si-Implantationen;

Herrn Karl Schmidt für die RBS-Untersuchungen;

den Damen und Herren von Konstruktion und Werkstatt, die den Bau der Apparatur zu meiner vollsten Zufriedenheit ausgeführt haben;

Frau Dr. Christiane Dudda, die mich in der gesamten Jülicher Zeit mit großer Entschlossenheit vor dem Verhungern bewahrt hat

und allen, hier nicht namentlich erwähnten Kolleginnen und Kollegen des Instituts, die mir ein sehr angenehmes und fröhliches Arbeitsklima bereitet haben.

Mein abschließender Dank gilt meiner Frau, die meine Motivation die ganze Zeit über aufrecht erhalten hat mit Sätzen wie: „... ich hab' das schließlich auch geschafft!“ und natürlich meinen Eltern, die mit ihrer großzügigen Unterstützung mein Studium nach Kräften gefördert haben.

Jüli-2895

April 1994

ISSN 0944-2952