

Angeregtes GaAs:  
Indizien für Effekte der Blochoszillation in einem  
natürlichen Halbleiter

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

(dr. rer. nat.)

der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik

Universität Regensburg



vorgelegt von  
Raimund Franz Summer  
aus Waldsassen

2002

Promotionsgesuch eingereicht am: 27. Juni 2002

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. K. F. Renk

Prüfungsausschuß: Vorsitzender: Prof. Dr. I. Morgenstern

1. Gutachter: Prof. Dr. K. F. Renk

2. Gutachter: Prof. Dr. A. Penzkofer

weiterer Prüfer: Prof. Dr. D. Weiss

Das Promotionskolloquium fand am 16. Oktober 2002 statt.

---

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>GaAs im Grundzustand und angeregtes GaAs (GaAs*)</b>                    | <b>5</b>  |
| <b>3</b> | <b>GaAs im Grundzustand</b>  | <b>9</b>  |
| 3.1      | Die Bandstruktur von GaAs . . . . .  | 9         |
| 3.2      | Elektrischer Transport im GaAs - Grundzustand . . . . .                    | 10        |
| 3.3      | Zener-Tunneln und Stoßionisation . . . . .                                 | 13        |
| <b>4</b> | <b>Angeregtes GaAs</b>   | <b>17</b> |
| 4.1      | Was ist „Angeregtes GaAs“ (GaAs*) . . . . .                                | 17        |
| 4.2      | Erzeugung von GaAs* . . . . .  | 18        |
| 4.3      | Dynamik von Ladungsträgern in GaAs* . . . . .                              | 21        |
| 4.4      | Elektrischer Transport in GaAs* . . . . .                                  | 23        |
| <b>5</b> | <b>Blochoszillation in GaAs?</b>   | <b>29</b> |
| <b>6</b> | <b>Einfluß eines THz-Wechselfeldes auf den Transport in GaAs* und GaAs</b> | <b>33</b> |
| 6.1      | Angeregter Zustand . . . . .   | 33        |
| 6.2      | Grundzustand . . . . .   | 36        |
| <b>7</b> | <b>Experimenteller Aufbau und Meßtechnik</b>                               | <b>41</b> |
| 7.1      | GaAs-Proben . . . . .  | 41        |
| 7.2      | Kennlinienmessung . . . . .  | 42        |
| 7.3      | Meßdatenerfassung und Verarbeitung . . . . .                               | 43        |

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| 7.4       | Leitfähigkeitsmessung von Kristallen im THz-Feld . . . . . | 47        |
| 7.5       | Technische Details der Anordnung . . . . .                 | 48        |
| <b>8</b>  | <b>Experimentelle Ergebnisse</b>                           | <b>53</b> |
| 8.1       | Kennlinien . . . . .                                       | 53        |
| 8.2       | Stromreduktion durch THz-Strahlung . . . . .               | 61        |
| <b>9</b>  | <b>Analyse und Diskussion der Ergebnisse</b>               | <b>71</b> |
| 9.1       | Kennlinien . . . . .                                       | 71        |
| 9.2       | THz-Feld induzierte Stromänderung . . . . .                | 77        |
| <b>10</b> | <b>Zusammenfassung</b>                                     | <b>89</b> |

# 1

## Einleitung

Kürzlich wurde von Steuer et. al. [Ste00] in der Kennlinie eines Übergitters ein Schaltverhalten in einen höherleitenden Zustand gefunden. Es wurde damit erklärt, daß die Elektronen in einem elektrischen Feld so stark aufgeheizt werden können, daß ein Ladungsträgertransport in höherenergetischen Bändern erfolgt. Im Vorfeld der vorliegenden Arbeit wurden GaAs/AlAs-Übergitter mit unterschiedlichen AlAs-Anteil auf ein solches Schaltverhalten hin untersucht. Durch Verwendung einer Methode zur Kennlinienmessung mittels kurzer Spannungspulse, konnte eine destruktive Erwärmung der Proben vermieden werden und eine Vielzahl unterschiedlicher Übergitter konnten untersucht werden. Übergitter mit dünneren AlAs-Lagen und breiteren Minibändern wiesen eine niedrigere Schwellenspannung auf, ab der ein Übergang zu einer höheren Leitfähigkeit erfolgte. Submonolagenübergittern [Sch00], das sind Übergitter bei denen in nur einer Atomlage das Ga zu 50% durch Al ersetzt wird, zeigten die niedrigste Schwellenspannung. Derartige künstliche Kristalle zeigen zwar die Charakteristika eines Übergitters, sind aber durch den geringen Al-Anteil schon eher als ein unreiner GaAs Kristall zu betrachten. Es lag die Vermutung nahe, daß der Transport im höherleitenden Zustand als ein Transport in einem höheren Energieband des GaAs zu verstehen wäre. Demnach sollte auch an reinen GaAs-Kristallen dieser Effekt beobachtbar sein. Nun folgende Untersuchungen an reinen GaAs-Kristallen zeigten den erwarteten Übergang in einen höherleitenden Zustand. Diese Untersuchungen stellen den Inhalt dieser Arbeit dar.

GaAs ist ein seit vielen Jahren bekanntes, gut untersuchtes und auch technologisch häufig verwendetes Halbleitermaterial. Bis in die Gegenwart blieb dieser Kristall Gegenstand wissenschaftlicher, experimenteller und theoretischer Untersuchungen. Besonders Effekte bei hohen elektrischen Feldstärken, die Stoßionisation und das Zenertunneln, stießen auf großes Interesse. Fortschritte in der theoretischen Modellierung, insbesondere durch Monte-Carlo-Simulationsverfahren mit einer verbesserten Implementierung der Bandstruk-

turrechnung, verhalfen zu einem besseren Verständnis dieser Effekte und lieferten Vorhersagen für die Streuzeiten der Elektronen in höherenergetischen Zuständen.

Gleichzeitig konnte man durch Herstellung künstlicher Übergitterstrukturen das Blochsche Konzept der Beschreibung der Dynamik eines Elektrons in einem Gitterpotential [Blo28, Zen34, Bou95] und daraus folgende Effekte nun experimentell belegen [Fel92, Dek94, Dek00, Was93]. Aus der Blochschen Beschreibung ergibt sich eine oszillatorische Bewegung eines Teilchens in einem periodischen Potential unter dem Einfluß einer konstanten Kraft. Dieser Effekt ist als Blochoszillation bekannt. Ein Elektron in einem Kristall würde demnach unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes Blochoszillationen ausführen. Dieses theoretische Konzept, aus den 20er Jahren des vergangenen Jahrhunderts, wurde lange eher als eine theoretische Spielerei ohne experimentelle Relevanz betrachtet [Kos01]. Es wurde argumentiert, daß in natürlichen Halbleiterkristallen, wie etwa GaAs, wegen der kleinen Gitterperiode und den kurzen Streuzeiten sehr hohe elektrische Feldstärken für den Nachweis von Effekten der Blochoszillation erforderlich wären. Die experimentell anwendbaren Feldstärken seien aber nach oben hin begrenzt durch die Stoßionisation von Elektronen aus den Valenzbändern und schließlich durch den Zenerdurchbruch. Zur Zeit gibt es jedoch noch keine gesicherten Erkenntnisse über die tatsächlichen Streuzeiten für Elektronen in hochenergetischen Zuständen. Experimentell kamen erste berechtigte Zweifel auf [Fit96], ob die theoretisch ermittelten Streuzeiten nicht zu kurz angenommen wurden. Bei ausreichend langen Streuzeiten wiederum könnten Effekte der Blochoszillation auch in natürlichen Kristallen beobachtbar werden.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß die experimentellen Befunde aus Strommessungen an GaAs-Kristallen auf einen elektrisch aktivierten Zustand des GaAs hindeuten, bei dem sich ein Großteil der Ladungsträger in einem höheren Leitungsband des GaAs befindet. Die Vorstellung ist, daß angeregtes GaAs, im Weiteren als GaAs\* bezeichnet, durch kurze elektrische Pulse erzeugt wurde. Es wird vermutet, daß durch einen Puls ausreichend hohe elektrische Feldstärken erreicht wurden, um die Elektronen in die höheren Leitungsbander zu transferieren. Die Charakteristik des Transports in diesen hochenergetischen Zuständen kann mit Hilfe eines Transportmodells beschrieben werden, das auf der Grundlage der Blochschen Dynamik der Kristallelektronen aufbaut. Gestützt wird diese Interpretation insbesondere durch Ergebnisse aus Leitfähigkeitsmessungen, bei denen zusätzlich ein THz-Feld auf die Proben wirkte. In diesen Experimenten zeigte sich eine Reduktion der Leitfähigkeit mit steigender Leistung des Wechselfeldes, in Übereinstimmung mit der Theorie. Die Ergebnisse dieser Arbeit stellen eine Beobachtbarkeit von Blochoszillationen im natürlichen Halbleiter-Kristall GaAs in Aussicht. Weiter wird gezeigt, daß nicht nur in GaAs\*, sondern auch in GaAs bei kleinen Vorspannungen der Einfluß eines

THz-Feldes zu einer Reduzierung der Leitfähigkeit führte. Im Vergleich mit den Ergebnissen für den angeregten Zustand zeigte sich allerdings eine unterschiedliche Charakteristik hinsichtlich der Leistungs- und Frequenzabhängigkeit. Mit Hilfe einer Fourier-Reihenentwicklung des Leitungsbandes in Komponenten einfacher Tight-Binding-Bänder wird ein Modell für die Ladungsträgerdynamik im ersten GaAs-Leitungsband auf der Basis der Blochschen Beschreibung aufgestellt. Die experimentelle beobachtete Reduktion der Leitfähigkeit in GaAs durch THz-Strahlung kann mit dem Modell erklärt werden.

Insgesamt lassen sich die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit für GaAs und GaAs\* auf Grundlage der Blochschen Beschreibung der Dynamik von Elektronen im periodischen Gitterpotential beschreiben. Trotz der kurzen Streuzeiten in GaAs führt die Blochoszillation von Elektronen in GaAs scheinbar zu beobachtbaren Effekten. Mit dem angeregten Zustand des GaAs\* könnte die Realisierung einer Strahlungsquelle auf der Basis von Blochoszillationen, einem Blochoszillator, mit Frequenzen im THz-Bereich möglich werden. Neben einem veröffentlichten Experiment von Koss und Lambert [Kos72] liefert die hiermit vorliegende Arbeit erste experimentelle Indizien für das Auftreten der Blochoszillation im natürlichen Halbleiterkristall GaAs.

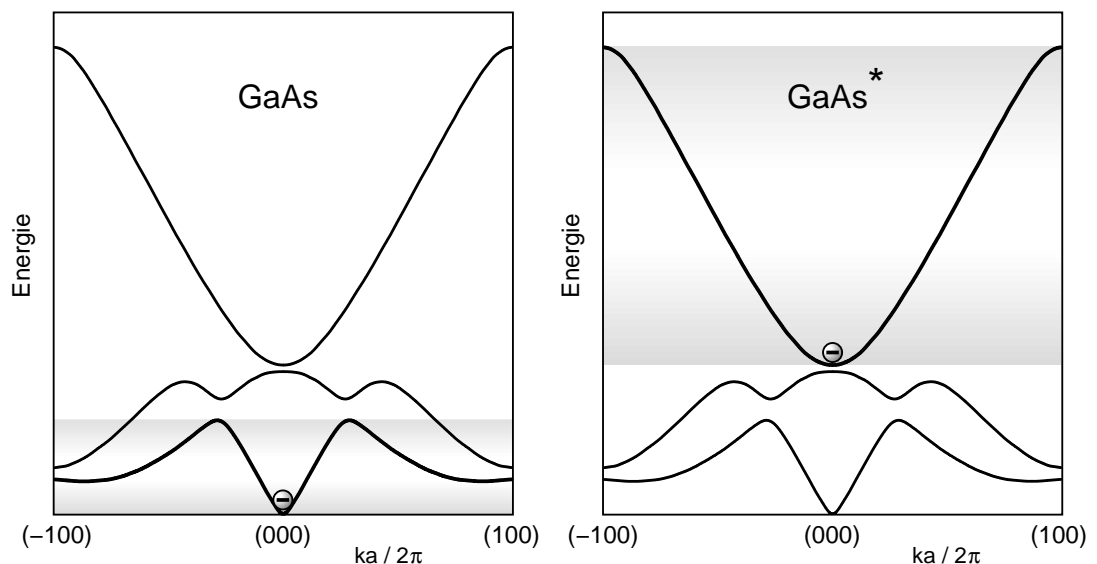




## 2

## GaAs im Grundzustand und angeregtes GaAs ( $\text{GaAs}^*$ )

Gestützt auf experimentelle Ergebnisse wird in dieser Arbeit ein besonderer Zustand des GaAs-Kristalls proklamiert. Er wird durch Anlegen von großen elektrischen Feldstärken von etwa 100 kV/cm an einen GaAs-Kristall in der (100)-Richtung erzeugt. Dieser Zustand manifestiert sich in einer erhöhten elektrischen Leitfähigkeit des Kristalls. Der Kristall befindet sich also nicht von Haus aus in diesem Zustand, er muß erst angeregt werden. Um dem Kind einen Namen zu geben, wird in dieser Arbeit der Begriff „angeregtes GaAs“, oder kurz  $\text{GaAs}^*$ , eingeführt.



**Abbildung 2.1:** Prinzipdarstellung der beiden Zustände von GaAs im Leitungsband-schema: Grundzustand (links) und angeregtes GaAs  $\text{GaAs}^*$  (rechts). Dargestellt sind jeweils die drei ersten Leitungsbander von GaAs in (100)-Richtung des k-Raums.

Als Ursache für das Auftreten von  $\text{GaAs}^*$  wird hier ein Transfer der Leitungsbandelektro-

nen in ein höheres Leitungsband des GaAs gesehen. Die experimentell gefundene erhöhte Leitfähigkeit von GaAs bei großen Feldstärken wird in der Folge auf den Transport von Ladungsträgern in diesem höheren Leitungsband zurückgeführt. Abbildung (2.1) veranschaulicht den Unterschied der beiden Zustände. Dargestellt sind jeweils die ersten drei Leitungsbande von GaAs. Während im Grundzustand, bei kleinen Feldstärken, die Leitungsbandelektroden alle im ersten Leitungsband sind (links), sind im GaAs\*, bei hohen Feldstärken, die Leitungsbandelektroden größtenteils im dritten Leitungsband (rechts).

Diese Arbeit stellt das Ergebnis experimenteller Forschung dar. Es wird nicht versucht, eine vollständige Theorie für die Ladungsträgerdynamik in GaAs zu entwickeln. Es wird vielmehr auf theoretische Ansätze zurückgegriffen die lange als nicht relevant für die Beschreibung der Dynamik und des Transports in natürlichen Halbleiterkristallen betrachtet wurden, in jüngster Zeit jedoch große Beachtung und Bestätigung in der Forschung an künstlichen Kristallstrukturen, insbesondere der Halbleiter-Übergitter fanden. Es handelt sich dabei um die Blochsche Beschreibung von Elektronen in einem Kristallgitter. Aus dieser Beschreibung folgen nicht-klassische Effekte wie die Blochoszillation von Kristallelektronen unter dem Einfluß eines konstanten elektrischen Feldes und die Kopplung eines elektrischen THz-Feldes an diese Oszillation. Die experimentellen Befunde dieser Arbeit lassen sich mit dieser Theorie erklären. Entgegen früherer Lehrmeinung stellen diese Ergebnisse damit eines der ersten Indizien für die Relevanz der Blochoszillation in einem natürlichen Kristallgitter. Insbesondere wird mit der Erzeugung von GaAs\* experimentell ein neues System vorgestellt, mit dem die Realisierung eines GaAs Halbleiteroszillators auf Grundlage von Blochoszillationen denkbar wird. Des weiteren führte die Arbeit an GaAs\* zu der Annahme, daß prinzipiell die Verhältnisse auf GaAs im Grundzustand übertragbar sind. Im Modell wird dies durch eine Fourierzerlegung des ersten GaAs-Leitungsbandes erreicht, auf dessen Einzelkomponenten die Theorie angewandt werden kann. Allerdings ist nicht zu erwarten, daß in diesem Fall eine harmonische Blochoszillation auftritt. Zum einen kann in dieser Beschreibung die bekannte Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke durch eine einfache parametrisierte Funktion angenähert werden, zum anderen kann damit der Einfluß eines elektrischen THz-Wechselfeldes auf den elektrischen Transport bestimmt werden. Im Vergleich mit den Experimenten erwies sich die Modellvorstellung als ein brauchbarer Ansatz.

Insgesamt gliedert sich die vorliegende Arbeit in drei Abschnitte: Modellvorstellung und ihre theoretischen Grundlagen, das Experiment und seine Ergebnisse und schließlich die Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des Modells. Der Theorieteil wurde zum besseren Verständnis unterteilt in die Grundlagen des etablierten GaAs-Transportmodells, der Einführung des GaAs\*-Modells auf Grundlage des Blochschen Konzeptes, einer kurzen

Diskussion der Frage nach Blochoszillation in natürlichen Halbleitern und der Theorie für den Einfluß eines THz-Feldes auf die Leitfähigkeit in GaAs und GaAs\*.

Die Transportmechanismen im Grundzustand des GaAs sind bereits Gegenstand einer Vielzahl an Veröffentlichungen. In Kapitel 3 werden einige für die weitere Diskussion benötigte Kenntnisse von GaAs deshalb nur kurz referiert. Es wird die Bandstruktur von GaAs beschrieben und es werden die bekannten Mechanismen des elektrischen Transports in GaAs kurz zusammengefaßt. Schließlich werden die bei hohen elektrischen Feldstärken beobachtbaren Effekte, Stoßionisation und Zener-Durchbruch, besprochen. Diese werden bei der Analyse der Ergebnisse von GaAs\* eine Rolle spielen. In Kapitel 4 wird ein Modell für GaAs\* vorgestellt. Eine einfache Modellrechnung der ballistischen Bewegung eines Elektrons durch die parabolisch genäherte Bandstruktur soll zunächst den Transfer in die höheren Leitungsbänder, d.h. die Erzeugung von GaAs\*, veranschaulichen. Die Dynamik der Elektronen in GaAs\* wird mit der Theorie für Bloch-oszillierende Elektronen beschrieben. Analog zu der Beschreibung von Minibandelektronen in Halbleiterübergitter wird auf dieser Grundlage ein Transportmodell für GaAs\* vorgeschlagen. Da nach dem Modell für GaAs\* Blochoszillationen auftreten können, beschäftigt sich Kapitel 5 mit der Frage nach der Beobachtbarkeit dieses Effektes. Die Modellvorstellung wird daraufhin auf GaAs im Grundzustand übertragen. Der elektrische Transport unter dem Einfluß eines THz-Feld bietet eine Möglichkeit um, experimentell einen indirekt Hinweis darüber zu erhalten, ob die Beschreibung der Ladungsträgerdynamik auf Grundlage der Blochschen Theorie ein geeignetes Modell darstellt. Die Theorie des Einflusses eines THz-Feldes auf den Gleichstrom durch GaAs und GaAs\* wird in Kapitel 6 behandelt.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschreibt die Experimente. In Kapitel 7 finden sich alle experimentellen Details zu den Proben, dem Meßaufbau und der Geräte, der Meßmethode sowie der Meßdatenerfassung und Datenanalyse. In den Experimenten wurde zunächst das Auftreten von zwei Leitfähigkeitszuständen des GaAs gefunden. In weiteren Experimenten wurde der Einfluß eines THz-Feldes auf die Leitfähigkeit in beiden Zuständen untersucht. Die experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel 8 vorgestellt und beschrieben.

Im letzten Teil der Arbeit, Kapitel 9 werden die experimentellen Ergebnisse im Rahmen der Anfangs eingeführten Modelle diskutiert. Es wird gezeigt, daß die Modellvorstellung in guter Übereinstimmung zu den Experimenten steht.



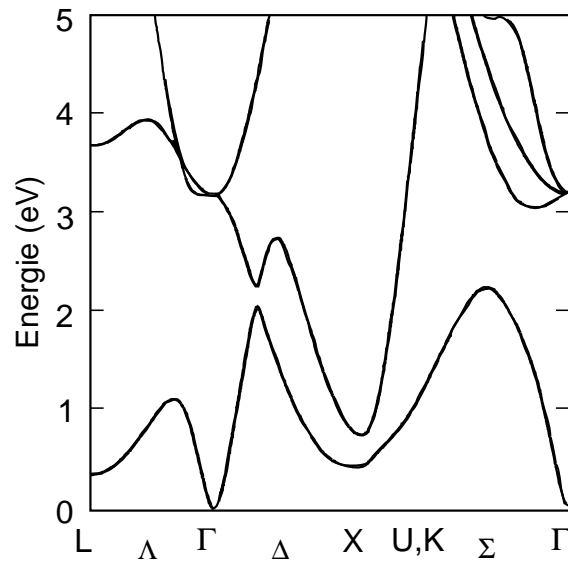
# 3

## GaAs im Grundzustand

### 3.1 Die Bandstruktur von GaAs

Die Kenntnis der elektronischen Bandstruktur ist von grundlegender Bedeutung für die Modellierung und Analyse des elektrischen Transports. Der III-V Halbleiter GaAs weist eine komplizierte Bandstruktur auf. In der Energie ist die Bandstruktur in zwei Bereiche aufgeteilt, zu niedrigen Energien bilden die gebundenen elektronischen Zustände die Valenzbänder aus, zu höheren Energien werden durch die fast freien Zustände die Leitungs-bänder gebildet. Die Leitungs-bänder sind von den Valenzbändern durch eine Energielücke getrennt, das ist ein Energieintervall in dem über den gesamten Impulsraum keine elektronischen Zustände erlaubt sind. Die Energielücke beträgt bei Zimmertemperatur (300 K) 1.42 eV.

Die Bandstruktur ist im  $k$ -Raum periodisch. In (100)-Richtung beispielsweise ist die Periode  $2\pi/a$ , wobei  $a$  die Hälfte der Gitterkonstante von GaAs ist ( $a = 0.283$  nm). Man beschränkt sich deshalb zumeist auf eine Periode im  $k$ -Raum, der ersten Brillouin-Zone (reduziertes Zonenschema). Abbildung (3.1) zeigt im reduzierten Zonenschema den Verlauf der Leitungs-bänder zwischen den ausgezeichneten Symmetrierichtungen, von L über  $\Gamma$  nach X, weiter nach K und zurück nach  $\Gamma$ . Das absolute Minimum im ersten Leitungsband (unterste Kurve in 3.1) liegt im  $\Gamma$ -Symmetriepunkt dessen Lage als Nullpunkt der Energieskala gewählt wird ( $E_\Gamma = 0.0$  eV). Es existieren weitere Seitentäler in den Symmetriepunkten L ( $E_L = 0.32$  eV) und nahe X ( $E_X = 0.45$  eV). Zu höheren Energien hin bilden die Energiezustände weitere Bänder aus. In den verschiedenen Symmetrierichtungen überlappen die Leitungs-bänder energetisch. Dieser Energiebereich wird deshalb häufig auch als Leitungsbandkontinuum bezeichnet. Zur theoretischen Bestimmung der Bandstruktur existieren verschiedene Berechnungsmethoden. Einer der bedeutendsten Ansätze stammt von Chelikowski und Cohen [Che76]. Ihre nicht-lokale Pseudopotential-Methode



**Abbildung 3.1:** Leitungsbänder von GaAs [Fis91].

konnte die Valenzbänder, die Energielücke und das Leitungsband in guter Übereinstimmung zu experimentell ermittelten Bandparametern wiedergeben. Neuere Methoden nutzen die Dichte-Funktionaltheorie (siehe z.B. [Arn00], [Mon01]) und können vor allem den Verlauf der Energiebänder bei höheren Energien verlässlicher bestimmen, geben aber oft die Energielücke nicht korrekt wieder. Die Bandstruktur in Abbildung 3.1 wurde von Fischetti [Fis91] nach der Pseudopotential-Methode berechnet, wobei die in der Rechnung verwendeten Formfaktoren etwas anders gewählt waren als bei Chelikowsky [Che76], um der inzwischen verbesserten experimentellen Kenntnis der Bandstruktur Rechnung zu tragen.

Das dritte Leitungsband ist näherungsweise sinusförmig mit einer Breite  $W$  (6 eV) und hat je ein Minimum und ein Maximum [Arn00]. In der (100)-Richtung ist dieses Band zweifach entartet. Berücksichtigt man die Spin-Bahn-Kopplung [Che76], wird bei  $\Gamma$  das dritte vom zweiten Leitungsband durch eine Energielücke (160 meV) getrennt (in Abbildung 3.1 nicht dargestellt). Die beiden tiefer liegenden Bänder weisen eine kompliziertere Form auf. Das erste und zweite Leitungsband überlappen in der (100)-Richtung und der (110)-Richtung. Das dritte Leitungsband überlappt nur in der (100)-Richtung nicht mit dem zweiten Leitungsband.

## 3.2 Elektrischer Transport im GaAs - Grundzustand

Der elektrische Transport in Donator-dotiertem GaAs, n-GaAs, wird durch die Bewegung von Ladungsträgern im ersten Leitungsband bestimmt. Bei Zimmertemperatur sind praktisch alle Donatoren ionisiert, denn das Donatorniveau (z.B. von Si) liegt nur ca. 6 meV

unter der Leitungsbandunterkante [Lan82]. Die Dotierung definiert die Anzahl der zum Transport beitragenden Elektronen. Bei elektrischen Feldstärken unterhalb 3 kV/cm zeigt sich eine ohmsche Leitfähigkeit, die auf Transport von Elektronen mit einer kleinen effektiven Masse  $m_\Gamma = 0.067m_e$ ,  $m_e$  ist die Ruhemasse eines Elektrons, im näherungsweise parabolischen  $\Gamma$ -Tal zurückzuführen ist und durch polar-optische Streuung dominiert wird (Streuzeit  $\approx 100$  fs). Bis zu einer charakteristischen Schwellenfeldstärke  $F_{Gunn}$  [Con67]

$$F_{Gunn} = \frac{m_\Gamma e \hbar \omega_{LO}}{4 \pi \varepsilon_0 \hbar^2} \left( \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) \quad (3.1)$$

ist der Transport auf das  $\Gamma$ -Tal beschränkt. Dabei sind  $\hbar \omega_{LO}$  die Energie der polar-optischen LO-Phononen,  $e$  die Elementarladung und  $\varepsilon_0$  bzw.  $\varepsilon_\infty$  sind die Dielektizitätszahl im statischen Fall bzw. im hochfrequenten Grenzfall. Für GaAs erhält man  $F_{Gunn} = 5.3$  kV/cm [Lei00].

Bei höheren Feldstärken  $F$  übersteigt der Impulsgewinn der Elektronen aus dem elektrischen Feld die polar-optische Impulsrelaxation. Nun können die Elektronen zwischen den Streuprozessen genügend Energie aus dem elektrischen Feld aufnehmen um auf das energetische Niveau der Seitentäler zu kommen. Das L-Tal liegt etwa 300 meV über dem  $\Gamma$ -Tal, das X-Tal bei etwa 480 meV. Durch Deformationspotentialstreuung (Streuzeit  $\leq 20$  fs [Lei00]) können die Elektronen erst in die 8 L-Täler und bei noch höheren Feldstärken in die 6 X-Täler transferiert werden. Die Verweildauer in den Seitentälern ist sehr lang, etwa 1-2 ps [Hei86]. Die effektive Masse der Ladungsträger in den Seitentälern ist um eine Größenordnung höher als im  $\Gamma$ -Tal ( $m_L \approx 0.56m_e$ ,  $m_X \approx 0.85m_e$ ) [Lev96]. Entsprechend geringer ist die Beweglichkeit in den Seitentälern (schätzungsweise  $920 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gegenüber ca.  $7300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  im  $\Gamma$ -Tal [See92]). Durch die zunehmende Umverteilung der Ladungsträger in die Seitentäler zu höheren Feldstärken hin sinkt die mittlere Driftgeschwindigkeit  $v$ . Man spricht bei dieser Umverteilung vom *transferred electron effect*, auch bekannt als Gunn-Effekt b.z.w. Ridley-Watkins-Hilsum Effekt [Rid61, Hil62, Gun63, Kro64]. In Transportmessungen wird eine negativ-differentielle Leitfähigkeit (NDC) beobachtet [Ruc68, Hou77], das heißt, daß der Strom mit steigender Spannung sinkt. Messungen des Hochfeldtransports (Flugzeit-Technik) in GaAs in (100)-Richtung zeigen eine NDC bis zum elektrischen Durchbruch bei etwa 230 kV/cm, die mittlere Driftgeschwindigkeit sinkt dabei vom Spitzenwert von  $2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  bei etwa 3 kV/cm auf  $0.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  [Win84].

Wenn man die Dynamik auf kurzen Zeitskalen betrachtet [Lei00] oder wenn die Länge des Kristalls kurz ( $< 0.5 \text{ nm}$ ) ist, so daß die Transitzeit durch den Kristall vergleichbar wird zur Rekombinationszeit [Bru84], können die Ladungsträger Driftgeschwindigkeiten von  $6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  erreichen, weit oberhalb des maximalen statischen Spitzenwertes von  $2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ . Man spricht dann von *velocity overshoot*.

In stark dotiertem n-GaAs führt die NDC zu einer Ausbildung von Raumladungsinstabilitäten [See92, Shu87, Sze]. Bereits geringe Inhomogenitäten in der lokalen Ladungsträgerdichte und der damit verbundenen Inhomogenität der lokalen Feldstärke führen bei einer NDC zu rasch anwachsenden Domänen, das sind Bereiche hoher Feldstärke und hoher Ladungsträgerkonzentration, die durch den Kristall driften. Dadurch kommt es zu einer Oszillation der Stromstärke durch den Kristall. Diese Gunn-Oszillation setzt bei einer kritischen Feldstärke von 3.2 kV/cm ein [Sze, Neu01]. In Gleichstrommessungen der Kennlinie wird dann eine Sättigung der Stromstärke anstatt einer NDC beobachtet. Die Domänenformation erfolgt exponentiell mit einer charakteristischen Zeit, der dielektrischen Relaxationszeit

$$\tau_d = \varepsilon_0 \varepsilon \left( e n_D \frac{\partial v}{\partial F} \right)^{-1}, \quad (3.2)$$

wobei  $\varepsilon \approx 13$  die Dielektrizitätskonstante von GaAs und  $n_D$  die Dotierladungsträgerkonzentration sind. Die Probe muß ausreichend lange sein, damit sich eine laufende Domäne ausbilden kann. Um Stromoszillationen in n-GaAs zu beobachten gilt für die Probenlänge  $L$  das Kriterium [See92]

$$n_D L > 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.3)$$

Nicht nur durch eine Domänenbildung, auch bei kleinen Gradienten der Ladungsträgerkonzentration, wird unter statischen Bedingungen keine NDC auftreten, da die elektrische Feldstärke eine mit der Stromdichte monoton steigende Funktion ist und an der Kathode Überschußladungsträger injiziert werden [Sze]. Übersteigt die mittlere Feldstärke die Schwellenfeldstärke, steigt, unter statischen Bedingungen, die Feldstärke von der Kathode zur Anode hin an [Sze]:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = - \frac{e n_D}{\epsilon \epsilon_0} \left( 1 - \frac{J / e n_D}{v(F)} \right). \quad (3.4)$$

Dabei ist  $J$  die experimentell beobachtete Stromdichte,  $J / n_D e$  stellt die mittlere Driftgeschwindigkeit dar. Diese Beziehung kann man ausnutzen, um aus einer gemessenen GaAs-Kennlinie mit Sättigungsverhalten oberhalb  $F_{Gunn}$  die Feldstärke  $F(x)$  im Kristall zu bestimmen.

Im Falle der Domänenbildung können lokal sehr hohe Feldstärken auftreten und Stoßionisationen verursachen [Shu87]. In der Kennlinie kann dann ein S-förmiger Stromanstieg auftreten [Gel73], der mit einer Ausbildung von Stromfilamenten zusammenhängt [Gel70].



### 3.3 Zener-Tunneln und Stoßionisation

In den Experimenten dieser Arbeit wurden in GaAs  $n^+ - n - n^+$  Strukturen Feldstärken von  $10^5$  V/cm erreicht. Bei derart hohen Feldstärken können zwei Effekte auftreten, die zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte im Leitungsband führen. Dies sind zum einen das Zener-Tunneln und zum anderen die Stoßionisation. Eine Quanten-theoretische Beschreibung beider Effekte lieferten u.a. Quade *et al.* [Qua94]. Beide Effekte wurden in GaAs p-i-n Dioden in Sperrichtung beobachtet. Man benutzt p-i-n Dioden, da in Sperrichtung Feldstärken im MV/cm-Bereich bei vernachlässigbarer Joulscher Erwärmung erreicht werden können und die Feldstärke im intrinsischen Bereich der Diode nahezu konstant ist.

#### Zener-Tunneln

Unter dem Zener-Durchbruch versteht man für gewöhnlich einen Tunnel-Übergang von den Valenzbändern in die Leitungsbander. Im elektrischen Feld  $F$  verkippen die Bänder entlang der Feldrichtung. Bei konstanter Energie kann ein Ladungsträger durch einen Tunnelprozeß die Energielücke  $E_g$  überwinden und von dem unteren in das nächst höhere Band gelangen. Kane [Kan59] fand einen WKB-artigen Ausdruck für die Transmissionswahrscheinlichkeit  $T$

$$T(F, k_{\parallel}) = \frac{\pi^2}{9} \cdot e^{-\frac{E_g}{2E_F}} \cdot e^{-\frac{2E_{\parallel}}{E_F}}, \quad (3.5)$$

wobei

$$E_{\parallel} = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m^*, \quad E_F = \sqrt{2} \hbar e F / \pi \sqrt{m^* E_g}.$$

Der Massenparameter  $m^*$  ist eine Funktion der Leitungs- und Valenzbandmasse, wobei  $2/m^* = 1/m_c + 1/m_v$ . Dabei wurde eine parabolische Näherung der Bandmassen angenommen. In einer theoretischen Arbeit von Di Carlo *et al.* [DiC94] wurde weiter berücksichtigt, daß unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes die Energiezustände die Wannier-Stark-Leiter bilden. Es sollten dann in GaAs p-i-n-Dioden (Akzeptordotiert-intrinsisch-Donatordotiert) bei ca. 1.5 MV/cm resonante Strukturen im Tunnelstrom auftreten, die von resonanten Übergängen von Elektronen aus dem Valenzband im p-Bereich über einen lokalisierten Wannierzustand im intrinsischen Bereich in das zweite Leitungsband im n-Bereich herrühren. Bei den großen Bandlücken von Halbleitern wie GaAs sind elektrische Feldstärken von nahezu  $10^6$  V/cm für den Zenerdurchbruch erforderlich. Man erreicht sie schon bei moderaten Spannungen bei sehr hoch dotierten  $p^+ - i - n^+$  Dioden mit einigen 10 nm dünnen i-Schichten. Durch die Dotierung wird eine starke Bandverbiegung im Übergangsbereich der Diode erzielt verbunden mit einer hohen Diffusionsspannung in Sperrichtung der Diode.

## Stoßionisation

Bei den für Zener-Tunneln erforderlichen Feldstärken tritt ein weiterer Effekt auf, die Stoßionisation. Kann ein Elektron aus dem elektrischen Feld ausreichend Energie aufnehmen um bei einem Stoß mit einem Valenzelektron dieses in das Leitungsband zu heben, so kommt es zu einer Multiplikation der Ladungsträger im Leitungsband. Kann eine Elektron innerhalb der Driftzone mehrere Ionisationen verursachen kommt es zum Lawinendurchbruch.

Wohl am weitesten verbreitet war bis vor einiger Zeit Baraffs [Bar62] Theorie der Stoßionisation. Seine Theorie enthielt die früheren Ergebnisse von Wolff [Wol54] im Grenzfall hoher Feldstärken und Shockley [Sho61] im Grenzfall niedriger Feldstärken. In dieser Theorie wurden die Schwellenenergie für den Einsatz der Stoßionisation und die mittlere freie Weglänge der Phononen als Parameter angepaßt um die experimentellen Ergebnisse widerzuspiegeln. Jedoch gab es keine Möglichkeit, diese Parameter rechnerisch zu bestimmen und eine realistische Bandstruktur zu berücksichtigen, wie Autoren späterer Arbeiten anmerken (z.B.: [Shi81]).

Bei der Stoßionisation müssen Energie und Impuls erhalten bleiben. Zusammen mit der Bandstruktur des Halbleiterkristalls liefert dies „Auswahlregeln“ für die elektronischen Zustände, die zur Stoßionisation führen können. In GaAs gibt es im ersten Leitungsband nur wenige Punkte, die diese Bedingungen erfüllen können, es trägt nicht zur Stoßionisation bei [Sto94, Ong00]. Um die Stoßionisationsrate rechnerisch zu bestimmen, muß der Hochfeldtransport simuliert werden. Die Ladungsträger haben bei höheren Energien sehr kurze Streuzeiten. Es muß also die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, mit der ein Elektron einen Zustand erreicht, bei dem es zur Stoßionisation kommen kann. Frühere Modelle benutzten eine parabolische Näherung der Bandstruktur, bei der die Keldysh-Formel für die Stoßionisationsrate angewendet werden konnte. In neueren Arbeiten wird für gewöhnlich eine Monte-Carlo Simulation des Hochfeldtransportes unter Verwendung der vollständigen Bandstruktur eingesetzt und die Stoßionisationsrate von grundlegenden Prinzipien abgeleitet. Ausgangspunkt dieser Rechnungen ist eine Bestimmung der Ionisationswahrscheinlichkeit nach Fermis Goldener Regel

$$W_{imp} = \int \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \delta(E_f - E_i) dS_f, \quad (3.6)$$

als Integral über alle Endzustände  $dS_f$ , mit dem Matrixelement

$$M = \frac{e^2}{\epsilon(q)V} \frac{I(k_1, k'_1) I(k_2, k'_2)}{|k_1 - k'_1|^2 + \lambda^2}, \quad (3.7)$$

wobei  $\epsilon(q)$  die vom Wellenvektor abhängige dielektrische Funktion,  $V$  das Kristallvolumen,  $\lambda$  der Coulomb- Abschirmfaktor und  $I(k_i, k'_i)$  die Überlappintegrale (Blochintegrale)

sind [Wan91, Ogu95, Red00]. In [Fis91, Ong00, Shi81], um nur einige zu nennen, wurde zur Simulation die vollständige Bandstruktur nach der Pseudopotentialmethode bestimmt, andere Arbeiten wie z.B. [Red00, Qua94, Mou97] benutzen eine stückweise parabolische Näherung der Bandstruktur. Redmer *et al.* [Red00] gaben kürzlich eine analytische Näherungsfunktion für die Stoßionisationsraten aus ihrer Monte-Carlo-Rechnung in Form einer parametrisierten Keldysh-Formel an:

$$r_{ii}(p, (F = 0)) = C \left( \frac{E_p - E_{th}}{E_{th}} \right)^a, \quad (3.8)$$

wobei  $E_p$  die Energie des stoßenden Elektrons ist und für GaAs die Schwellenenergie  $E_{th} = 1.8$  eV und die Parameter  $C = 93.59 \text{ eV}^{-a} \text{ s}^{-1}$  und  $a = 4.743$  sind. Diese Formel für die Null-Feld Stoßionisationsrate stellte eine gute Näherung für elektrische Feldstärken bis zu einigen 100 kV/cm dar.

In dünnen Strukturen ( $< 1 \mu\text{m}$ ) muß berücksichtigt werden, daß entlang der Driftstrecke *tote Bereiche* für die Stoßionisation entstehen, in denen die Ladungsträger erst wieder ausreichend Energie aus dem Feld aufnehmen müssen um ein weiteres Ionisationsereignis zu initiieren. Die mittlere Driftstrecke zwischen zwei Ionisationsprozessen kann vergleichbar zur Länge des Kristalls werden und die Ionisationsrate stark verringern. Ong *et al.* [Ong00] fanden in einer Monte-Carlo-Rechnung der Stoßionisation für  $0.1 \mu\text{m}$  dünne Schichten des i-GaAs erst bei etwa 650 kV/cm eine Verdopplung der Ladungsträger und bei 800 kV/cm einen mittleren Multiplikationsfaktor 8. Für ein elektrisches Feld von 600 kV/cm wurde die größte Ionisationswahrscheinlichkeit bei einer Driftstrecke von  $1 \mu\text{m}$  gefunden. Die durchschnittliche Ionisationsenergie der Ladungsträger lag bei 4 eV.



## 4

# Angeregtes GaAs

## 4.1 Was ist „Angeregtes GaAs“ ( $\text{GaAs}^*$ )

Als angeregtes GaAs ( $\text{GaAs}^*$ ) wird in dieser Arbeit ein Zustand des GaAs bezeichnet, der sich durch den Transport von Elektronen im dritten Leitungsband des GaAs auszeichnet. Durch eine einfache Modellrechnung des Ladungsträgertransfers in höhere Energiebänder soll zunächst in Abschnitt 4.2 plausibel gemacht werden, daß durch Anlegen hoher elektrischer Feldstärken an einen GaAs-Kristall das GaAs vom Grundzustand (Abschnitt 3.2) in den angeregten Zustand übergehen kann.  $\text{GaAs}^*$  wird hier als ein Modell vorgeschlagen, mit dessen Hilfe die experimentell in dieser Arbeit erhaltenen Befunde aus Leitfähigkeitsmessungen bei hohen Feldstärken erklärt werden können. In Abschnitt 4.3 werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Ladungsträgerdynamik und des elektrischen Transports in  $\text{GaAs}^*$  referiert. In Abschnitt 4.4 wird das Modell für  $\text{GaAs}^*$  vorgestellt und die grundlegenden Annahmen werden diskutiert.

Folgende Kernaussagen werden getroffen:

- $\text{GaAs}^*$  soll durch Anlegen von Spannungspulsen erzeugt werden. Es entsteht, wenn die Spannung einen Schwellenwert überschreitet. Die elektrische Feldstärke im GaAs-Kristall ist dann ausreichend hoch, um Elektronen in das dritte Leitungsband zu transferieren.
- Die Dynamik der Ladungsträger im Sinus-förmigen dritten Leitungsband des GaAs folgt der Blochschen Beschreibung der Dynamik eines Elektrons im Kristallgitter. Bei hohen Feldstärken wird erwartet, daß Blochoszillationen auftreten.
- Der elektrische Transport in  $\text{GaAs}^*$  kann mit Hilfe des Esaki-Tsu-Ignatov-Modells

in Analogie zum Transport durch Minibandelektronen in Halbleiterübergittern beschrieben werden.

- Ein externes THz-Feld beeinflusst die Dynamik von Blochelektronen. Es wird eine charakteristische Reduzierung der elektrischen Leitfähigkeit erwartet. Transportmessungen unter dem Einfluß eines THz-Feldes können Hinweise für die Validität des Modells liefern.

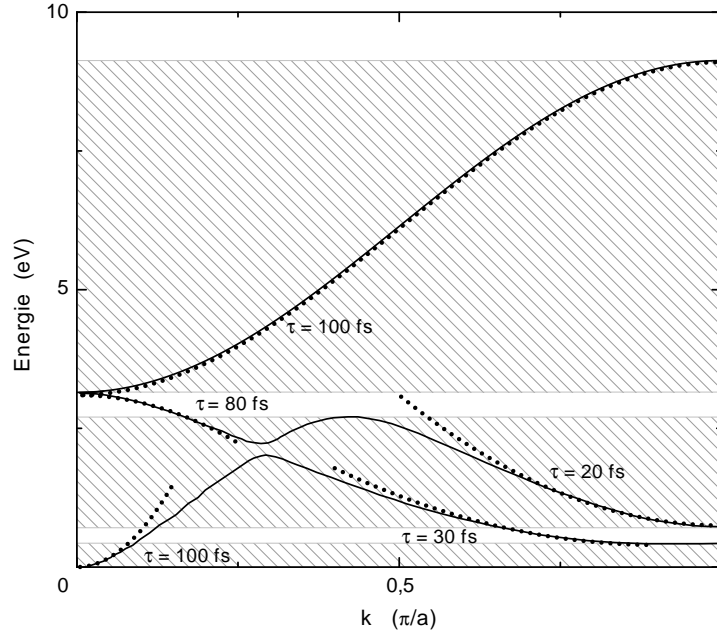
## 4.2 Erzeugung von GaAs\*

GaAs\*, im Sinne dieser Arbeit, wird durch Anlegen eines statischen Feldes an einen GaAs Kristall erzeugt, wodurch die Leitungsbandelektronen in das dritte Leitungsband des GaAs transferiert werden. Dazu müssen die Ladungsträger eine Überschußenergie von mehr als 3 eV aus dem elektrischen Feld aufnehmen. Daß dies prinzipiell möglich ist, demonstrierte sehr eindrucksvoll Fitting et al. [Fit96]. Experimentell konnte dort gezeigt werden, daß Elektronen in GaAs unter dem Einfluß von elektrischen Feldstärken oberhalb von 50 kV/cm Energien von mehreren eV erreichen können. Bei einer 3  $\mu\text{m}$  dicken GaAs-Probe konnten Energien von bis zu 11 eV registriert werden. Die Autoren zogen den Schluß, daß diese hochenergetischen Elektronen zu höheren Bändern weit jenseits der  $\Gamma$ -, X- und L-Täler des ersten Leitungsbandes zuzuordnen sind.

### Transfer von Ladungsträgern in die höheren Bänder?

Anhand einer sehr stark vereinfachenden Modellrechnung soll an dieser Stelle eine Möglichkeit des Transfers von Elektronen in höhere Bänder veranschaulicht werden. Weiter soll eine Strom-Spannungs-Charakteristik abgeschätzt werden. Folgende vereinfachenden Annahmen werden getroffen:

- Es gelte ein Ein-Elektronenbild,
- die Feldstärke  $F$  sei konstant über die ganze Probe,
- es wird ausschließlich die (100)-Richtung betrachtet,
- die Bandstruktur wird stückweise parabolisch angenähert,
- die Streuzeit sei innerhalb fester energetischer Bereiche konstant und
- bei Streuung verliert das Elektron 36 meV Energie an das Gitter.



**Abbildung 4.1:** Approximation der Bandstruktur und Zuordnung der Streuzeiten.

Abbildung 4.1 zeigt die Bandstruktur von GaAs in der (100)-Richtung, die parabolischen Näherungen und die festgelegten Energiebereiche mit den ihnen zugeordneten Streuzeiten. Die Parameter für die parabolische Näherung der Bandstruktur,

$$E_i(k) = E_i(0) + (\hbar k)^2 / (2m_i e), \quad (4.1)$$

sind für das erste Leitungsband  $m_{\Gamma 1} = 0.07 m_e$  und  $m_{X1} = 0.85 m_e$ , und für das zweite Leitungsband  $m_{X2} = 0.5 m_e$  und  $m_{\Gamma 2} = -0.32 m_e$ . Dabei ist  $m_e$  die Ruhemasse des freien Elektrons. Das dritte Leitungsband wird durch eine Kosinusfunktion angenähert

$$E_3(k) = E_3(0) - W \cos(ka), \quad (4.2)$$

mit der halben Breite des Bandes  $W = 3$  eV und der halben Gitterkonstante von GaAs  $a = 0.283$  nm. Die  $E_i(0)$  sind 0 eV und 0.44 eV im ersten Band, 0.74 eV und 3.18 eV im zweiten Band und 6.18 eV im dritten Band. Für die Streuzeiten  $\tau$  wurden 100 fs für das  $\Gamma 1$ -Tal und 30 fs für das  $X1$ -Tal des ersten Leitungsbands, 20 fs für das  $X2$ -Tal und 80 fs für das Maximum nahe dem  $\Gamma$ -Punkt ( $\Gamma 2$ ) des zweiten Leitungsbands und 100 fs für das dritte Leitungsband gewählt. Die Streuzeiten für  $\Gamma 1$ ,  $X1$  und  $X2$  liegen im Bereich publizierter Werte, für die höherenergetischen Zustände wurden längere Zeiten angenommen, entsprechend dem Ergebnis von Fitting [Fit96] und der Tatsache, daß im Bereich von 2-3 eV in (111)-Richtung keine Zustände existieren und zwischen den Symmetriepunkten  $X$  und  $K$  nur steile Zweige mit geringer Zustandsdichte vorkommen (siehe Abbildung 3.1).

In der Rechnung wird das Elektron für die Dauer der mittleren Streuzeit gemäß

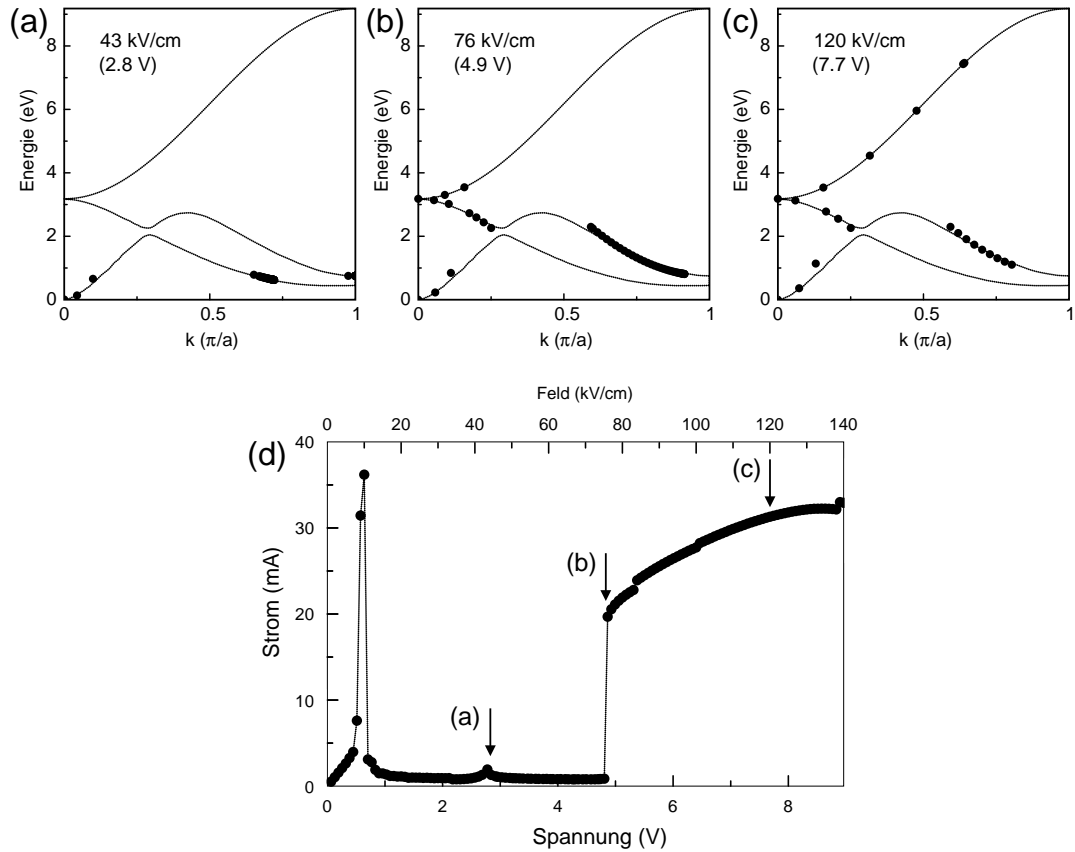
$$dk/dt = eF/\hbar \quad (4.3)$$

beschleunigt. Entsprechend der jeweiligen Energieparabel wird zugehörig zum erreichten  $k$ -Wert die Endenergie bestimmt. Liegt diese oberhalb eines Talbodens der Seitentäler so wird zunächst die Zeit bestimmt in der das Energieniveau dieses Talbodens erreicht wird. Ab dieser Energie gilt eine neue Streuzeit innerhalb derer das Elektron weiter beschleunigt wird. Dann erfolgt eine Streuung in das Seitental. Das Elektron verliert dabei die Energie eines optischen Phonons von 36 meV. Für den Übergang vom zweiten in das dritte Leitungsband wird angenommen, daß dieser direkt erfolgt, unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Aufspaltung. Die Driftstrecke zwischen zwei Streuprozessen wird gemäß  $\Delta x = \Delta E/(eF)$  aus dem Energiegewinn  $\Delta E$  bestimmt. Erreicht die gesamt durchlaufene Strecke die Länge der Probe wird die Rechnung abgebrochen und mit der insgesamt verstrichenen Zeit die mittlere Driftgeschwindigkeit bestimmt. Die Länge der Probe ist  $L = 640$  nm.

Für die Abschätzung der Strom-Spannungscharakteristik nach diesem streng deterministischen Modell, wird der Strom gemäß  $I = Anev$  aus der erhaltenen mittleren Driftgeschwindigkeit  $v$  bestimmt. Dabei sind  $A = 3.14\mu\text{m}^2$  die Querschnittsfläche der Probe und  $n = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  die Dotierung.

Abbildungen 4.2 (a) bis (c) zeigen die nach jeder Streuung erreichten Punkte des Elektrons in der  $E(k)$ -Dispersion bei elektrischen Feldstärken von 43 kV/cm (2.75 V), 76 kV/cm (4.86 V) und 120 kV/cm (7.7 V). Abbildung 4.2 (d) zeigt die aus der Rechnung resultierende Kennlinie, vom Ein-Elektronenbild auf eine Dotierung von  $n = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  identischer Elektronen skaliert. Die hohe Stromspitze bei ca. 0.7 V resultiert aus dem, im Vergleich zur Bandstrukturrechnung, steileren Anstieg in der parabolischen Näherung im  $\Gamma$ 1-Tal bei Energien über 0.25 eV. Da das Modell auf die Berechnung für nur ein Elektron beruht und dementsprechend keine Statistik für die Verteilung der Ladungsträger in die  $\Gamma$ - und X-Zustände im ersten Leitungsband berücksichtigt, zeigt sich zwischen ca. 1 V und 5 V ein Bereich mit sehr kleinen Stromstärken. In diesem Bereich erfolgt der Transport fast über die gesamte Driftstrecke in den X-Tälern des ersten und zweiten Leitungsbands. Auffallend ist ein sprunghafter Stromanstieg bei 4.86 V (76 kV/cm). Ab dieser Spannung übersteigt der Energiegewinn zwischen zwei Stoßprozessen die Energierelaxation im X-Tal des zweiten Leitungsbands und das Elektron erreicht innerhalb der Probenlänge das dritte Leitungsband. Ab 8 V (130 kV/cm) deutet sich eine Reduktion des Stromes mit steigender Vorspannung an. Hier erreicht das Elektron annähernd die obere Bandkante des dritten Leitungsbands. Die Driftstrecke im dritten Leitungsband beträgt bei 100 kV/cm (6.4 V) ca. 290 nm, bei 140 kV/cm (9 V) etwa 420 nm.





**Abbildung 4.2:** Drift eines Elektrons durch die Energiedispersion bei (a) 43 kV/cm, (b) 76 kV/cm und (c) 120 kV/cm und die sich rechnerisch ergebende Strom-Spannungs-Charakteristik (d)

Die Wahl der Streuzeiten in den X-Tälern beeinflusst wesentlich den Sprungpunkt für den Transfer in die höherenergetischen Zustände. Der Transfer vom  $\Gamma$ -Tal in das X-Tal des ersten Leitungsbands setzte in der Rechnung ab 11 kV/cm (0.7 V) ein, ab 43 kV/cm (2.75 V) erfolgt ein Transfer in das X-Tal des zweiten Leitungsbands. Bei Feldstärken von mehr als 64 kV/cm (4.1 V) gelangt das Elektron durch Streuung vom  $\Gamma$ -Tal des ersten Leitungsbands direkt in das X-Tal des zweiten Leitungsbands.

### 4.3 Dynamik von Ladungsträgern in GaAs\*

Im vorhergehenden Abschnitt wurde eine einfache Abschätzung für den Transfer in das dritte Leitungsband des GaAs, der Erzeugung von GaAs\*, und ein erster Ausblick auf die Manifestation des Transports in GaAs\* auf eine Kennlinienmessung vorgestellt. Um ein Transportmodell für GaAs\* zu entwickeln wird auf das Blochsche Konzept zurückgegriffen. Das Blochsche Konzept der theoretischen Beschreibung der Ladungsträgerdynamik in einem Kristallgitter wird in diesem Abschnitt kurz referiert. Im letzten Abschnitt dieses

Kapitels wird dann ein Modell zum elektrischen Transport in GaAs\* basierend auf dem Blochschen Konzept vorgeschlagen.

### Blochoszillation

Bloch [Blo28] und Zener [Zen34] leiteten auf Grundlage der Quantenmechanik eine Beschreibung der Bewegung eines Elektrons in einem einfach kubischen Kristall her. Ein Kristallelektron wurde als Wellenpaket aus Bloch-Wellen beschrieben. Die Bloch-Wellen lösen die stationäre Schrödingergleichung für das unendlich ausgedehnte Tight-Binding-Gitter mit den Energie-Eigenwerten

$$E(k) = -W \cos(ka). \quad (4.4)$$

Dabei ist  $2W$  die resultierende Breite des Bandes erlaubter Energie-Eigenwerte und  $a$  die Periode im Potentialgitter. Die Energie eines Elektrons ist also eine in  $k$  periodische Funktion. Dies ist eine direkte Folge der Translationssymmetrie des Kristallgitters.

Sei nur das unterste Energieband besetzt und eine Kopplung zu anderen Bändern vernachlässigbar, kann gezeigt werden [Jon34], daß das Wellenpaket unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes  $F$  mit konstanter Geschwindigkeit durch den Impulsraum läuft und seine Form erhalten bleibt. Die Bewegungsgleichung des Elektrons genügt also dem quasi-klassischen Beschleunigungs-Theorem:

$$\frac{dk}{dt} = \frac{eF}{\hbar}. \quad (4.5)$$

Dabei ist  $k$  der zentrale Wellenvektor des Wellenpaketes, respektive  $\hbar k$  der Quasi-Impuls des Elektrons im Kristallgitterpotential. Die Gruppengeschwindigkeit des Elektrons erhält man durch die Relation:

$$v(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE(k)}{dk}. \quad (4.6)$$

Durch Einsetzen der Dispersion (4.4) und der Phase  $ka$  aus Integration von (4.5) ergibt sich die Gruppengeschwindigkeit als Funktion der Zeit zu

$$v(t) = \frac{Wa}{\hbar} \sin(k_0 a - \omega_B t). \quad (4.7)$$

Damit ist auch die Geschwindigkeit des Elektrons im Kristall eine in  $k$  periodische Funktion. Das Elektron führt eine oszillatorische Bewegung aus, die Blochoszillation. Die Schwingungsfrequenz dieser Oszillation, die Blochfrequenz  $\omega_B$ , ist:

$$\omega_B = \frac{|eF|a}{\hbar}. \quad (4.8)$$

Die Trajektorie des Elektrons ergibt sich nach Integration von (4.7) zu

$$x(t) = \frac{W a}{\hbar \omega_B} \left( \cos(k_0 a - \omega_B t) - \cos(k_0 a) \right). \quad (4.9)$$

Nach (4.9) ergibt sich eine oszillatorische Trajektorie mit einer räumlich begrenzten Ausdehnung des Blochelektrons auf einen Bereich

$$\xi = \frac{2W a}{\hbar \omega_B}. \quad (4.10)$$

### Zusammenhang mit der Wannier-Stark Leiter

In (4.4) wurde ein äußeres elektrisches Feld nicht berücksichtigt. Das Potential an jedem  $m$ -ten Gitterplatz ist unter dem Einfluß eines homogenen elektrischen Feldes  $F$

$$E_m(k) = E(k) - m \cdot e F a. \quad (4.11)$$

Wannier zeigte [Wan60], daß das Energiespektrum von Kristallelektronen in einem elektrischen Gleichfeld aus äquidistanten Zuständen besteht. Anstelle der Blochwellen müssen nun die Wannier-Stark Eigenzustände als Lösungsbasis herangezogen werden. Die Energieeigenwerte werden dann durch die Wannier-Stark-Leiter beschrieben:

$$E_m = m \cdot e F a. \quad (4.12)$$

An allen  $m$  Gitterplätzen existiert ein Wannier-Stark-Zustand, der auf eine Länge von  $n \approx \xi/a$  (vgl. 4.10) Gitterperioden lokalisiert ist, die Abstände zwischen den einzelnen Zuständen der Leiter sind gerade  $\hbar \omega_B$  groß, also durch die Bloch-Frequenz gegeben. Letztlich führt diese Beschreibung genau auf die im semiklassischen Bloch-Bild erhaltenen Gleichungen für die Gruppengeschwindigkeit (4.7) und den Ort (4.9). Die Beziehung zwischen der Wannier-Stark-Leiter und Blochoszillation wurde in der Literatur mehrfach diskutiert (z.B. [Lub85]). Letztlich sind es zwei Gesichter des selben physikalischen Phänomens [Kos01].

## 4.4 Elektrischer Transport in GaAs\*

### Übernahme eines geeigneten Modelles

Zur Beschreibung des elektrischen Transports in GaAs\* wird auf ein Modell für die Dynamik der Minibandelektronen in einem Halbleiterübergitter (HLÜG) zurückgegriffen (ETI-Modell [Ign95]). Halbleiterübergitter gehen auf einen Vorschlag von Esaki und Tsu zurück [Esa70], als ein geeignetes System um Effekte der Blochoszillation zu untersuchen.

Das ETI-Modell ist eine Erweiterung des Modells von Esaki und Tsu. Es handelt sich dabei um ein semiklassisches Modell, da der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Dispersion des Energiebandes nicht berücksichtigt wird. Wacker und Jauho [Wac98] konnten jedoch zeigen, daß das semiklassische Modell eine adäquate Beschreibung des elektrischen Transports im HLÜG liefert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$e|F|a < 2W, \quad 2W\tau > 4\hbar \quad \text{und} \quad e|F|a < E_{gap}. \quad (4.13)$$

Dabei sind  $a$  die Gitterperiode,  $2W$  die Bandbreite,  $\tau$  die charakteristische Streuzeit und  $F$  die elektrische Feldstärke.  $E_{gap}$  ist die Energielücke zum nächst höheren oder niedrigeren Band.

### Theorie des elektrischen Transports von Blochelektronen

Ein Blochelektron führt nach (4.7) und (4.9) eine oszillatorische Bewegung aus. Es kommt noch zu keiner Drift der Elektronen durch den Kristall. Durch Streuung von Elektronen wird die oszillatorische Bewegung gestört und es kommt zu einer Drift. Die Driftgeschwindigkeit kann man berechnen, indem man die Gruppengeschwindigkeit (4.7) über alle Zeitintervalle zwischen zwei Streuprozessen integriert und dabei mit der Wahrscheinlichkeit für einen Streuprozess in diesem Zeitintervall wichtet [Esa70]. Die Wahrscheinlichkeit setzt man als Exponentialfunktion des Verhältnisses aus Zeitintervall zur mittleren Streuzeit  $\tau$  an.

$$v_D = \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) v_G(t-t_0) \frac{dt_0}{\tau}. \quad (4.14)$$

Die Lösung dieses Integrals lautet ([Bron89], Integraltabellen 1.1.3.3., Nr. 459)

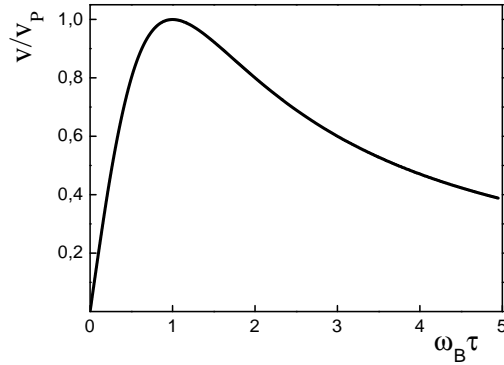
$$v_D = 2v_p \frac{\omega_B \tau}{1 + (\omega_B \tau)^2}, \quad (4.15)$$

wobei

$$v_p = Wa/(2\hbar) \quad (4.16)$$

die Spitzendriftgeschwindigkeit angibt, die bei  $\omega_B \tau = 1$  erreicht wird. Für  $\omega_B \tau < 1$  ergibt sich eine stetig steigende Driftgeschwindigkeit mit steigender Blochfrequenz, mit linearer Steigung im Grenzfall  $\omega_B \tau \ll 1$ . Für  $\omega_B \tau > 1$  kommt das Elektron immer näher an die Oberkante des Bandes und wird schließlich beim Durchlaufen der Dispersion, im periodischen Zonenschema, wieder zur Bandunterkante zurückkehren. Im reduzierten Zonenschema interpretiert man oft dieses Verhalten, bei Erreichen der Brillouin-Zonengrenze, als Braggreflexion. Bei  $\omega_B \tau = 2\pi$  kann das Elektron bereits eine vollständige Oszillationsperiode durchlaufen ehe es gestreut wird. Nach Gleichung (4.10) wird das Elektron

durch die Oszillation auf einen immer kleineren Bereich lokalisiert, solange es nicht gestreut wird. Die Driftgeschwindigkeit des einzelnen Elektrons nimmt deshalb für  $\omega_B \tau > 1$  mit steigendem  $\omega_B$  stetig ab.



**Abbildung 4.3:** Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke.

In Abbildung (4.3) ist  $v_D$  gegen  $\omega_B \tau$  aufgetragen. Dabei ist  $\omega_B \tau = E/E_c$  und die kritische Feldstärke  $E_c$ , bei der die Spitzendrftgeschwindigkeit erreicht wird, ist

$$E_c = \hbar / (ea\tau). \quad (4.17)$$

Die Driftgeschwindigkeit steigt mit der Feldstärke stetig an, bis  $|\omega_B| \tau > 1$ . Es zeigt sich dann ein Bereich mit negativ differentieller Driftgeschwindigkeit.

#### Anwendung auf GaAs\*

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten ein mikroskopisches Modell der Ladungsträgerdynamik und daraus resultierend ein Modell des elektrischen Transports in GaAs\* vorgestellt wurde, sollen an dieser Stelle einige qualitative Schlußfolgerungen für die Beobachtbarkeit und Charakteristik einer GaAs\*- $v(F)$  gezogen werden.

Die Analogie in der Dynamik der Minibandelektronen und den Elektronen in GaAs\* ist nach der Form der Energiedispersion offensichtlich. Jedoch sind die Dimensionen sehr unterschiedlich. Typische HLÜG-Perioden sind um einen Faktor 20 größer als die GaAs-Gitterperiode. Die Minibandbreiten liegen bei etwa 100 meV, während das dritte GaAs-Band 6 eV breit ist. Sei in GaAs\* eine Streuzeit von etwa 100 fs angenommen, so sind elektrische Feldstärken von ca. 100 kV/cm erforderlich um  $|\omega_B| \tau \approx 1$  zu erreichen. Die Bedingungen (4.13) sind dann zum Teil noch erfüllt, bis auf die Forderung nach ausreichender Trennung zu den Nachbarbändern. Im hier interessanten Fall mit Blochfrequenzen im THz-Bereich wird jedoch angenommen, daß der Prozeß des Zenertunnelns ausreichend

langsam ist, um eine Kopplung zu benachbarten Bändern vernachlässigen zu können. Diese Annahme wurde auch von Zhao [Zha94] bei der Bestimmung der Unterdrückung eines Blochbandes im THz-Feld getroffen.

Nimmt man entsprechend den Überlegungen aus Abschnitt 4.2 an, daß bei elektrischen Feldstärken von etwa 100 kV/cm ein Großteil der Elektronen in das dritte Leitungsband von GaAs transferiert werden und die Verweildauer in diesem Band sehr lange ist, die Kopplung zu anderen Bändern also vernachlässigt wird, kann die obige Beschreibung des Ladungsträgertransports von Blochelektronen zur Beschreibung der Transporteigenschaften von GaAs\* herangezogen werden.

GaAs befindet sich aber nicht von vornherein in diesem angeregtem Zustand (GaAs\*), es muß erst durch ausreichend hohe Feldstärken präpariert werden. Führt man das elektrische Feld an einem GaAs-Kristall hoch wird man also zunächst die bereits von Gunn-Dioden bekannte  $v(F)$ -Charakteristik durchlaufen. Erst bei einer kritischen Schwellenfeldstärke wird man erreichen, daß der Energiegewinn aus dem elektrischen Feld die Energierelaxation übersteigt. Die Elektronen sollten dann in die höheren Bänder, insbesondere das dritte Leitungsband, transferiert werden und so den Zustand des GaAs\* präparieren. Beim Durchfahren der  $v(F)$  sollte sich also ein Übergang von der GaAs- $v(F)$  auf die GaAs\*- $v(F)$  ergeben, als Folge des Übergangs vom Transport im ersten Leitungsband zum Transport im dritten Leitungsband. Da erst ein Teil der Driftstrecke durchlaufen werden muß, ehe ein Elektron in das dritte Leitungsband gelangt, wird sich die  $v(F)$  mit steigendem Feld langsam der GaAs\*- $v(F)$  annähern. Die für den Transport im dritten Leitungsband zur Verfügung stehende Driftstrecke wird dabei länger.

Die  $v(F)$ -Charakteristik müßte sich in einer Messung der Strom-Spannungscharakteristik einer GaAs-Kristallprobe bemerkbar machen. Sei zunächst angenommen, daß die elektrische Feldstärke im gesamten Kristall homogen ist, also  $F = U/L$ , wobei  $U$  die angelegte Spannung und  $L$  die Länge des Kristalls sind. Der Gleichstrom durch den Kristall ist dann mit (4.8) und (4.15)

$$I_{dc}(U) = 2v_p \frac{U/U_c}{1 + (U/U_c)^2} en_D A \quad (4.18)$$

wobei  $U_c = L\hbar/(ea\tau)$  die Spannung angibt, bei der die Driftgeschwindigkeit  $v_p$  erreicht, also  $\omega_B\tau = 1$  gilt. Die Größen  $n_D$  und  $A$  geben die Dotierladungsträgerdichte und die Querschnittsfläche der Kristallprobe an.

Das, für den Transport in GaAs\* relevante, dritte Leitungsband von GaAs hat eine Breite von  $2W = 6$  eV. Die charakteristische Streuzeit in diesem Band sei vorerst zu 150 fs angenommen, ähnlich der Streuzeit im tiefsten Leitungsband im  $\Gamma$ -Tal (siehe Kapitel 9). Die Länge des Kristalls sei  $L = 640$  nm. Nach Gleichung (4.18) ist bei einer homogenen Feldstärke eine Kennlinie analog zur  $v(F)$  aus Abbildung 4.3 zu erwarten. Es ist

nach Gleichung (4.17)  $U_c = 10$  V und nach Gleichung (4.18) die Spitzenstromstärke  $I_p = 26$  mA. Für größere Spannungen ist wegen  $\omega_B \tau > 1$  eine Abnahme der Stromstärke, also eine NDC, zu erwarten. Der Zener-Orbit (4.10) hätte bei  $U_c$  eine Ausdehnung von 60% der Kristalllänge, also  $\xi = 380$  nm. Nach dem einfachen Transfermodell erreichen bei 10 V (160 kV/cm) die Elektronen das dritte Band nach dem sie eine Strecke von 200 nm durchlaufen haben. Für den Transport in GaAs\* verbleiben von der Kristalllänge  $L$  also 440 nm. Demnach können die Elektronen eine Oszillationsperiode durchlaufen, ohne vorher an der Anode aufgenommen zu werden. Die Frequenz der Blochoszillation wäre nach Gleichung (4.8)  $\omega_B/(2\pi) = 1.1$  THz. Da GaAs\* allerdings durch ein Aufheizen der Elektronen im elektrischen Feld in das dritte GaAs-Leitungsband erzeugt werden soll, ist keine Phasen-synchrone Injektion in dieses Band gewährleistet. Schon von Beginn an wird keine Phasen-kohärente Oszillation der Elektronen existieren. Auch wenn es vorstellbar wäre, daß die anfangs zuerst injizierten Elektronen noch eine zueinander phasennahe Schwingung ausführen und deshalb effektiv das Potential modulieren und infolge dessen die Injektion zugunsten einer phasenkohärenten Gesamtschwingung des Systems modulieren, so wird die Streuung der Elektronen doch mit zunehmender Zeit zu einer Dephasierung führen.





## 5

# Blochoszillation in GaAs?

Ist das im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Modell für GaAs\* anwendbar, dann bedeutet dies, daß es im natürlichen Halbleiterkristall GaAs unter geeigneten Umständen zum Auftreten von Blochoszillationen kommen kann. Könnte man, wie bereits motiviert, GaAs\* erzeugen, dann wäre zu erwarten, daß Blochoszillationen in GaAs\* bei Feldstärken von etwa 160 kV/cm auftreten, wenn die Streuzeit  $\tau$  für Elektronen im dritten Leitungsband zu 150 fs angenommen werden kann. Über die Streuraten im dritten Leitungsband gibt es derzeit keine gesicherten Erkenntnisse. Gängige Monte-Carlo Simulationen geben Streuraten von etwa  $3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  [Shi81] [Fis91]. Ein Experiment zur Vakuumemission heißer und ballistischer Ladungsträger [Fit96] deutet jedoch an, daß die tatsächlichen Streuraten deutlich niedriger sind. Denn in diesem Experiment konnte direkt gezeigt werden, daß die Elektronen in GaAs unter Feldstärken der Größenordnung 50 kV/cm zu einem Großteil Energien von 8 eV, einige bis 11 eV, über der Leitungsbandunterkante erreichen können.

Nach Abschluß der experimentellen Arbeiten stellte sich heraus, daß bereits 1984 von Muller, Roblin und Rode [Mul84] ein Zeneroszillator (Blochoszillator) vorgeschlagen wurde. Abgesehen von einem Injektor, sind die Ähnlichkeiten von Mullers Vorschlag und dem hier präsentierten experimentellen Zugang zu GaAs\* unübersehbar. Die Autoren beriefen sich auf eine Modellbandrechnung für GaAs von Prof. K. Hess. Dieses Band sollte eine Breite von  $\Delta = 5 \text{ eV}$  haben, zweifelsfrei war damit das dritte GaAs-Leitungsband in der (100)-Richtung im k-Raum gemeint. Es wurde vorgeschlagen einen  $L = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$  dicken Kristall kathodenseitig mit einem Quantenwell als Injektor zu versehen. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes von 100 kV/cm sollten Elektronen vom Quantenwell in das Band injiziert werden und dort Blochoszillationen mit einer Frequenz von 1 THz ausführen. Ab einer angelegten kritischen Spannung  $U_k = \Delta/e$  sollte die Bewegung der Elektronen auf die Driftzone eingegrenzt sein. Durch Streuung außer Phase geratene Elektronen

sollten den Potentialabfall entlang „abwärts“ laufen und an der Anode gesammelt werden. In ihrer quantenmechanischen Rechnung setzten sie ein Gaußsches Wellenpaket an und fanden, unter ihren Modellbedingungen, eine Begrenzung des Wellenpakets auf  $<1\%$  der Brillouin-Zone und einen Zener-Orbit  $<1/30$  der Driftlänge durch den Kristall. Zitat: *„Diese Lokalisierung ist nicht zeitunabhängig, aber ähnlich eines kohärenten Zustands eines harmonischen Oszillators dehnt es (das Wellenpaket) sich nicht unendlich aus, sondern ist mit der Zenerperiode (Blochperiode) wiederkehrend. Diese Eigenschaft entsteht durch die gleichmäßigen Energieabstände der Stark-Zustände, aus welchen das Wellenpaket zusammengesetzt ist“*. Die Lebensdauer der Starkniveaus wurde zu 1 ps angegeben. Dabei verwiesen die Autoren auf eine experimentelle Arbeit [Kos72], in der, bei elektrischen Feldstärken der gleichen Größenordnung wie auch in ihrem Vorschlag, Hinweise für das Auftreten der Wannier-Stark-Leiter im GaAs Leitungsband gefunden wurden, was diese lange Lebensdauer der Starkniveaus implizierte. Die Autoren argumentieren, daß wegen der Lokalisierung bei einer Streuung das Wellenpaket teilweise erhalten bleiben muß. Daraus sollten sich „Auswahlregeln“ für die Streuarten ergeben und zu längeren Lebensdauern führen, als dies durch Stoßionisations-Streuzeiten erwartet werde. Damit motivierte Muller, entgegen gängiger Meinung, daß in GaAs durchaus die Voraussetzungen erfüllt werden können um Blochoszillationen zu erhalten. Eine Erzeugung von GaAs\* entspricht Mullers Vorschlag und kann als ein erster Schritt zur Realisierung eines GaAs-Blochoszillators gesehen werden.

Dies wirft die Frage auf, ob Blochoszillationen in natürlichen Halbleitern generell eine Rolle spielen können und keineswegs, wie früher so oft behauptet, lediglich eine theoretische Spielerei ohne physikalische Relevanz darstellen. Die Existenz von Blochoszillationen konnte in künstlichen Systemen bereits nachgewiesen werden. Es gilt jedoch immer noch als umstritten, ob Blochoszillationen auch in einem natürlichen Kristall beobachtet werden können. Das übliche Argument dagegen ist, um dies noch einmal zu betonen, daß wegen der kleinen Gitterperiode von nur wenigen Å und der kurzen Streuzeiten von einigen fs derart außerordentlich große Feldstärken erforderlich wären, daß Zener-Tunneln oder Stoßionisation dominieren. Betrachtet man den Transport im ersten Leitungsband in GaAs, so scheint diese Argumentation auch gerechtfertigt. Denn die Streuzeiten in die Seitentäler sind sehr kurz (etwa 20 fs) und nach Gleichung (4.8) und der Forderung  $\omega_B \tau > 1$  liegen die erforderlichen Feldstärken so hoch, daß die Ladungsträger in die höherenergetischen Zustände angeregt werden und zu Stoßionisation führen können.

Es existieren jedoch Vorschläge für die experimentelle Suche nach Manifestationen der Blochoszillation bzw. der Wannier-Stark-Leiter in GaAs. Dunlap et al. [Dun93] schlugen einen Frequenz/Spannungs-Konverter auf Grundlage von Blochoszillationen in einem ka-

pazitiv gekoppelten GaAs-GaAlAs Quantenwell vor. Dekorsy et al. [Dek00] stellten die Beobachtbarkeit stark gedämpfter Blochoszillationen durch Kopplung an LO-Phononen als durchführbaren Nachweis von Blochoszillation in natürlichen Halbleitern in Aussicht. Roblin et al. [Rob98] modellierten die Kopplung der  $\Gamma$ - und X-, oder L-Täler mit einem Zwei-Band Wanniersystem zur Berechnung der Transmissions- und Reflexionskoeffizienten von Resonanten Tunneldioden. Derzeit sind mir jedoch keine publizierten experimentellen Befunde bekannt, die auf Blochoszillation in natürlichen Halbleitern schließen lassen.

Ausgehend von der Modellierung von GaAs\* kann man jedoch einen Schritt weiter gehen und das Konzept auch auf GaAs im Grundzustand übertragen. Reale Kristalle, wie GaAs, haben zwar eine komplexere Struktur. Die  $E(k)$  der Leitungsbänder von GaAs ist aber periodisch in  $k$  und symmetrisch um  $k = 0$ . In der (100)-Richtung können die Leitungsbänder durch eine Fourierreihe angenähert werden:

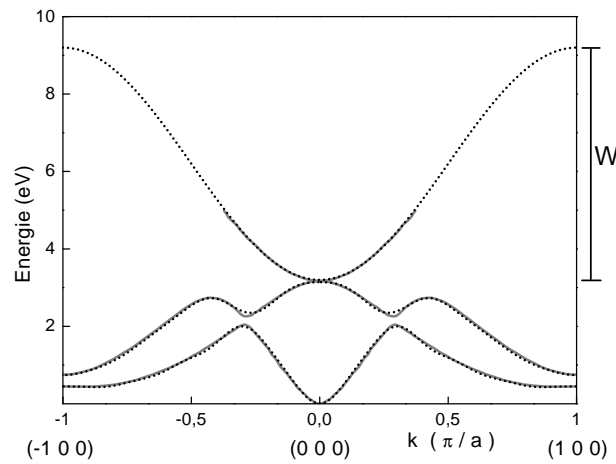
$$E(k) = W_0 - \sum_{z=1}^{10} W_z \cdot \cos(z \cdot k). \quad (5.1)$$

| LB | $W_0$ | $W_1$  | $W_2$ | $W_3$ | $W_4$ | $W_5$ | $W_6$  | $W_7$  | $W_8$  | $W_9$ | $W_{10}$ |
|----|-------|--------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|-------|----------|
| 1  | 0.94  | -0.345 | 0.47  | 0.47  | 0.24  | 0.095 | -0.011 | -0.024 | -0.008 | 0.025 | 0.022    |
| 2  | 2.07  | -1.02  | 0.28  | -0.14 | -0.20 | 0.09  | 0.018  | 0.05   | 0.03   |       |          |
| 3  | 6.18  | 3.0    |       |       |       |       |        |        |        |       |          |

**Tabelle 5.1:** Die Fourierkoeffizienten (in eV) für die Entwicklung des ersten, zweiten und dritten Leitungsbands von GaAs in der (100)-Richtung im  $k$ -Raum.

In Tabelle 5.1<sup>1</sup> sind die Fourierkoeffizienten für das erste, zweite und dritte Leitungsband angegeben. Zhao [Zha94, Zha95] benutzte eine Beziehung wie Gleichung (5.1) um den Einfluß der z-nächsten Nachbarn auf ein Tight-Binding-Band zu beschreiben und dessen Änderung unter dem Einfluß eines kombinierten Gleich- und Wechselfeldes zu bestimmen. In diesem Sinne könnte man die Bedeutung der Fourierentwicklung des ersten GaAs-Leitungsbandes interpretieren. Die Fourierkoeffizienten wurden hier so gewählt, daß eine möglichst gute Anpassung der  $E(k)$  an eine Bandstruktur von GaAs nach einer Pseudopotentialmethode aus [Fis91] erreicht wurde. In [Fis91] wurde für eine bessere Berücksichtigung neuerer experimenteller Kenntnisse der Bandstruktur eine andere Wahl von Formfaktoren verwendet als von [Che76]. In der Näherung zeigt sich eine leichte Welligkeit die zugunsten einer besseren Anpassung am  $\Gamma$ -Punkt mit einer Bandmasse von  $m^* = 0.068 m_e$  erkaufte wird. Für das dritte Leitungsband wurden hier zusätzlich die

<sup>1</sup>zu einer ähnlichen Parametrisierung des ersten GaAs-Leitungsbandes kam auch [Rob85]



**Abbildung 5.1:** Leitungsbander von GaAs in (100) [Fis91] (durchgehend) und in Näherung durch eine Fourierreihe (gepunktet).

Bandstrukturen aus [Arn00, Mon01] berücksichtigt. Das dritte Leitungsband wird durch eine einfache Kosinusfunktion mit 6 eV Gesamtbreite beschrieben. Die Bandstruktur ist im  $k$ -Raum periodisch. In (100)-Richtung ist die Periode  $2\pi/a$ , wobei  $a$  die Hälfte der Gitterkonstante von GaAs ist ( $a = 0.283$  nm). Abbildung 5.1 zeigt, im reduzierten Zonenschema, das erste Leitungsband in der (100)- $k$ -Richtung von GaAs und die beiden nächst höheren Bänder. Die durchgezogene Linie entspricht der Bandstruktur nach [Fis91] und die gepunktete Linie zeigt das Ergebnis von Gleichung (5.1) mit den Parametern aus Tabelle 5.1.

Hacker und Obermair [Hac70] zeigten, daß die Existenz der Wannier-Stark-Leiter mit (4.12) nicht von den Details der Dispersion  $E(k)$  abhängt. Nach [Hac70] ergibt sich die Wannier-Stark-Leiter (4.12) auch für Energiedispersionen der Form

$$E(k) = \sum_{z=1}^Z -W_z \cos zka. \quad (5.2)$$

Demnach könnten prinzipiell Blochoszillationen in GaAs auftreten und zu meßbaren Effekten im elektrischen Transport führen. Allerdings ist keine einfach harmonische Oszillation zu erwarten.

Es bleibt letztlich die Frage, ob die Dynamik der Elektronen in GaAs und GaAs\* durch das Blochsche Modell richtig beschrieben wird und ob es eine Möglichkeit gibt diese Vorstellung experimentell zu überprüfen. Eine Möglichkeit ergibt sich aus der Wechselwirkung mit einem elektrischen Wechselfeld mit einer Frequenz von der Größenordnung der Blochfrequenz oder höher. Mehrere Arbeiten beschäftigten sich bereits von Seiten der Theorie mit dem Einfluß eines THz-Feldes auf ein Blochband und experimentell wurde diese Theorie an künstlichen Strukturen, wie den Halbleiterübergittern bereits erfolgreich bestätigt. Im Folgenden Abschnitt werden die theoretischen Aspekte dazu behandelt.

## 6

# Einfluß eines THz-Wechselfeldes auf den Transport in GaAs\* und GaAs

Zur theoretischen Beschreibung des elektrischen Transports in einem THz-Feld wird wieder vom Ein-Elektronenbild ausgegangen. Die Dynamik eines Elektrons unter dem kombinierten Einfluß sowohl eines elektrischen Gleichfeldes  $F_s$  als auch eines elektrischen Wechselfeldes mit einer Amplitude  $F_\omega$  der Form

$$F(t) = F_s + F_\omega \cos \omega t \quad (6.1)$$

folgt, in Erweiterung der Bewegungsgleichung (4.5),

$$\hbar \dot{k} = -eF_s - eF_\omega \cos \omega t. \quad (6.2)$$

Integration von (6.2) liefert die Phase eines Elektrons, das zur Zeit  $t_0$  vom der Bandunterkante startet

$$ka = \omega_B(t - t_0) - \mu(\sin \omega t - \sin \omega t_0). \quad (6.3)$$

Das heißt, daß das Wechselfeld zu einer Frequenzmodulation der Blochoszillation führt. Dabei ist der Modulationsgrad  $\mu$

$$\mu = eF_\omega a \cdot (\hbar\omega)^{-1}. \quad (6.4)$$

## 6.1 Angeregter Zustand

Ein Elektron in einem Energieband (4.4), wie in GaAs\*, mit Anfangsimpuls  $k_0$  erfährt in einem THz-Feld (6.1) eine zeitliche Änderung seiner Energie. Setzt man (6.3) in (4.4) ein

und entwickelt den Ausdruck in eine Fourierreihe, erhält man für die zeitliche Änderung der Energie eines Elektrons mit dem Anfangswert  $k = k_0$

$$E(t) = -W \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\mu) \cos((\omega_B + n\omega)t + k_0 a). \quad (6.5)$$

Liegt ein reines Wechselfeld ( $F_s = 0$ , d.h.  $\omega_B = 0$ ) an, ergibt sich im zeitlichen Mittel über eine Periode des Wechselfeldes für jedes  $k_0$  ein Quasienergiewert  $E_q$ . Bestimmt man  $E_q$  für alle  $k$  der Brillouin-Zone, erhält man als Ausdruck für das sogenannte Quasienergieband

$$E_q(k) = -J_0(\mu)W \cos(ka). \quad (6.6)$$

Alle anderen Beiträge in (6.5) ( $n \neq 0$ ) oszillieren um einen mittleren Nullwert und verschwinden in der Summation [Dun88]. Das ursprüngliche Energieband wird also effektiv durch das THz-Feld um einen Faktor  $J_0(\mu)$  verschmälert. An den Nullstellen der Besselfunktion wird es vollständig unterdrückt. An diesen speziellen Werten des Modulationsgrads spricht man von der *dynamische Lokalisierung* des Elektrons (z.B. [Hol92, Dun86, Zak93, Zha94]).

Die Gruppengeschwindigkeit eines Elektrons (4.6) ergibt sich mit (6.3) zu

$$v_G(t) = \frac{Wa}{\hbar} \sin(\omega_B(t - t_0) - \mu(\sin \omega t - \sin \omega t_0)). \quad (6.7)$$

Die Frequenzmodulation läßt sich in eine Fourierreihe entwickeln. Mit Hilfe der Besselfunktion  $n$ -ter Ordnung  $J_n$  erhält man aus (6.7)

$$v_G(t) = \frac{Wa}{\hbar} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\mu) \sin((\omega_B + n\omega)t + k_0 a), \quad (6.8)$$

Mit der Phasenverschiebung  $k_0 a$  eines Elektrons mit Startbedingung  $k = k_0$ .

Die Trajektorie eines Elektrons ergibt sich aus Integration von (6.7) zu

$$x(t) = \frac{aW}{\hbar} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\mu) \frac{1}{\omega_B + n\omega} [\cos k_0 a - \cos((\omega_B + n\omega)t)]. \quad (6.9)$$

Im Allgemeinen beschreibt (6.9) ein sich uneingeschränkt über den Kristall ausbreitendes Elektron. Während im Fall eines reinen DC-Feldes (4.9) das Elektron auf einen endlichen räumlichen Bereich lokalisiert wurde, zerstört ein zusätzliches AC-Feld schon bei kleinsten Amplituden die Lokalisierung [Hol96]. Die Situation ändert sich aber wenn ein reines AC-Feld angelegt wird oder das Verhältnis von Blochfrequenz zur Frequenz des Wechselfeldes ein ganzzahliges Verhältnis annimmt  $\omega_B/\omega = m$ . Die Frequenz des Wechselfeldes ist dann in Resonanz mit der Wannier-Stark-Leiter und es kommt zu Photonresonanzen [Hol96, Yan00]. Das Elektron wird dann lokalisiert, wenn  $\omega_B/\omega = n$  und die

Amplitude des Wechselfeldes zu einer Nullstelle der gewöhnlichen Besselfunktion  $n$ -ter Ordnung führt  $J_n(eF_\omega a/\hbar\omega) = 0$  [Yan00].

Die Driftgeschwindigkeit wird analog zur Drift im statischen Feld (Abschnitt 4.3) aus (6.7) nach (4.14) und Mittelung über eine Periode des THz-Feldes bestimmt:

$$v_d = \frac{1}{T} \int_0^T dt \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t v_G \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} dt_0, \quad (6.10)$$

wobei  $t - t_0$  das Zeitintervall zwischen zwei Streuprozessen ist und  $t$  die Phasenlage zwischen der Blochoszillation und dem äußeren Wechselfeld bestimmt. Der Exponentialterm beschreibt die relaxationsbedingte Dämpfung. Man erhält damit die mittlere Driftgeschwindigkeit zu

$$v_d = \frac{Wa}{\hbar} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mu) \frac{(\omega_B + n\omega)\tau}{1 + (\omega_B + n\omega)^2\tau^2}, \quad (6.11)$$

Unter Annahme einer homogenen Ladungsträgerkonzentration und homogener Feldstärke im Kristall, gilt für den Gleichstrom durch die Kristallprobe

$$I_{dc} = en_D v_d A, \quad (6.12)$$

wobei  $n_D$  die Konzentration der Donatoren und  $A$  die Querschnittsfläche der Kristallprobe angibt. Mit (6.11) und (6.12) ergibt sich der zeitliche Mittelwert der Stromstärke zu <sup>1</sup>

$$I_{dc}^* = 2I_p \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\mu) \frac{(\omega_B + n\omega)\tau}{1 + (\omega_B + n\omega)^2\tau^2}, \quad (6.13)$$

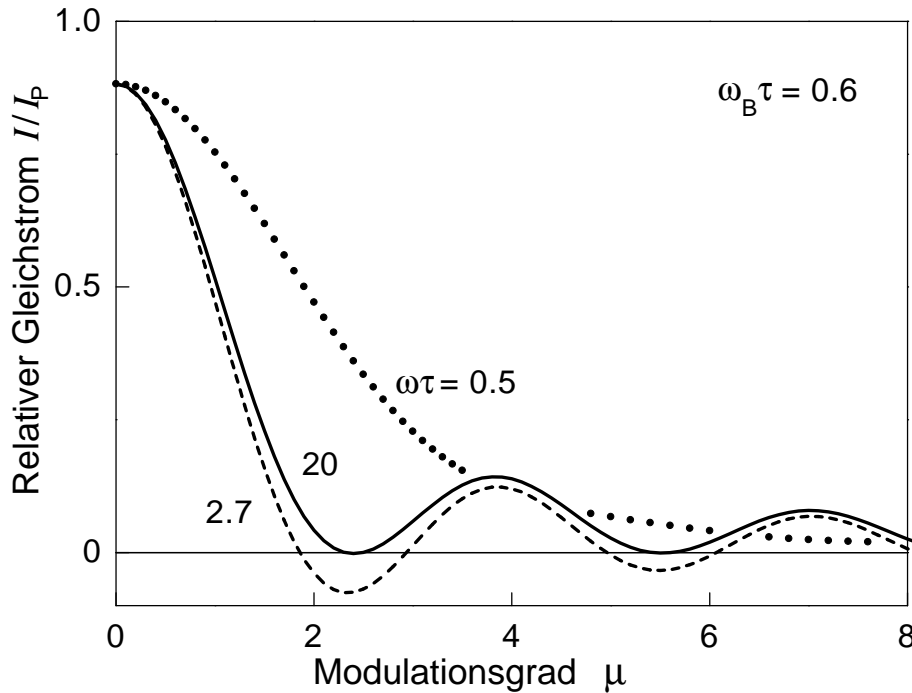
mit der Spitzenstromstärke

$$I_p = \frac{Wa}{2\hbar} en_D A. \quad (6.14)$$

$J_n(\mu)$  ist die Besselfunktion  $n$ -ter Ordnung. Die Stromstärke wird also unter dem Einfluß eines Wechselfeldes verändert. Der Gesamtstrom ergibt sich offensichtlich aus den Einzelbeiträgen von verschiedenen Kanälen Photon-assistierten Transports. Die Einzelbeiträge werden durch Absorption (negative  $n$ ) und Emission (positive  $n$ ) von  $n$ -Photonen bestimmt. Der Faktor  $J_n^2(\mu)$  gibt dabei die Wahrscheinlichkeit für die Absorption bzw. Emission von  $n$ -Photonen an. Der Beitrag mit  $n = 0$  liefert die durch Frequenzmodulation der Blochoszillation bedingte Stromänderung.

Abbildung (6.1) zeigt den Einfluß eines THz-Feldes auf den Gleichstrom für  $\omega_B\tau = 0.6$ . Der Gleichstrom ist relativ zur maximalen Stromstärke  $I_p$ , das heißt verglichen zum Gleichstrom unter den Bedingungen  $\omega_B\tau = 1$  und  $\mu = 0$ , dargestellt. Mit zunehmender Amplitude des äußeren Wechselfeldes steigt der Modulationsgrad  $\mu$  und die Stromstärke wird verringert. Im Falle starker Streuung,  $\omega\tau < 1$ , ist der Gleichstrom positiv und wird mit steigendem Modulationsgrad reduziert. Mit steigender Frequenz des

<sup>1</sup> Suqing *et al.* [Suq00] kamen kürzlich mit einem zwei-Bänder Tight-Binding Modell eines dc-ac getriebenen Übergitters mit Hilfe der stochastischen Liouville-Gleichung zum gleichen Ergebnis



**Abbildung 6.1:** Berechnete normierte Stromstärke als Funktion des Modulationsgrads  $\mu$  für verschiedene Werte des Produktes aus THz-Frequenz  $\omega$  und Streuzeit  $\tau$  bei einer festen Blochfrequenz ( $\omega_B \tau = 0.6$ ).

THz-Feldes wirkt sich die Streuung schwächer auf den Stromtransport aus. Der Gleichstrom kann dann negative Werte annehmen. Diese werden maximal für  $\omega\tau \approx 2$ . Im Grenzfalle vernachlässigbarer Streuung ( $\tau \rightarrow \infty$ ) dominiert die Frequenzmodulation. Gleichung (6.13) reduziert sich dann auf den Summanden mit  $n = 0$ . Die Bereiche negativen Stromes verschwinden. Der Stromfluß wird für bestimmte Werte des Modulationsgrades ( $\mu = 2.405, 5.52, 8, 654, \dots$ ) vollständig unterdrückt. Bei vernachlässigbarer Streuung erhält man also ein gleichwertiges Ergebnis wie aus rein quantenmechanischen Modellrechnungen von [Hol92, Dun86, Zak93, Zha94], die für diese speziellen Werte von  $\mu$  eine vollständige Lokalisierung des Elektrons im Kristallgitter finden und als *dynamische Lokalisierung* bezeichnen.

## 6.2 Grundzustand

Das Wechselfeld in einem ac-getriebenen Elektronensystem in einem Kristallgitter bringt zusätzlich zur Periodizität in  $k$  eine zeitliche Periodizität ein. Die Energiezustände der Elektronen im Kristall werden dann durch die Quasienergiebänder beschrieben. Oben wurde gezeigt wie ein äußeres Wechselfeld ein Energieband der einfachen Form (4.4) beeinflusst. Prinzipiell ist dieser Formalismus auch auf Energiebänder mit einer komplizierteren Dispersion anwendbar. In Abschnitt 4.3 wurde eine Fourier-Entwicklung des



ersten Leitungsbandes von GaAs in Terme der Form (4.4) vorgestellt. Der Einfluß eines THz-Feldes auf das Band kann wie im letzten Abschnitt für die Einzelsummanden in (5.1) bestimmt werden. Das Quasienergieband ergibt sich dann analog zu Gleichung 6.6 aus Superposition der Einzelbeiträge zu

$$E_q(k) = W_0 - \sum_{z=1}^m W_z J_0(z\mu) \cos(zka). \quad (6.15)$$

Im Falle  $m > 1$  wird das Band jetzt für alle  $\mu$  nur noch teilweise unterdrückt [Zha94].

Analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 4.3 kann man nun mit den zunächst voneinander unabhängigen Summanden in Gleichung (5.1) verfahren, um die einzelnen Beiträge zur Gruppengeschwindigkeit zu bestimmen. Jeder Summand in (5.1) hat die Form eines Tight-Binding-Bandes mit der Periode  $2\pi/(za)$  im  $k$ -Raum. Diese Einzelkomponenten seien hier als Sub-Band bezeichnet. Man könnte sie als Sub-Bänder interpretieren, die durch das in  $za$  periodische Potential der jeweils  $z$ -nächsten Nachbarn gebildet werden. Analog zu Abschnitt 4.3 erhält man für die Gruppengeschwindigkeit

$$v_G = \sum_z \frac{za}{\hbar} W_z \sin(kza). \quad (6.16)$$

Um die Driftgeschwindigkeit zu bestimmen, muß wie in Gleichung (4.14) die Streuung berücksichtigt werden. Wie in Kapitel 3 schon erwähnt, ist die Streuzeit in GaAs energieabhängig, bzw.  $k$ -abhängig. Es spielen eine Reihe verschiedener Streumechanismen eine Rolle. Die Streuzeit müßte dann in (4.14) als Funktion von  $k$  angesetzt werden. In dieser Arbeit soll ein etwas einfacherer Weg aus zunächst intuitiven Annahmen gewählt werden, um analog zu Gleichung (4.15) die Driftgeschwindigkeit aus den Einzelkomponenten in (6.16) abzuleiten. Die  $v(F)$  Abhängigkeit in GaAs läßt sich jedoch nicht durch eine gemeinsame Streuzeit für alle  $z$ -Subbänder nach Gleichung 6.17 darstellen. Jedes Subband würde nach Gleichung 4.17 bei  $F = \hbar/(eaz\tau)$  einen Spitzenwert  $v \propto W_z$  beitragen. Damit ist klar, daß die Spitzendriftgeschwindigkeit bei  $F \approx 3$  kV/cm nicht reproduziert würde.

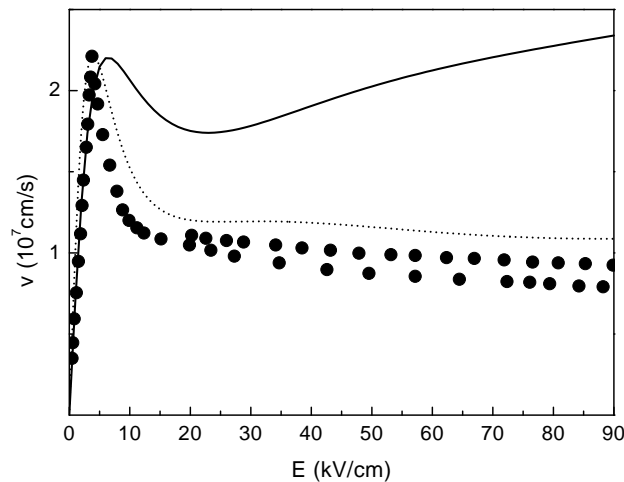
Anstelle der  $k$ -Abhängigkeit von  $\tau$  werde jedem einzelnen Sub-Band eine eigene charakteristische Streuzeit zugeordnet. Derzeit kann noch keine grundlegend physikalisch motivierte Wahl der  $\tau_z$  angegeben werden. Ohne bessere Kenntnis bleibt hier die Wahl der  $\tau_z$  zunächst frei. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich nun analog zu (4.15) aus den Einzelkomponenten (6.16) und (4.14) mit jeweiligem  $\tau_z$  als eine parametrisierte Beziehung

$$v_d^G = \sum_{z=1}^Z W_z \frac{za}{\hbar} \frac{z\omega_B \tau_z}{1 + (z\omega_B \tau_z)^2}. \quad (6.17)$$

Nach folgenden Überlegungen könnte man eine erste Wahl der  $\tau_z$  motivieren. Wegen der Periode der  $z$  Sub-Bänder, kann man jedem Sub-Band eine reduzierte Zone zuordnen, die

auf einen Faktor  $1/z$  der ersten Brillouin-Zone des GaAs in (100)-Richtung beschränkt ist, ähnlich wie dies durch Einbringen einer künstlichen Übergitterstruktur der Fall wäre. Die Zonengrenzen der Komponenten  $z = 3, 4$  und  $5$  liegen dann in einem Bereich von  $k$ , in dem das erste GaAs Leitungsbande das Maximum in der Energie hat. Für diesen Bereich im ersten GaAs-Leitungsband seien Streuzeiten von wenigen fs angenommen (Zwischental-Streuung, siehe Kapitel 3). Die Zone von Subband  $z = 2$  überstreicht die halbe GaAs-Zone.  $W_2$  hat eine große Amplitude und müßte einen entsprechen großen Beitrag zu  $v_D$  liefern. Es liefert ein Maximum in der Mitte der GaAs-Zone und Minima bei  $\Gamma$  und  $X$ . Dieser Komponente könnte vielleicht die 1-2 ps lange Relaxation von  $X$  nach  $\Gamma$  zuzuordnen sein. Derartige Argumente könnten für alle  $\tau_z$  gesucht werden. Einen zweiten Hinweis kann man durch Anpassung der Parameter  $\tau_z$  aus einem Vergleich der experimentell bekannten  $v(F)$  mit einer Rechnung nach der Beziehung (6.17) finden. Betrachtet man eine Wahl für die Parameter  $\tau_z$  vom Ergebnis her, so führt die Wahl der  $\tau_z$  zu einer Wichtung der Beiträge in der  $v(F)$ -Charakteristik. Denn der Beitrag eines Sub-Bandes zur Driftgeschwindigkeit, in Abhängigkeit des elektrischen Feldes, wird nach Gleichungen (4.15) und (4.17) durch  $\tau_z$  bestimmt. Denn durch die  $\tau_z$  wird die Lage der Spitzendriftgeschwindigkeit in der Feldstärke festgelegt.

In Tabelle 6.1 sind zwei Parametersätze für die charakteristischen Streuzeiten  $\tau_z$  zusammengestellt. Rechnungen nach (6.17) mit den Parametern der Zeilen 1 und 2 aus Tabelle 6.1, sind in Abbildung 6.2 mit den experimentellen Daten von Ruch und Kino sowie Houston und Evans verglichen (Einzelwerte entnommen aus einer Abbildung der Daten in [Lan82]).



**Abbildung 6.2:** Driftgeschwindigkeit nach dem Modell mit einer Fourierentwicklung des ersten GaAs-Leitungsbandes jeweils nach den zwei verschiedenen Sätzen von Streuzeiten (Linien). Experimentelle Daten nach Ruch und Kino sowie Houston und Evans (Punkte).

| $z$           | 1   | 2    | 3 | 4    | 5   | 6   | 7   | 8   | 9   | 10 |
|---------------|-----|------|---|------|-----|-----|-----|-----|-----|----|
| $\tau_z$ (fs) | 300 | 2000 | 5 | 100  | 10  | 100 | 100 | 100 | 10  | 10 |
| $\tau_z$ (fs) | 250 | 5    | 5 | 1500 | 110 | 400 | 400 | 200 | 700 | 20 |

**Tabelle 6.1:** Zwei Sätze einer Wahl der Relaxationszeiten für die Subbänder der Fourierentwicklung des ersten GaAs-Leitungsbandes.

Durch die parametrisierte Beziehung (6.17) kann eine einfache Beschreibung des Transports auf der Grundlage der Blochschen Dynamik eines Kristallelektrons angegeben werden. Eine derartige Beziehung wird in dieser Arbeit gebraucht, um aus Transportmessungen unter dem Einfluß eines THz-Feldes auf das GaAs Rückschlüsse auf die Ladungsträgerdynamik zu ziehen.

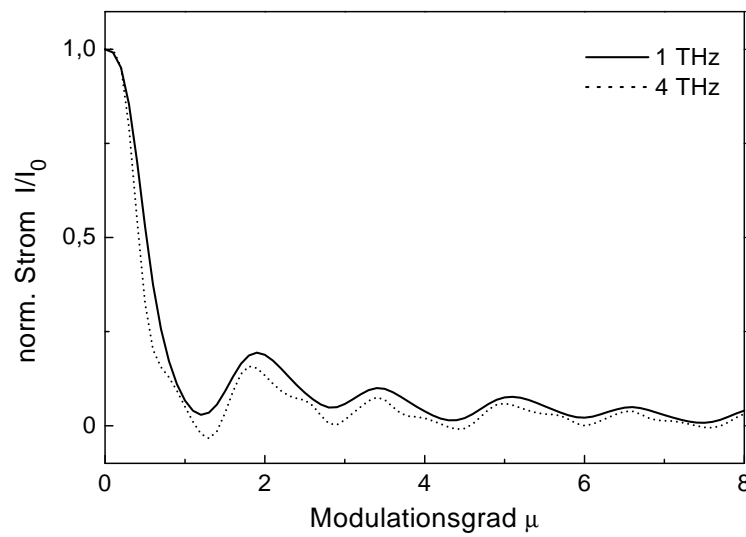
Trotz der zunächst offenbar (Abbildung 6.2) ungünstigeren Beschreibung der  $v(F)$  durch Parametrisierung nach der ersten Zeile aus Tabelle 6.1, wird diese Wahl hier propagiert. In Kapitel 9 wird für diese Wahl auch eine befriedigendere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten der Reduktion der Leitfähigkeit durch ein äußeres THz-Feld gefunden. Die Anwendbarkeit von Gleichung (6.17) vorausgesetzt, könnte ein Grund für die ungünstigere Wiedergabe der  $v(F)$  kann darin gesehen werden, daß das Modell nur die (100)-Richtung von GaAs in 1 Dimension beschreibt. Das L-Tal in GaAs hat zudem eine niedrigere Lage als das X-Tal und wird deshalb als der entscheidende Beitrag für den Transferred Elektron Effekt gesehen. Die Daten von Houston und Evans dürften durch alle Beiträge der L- und X-Täler beeinflusst sein.

Analog zum obigen Abschnitt kann nun der Einfluß eines THz-Feldes auf den Gleichstrom in GaAs bestimmt werden. Mit (6.17) und (6.12) ergibt sich der zeitliche Mittelwert der Stromstärke zu:

$$I_{dc}^G = \sum_{z=1}^Z W_z \frac{zaen_D A}{\hbar} \sum_n J_n(z\mu)^2 \cdot \frac{(z\omega_B + n\omega)\tau_z}{1 + (z\omega_B + n\omega)^2 \tau_z^2}. \quad (6.18)$$

Alle Größen, die die Gitterperiode  $a$  enthalten, liefern wegen der größeren Periode  $za$  der Sub-Bänder einen zusätzlichen Faktor  $z$ .

Abbildung 6.3 zeigt eine Auftragung der Stromstärke gegen den Modulationsgrad  $\mu$  nach Gleichung (6.18), für zwei Frequenzen  $\omega/(2\pi)$  des THz-Feldes (1 und 4 THz). Dabei wurde eine statische Feldstärke von  $F = 15$  kV/cm festgesetzt. Im Vergleich zu GaAs\* wird der Strom bei kleinerem Modulationsgrad  $\mu$  durch das THz-Feld unterdrückt. Hier machen sich die Beiträge der Komponenten mit  $z > 1$  bemerkbar. Ihre Beiträge werden mit der Besselfunktion  $J_0(z\mu)$  schon bei kleinerem  $\mu$ , Gleichung (6.4), reduziert. Wenngleich das Quasienergieband nicht mehr vollständig unterdrückt wird, weil die  $z$  Sub-Band-Breiten



**Abbildung 6.3:** Stromreduktion in GaAs nach dem Modell einer Fourierzerlegung des ersten Leitungsbandes bei einer konstanten Feldstärke von 15 kV/cm durch ein Wechselfeld mit  $\nu = 1$  THz (durchgezogen) und  $\nu = 4$  THz (gepunktet).

wegen  $J_0(z\mu)$  nicht simultan Null werden können, so kann doch die Stromstärke zu Null werden oder gar das Vorzeichen ändern, wie es in Abbildung 6.3 bei der 4 THz Kurve der Fall ist. Bei 1 THz wird die Stromstärke stark reduziert, wird jedoch nicht zu Null und ändert auch nicht ihr Vorzeichen.

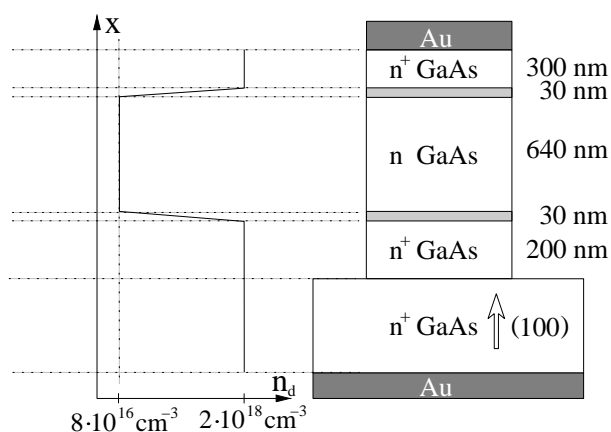
## 7

## Experimenteller Aufbau und Meßtechnik

### 7.1 GaAs-Proben

Die GaAs-Kristalle wurden mittels Molekularstrahlepitaxie auf hochdotierte (100)-orientierte GaAs-Substrate aufgewachsen. Sie hatten eine Schichtdicke von 640 nm und waren mit  $8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$  Si-Atomen dotiert. Substratseitig und zur Oberseite wurden die Kristalle in hochdotierte ( $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) GaAs-Pufferschichten (>200 nm) eingebettet. Die Dotierung wurde zwischen dem Kristall und den Pufferschichten graduell innerhalb von 30 nm erhöht.

Die Schichtfolge wurde zu Mesa-Elementen mit  $2 \mu\text{m}$  kreisrunden Querschnitten strukturiert. Abbildung 7.1 zeigt schematisch einen Schnitt durch ein Probenmesa und das Dotierungsprofil. Die Strukturierung der Kristallschichten in Mesaelemente mit kreisrunden



**Abbildung 7.1:** Schematischer Aufbau der GaAs-Proben und das Dotierungsprofil.

Querschnittsflächen von 2 - 4  $\mu\text{m}$  auf dem Substrat erfolgte durch photolithographische Maskierung der zu entfernenden Flächen. Danach wurde die Oberfläche mit einer Au-Ge-Ni-Metallisierung bedampft. Nach einem Lift-Off verblieb die Metallisierung nur an den Stellen, an denen die Mesas entstehen sollten und an etwa 100 Mesaelemente umschließende rechteckige Rahmen. Durch reaktives Ionenätzen bis in die substratseitige Pufferschicht wurden die Mesas geformt. Die Metallisierung diente dabei als Ätzmaske.

Aus dem fertig strukturierten Wafer wurden einzelne, durch die Metallisierungsrahmen definierte, Felder herausgebrochen und mit Leitsilber substratseitig auf einen Kontaktstift aufgeklebt. Das Leitsilber verband den Metallisierungsrahmen elektrisch leitend mit dem Kontaktstift. Die Kontaktierung der einzelnen Mesas erfolgte durch einen spitz angeätzten Au-Ni-Draht der auf die Oberflächenmetallisierung der Mesas aufgesetzt wurde. Der Kontaktstift und die Kontaktnadel waren in einer Halterung fixiert, deren elektrische Impedanz auf 50 Ohm angepaßt war.

## 7.2 Kennlinienmessung

Die Strom-Spannungskennlinien der GaAs-Kristalle sollten unter Vorspannungen der Mesa bis zu etwa 10 Volt bestimmt werden. Die Stromstärke durch die Proben erreicht dabei bis zu 100 mA. Gleichstrommessungen der Strom-Spannungskennlinie der Kristallproben waren wiederholt bis zu einer Spannung von etwa 3 V möglich. Bei Konstantspannungen von etwa 5 V wurden die Proben zerstört. Um einen größeren Spannungsbereich zu vermessen und die dabei im Kristall dissipierte Energie gering zu halten, wurden die Messungen mit kurzen Spannungspulsen mit Pulsbreiten von einigen 10 ns durchgeführt. Das Meßprinzip bestand darin, daß wegen des Impedanzunterschieds von Probe und Übertragungsleitung ein elektrischer Puls an der Stelle teilweise reflektiert wird. In Abbildung 7.2 wird der Aufbau zur Kennlinienbestimmung als Blockschaltbild illustriert. Die Spannungspulse wurden vom Pulser zur Probe über eine koaxiale Übertragungsleitung zugeführt. Die Spannungspulse wurden mit einem zwei-kanaligen Speicheroszilloskop registriert und aufgezeichnet, wobei der erste Kanal den einlaufenden und den reflektierten Spannungspuls registrierte (an der Zuleitung abgegriffen, Oszilloskop links im Bild) und der zweite Kanal (Oszilloskop rechts im Bild) den durch die Probe transmittierten Spannungspuls registrierte, an einem 50 Ohm Abschluß (Terminator, ganz rechts im Bild) abgegriffen. Durch den Terminator wurde eine Rückreflexion des transmittierten Spannungspulses vermieden. Durch zeitaufgelöste Messung des angelegten Spannungspulses sowie seiner an der Probe reflektierten und durch die Probe transmittierten Anteile ließ sich für jeden Zeitpunkt der durch die Probe fließende Strom und die an der Probe an-

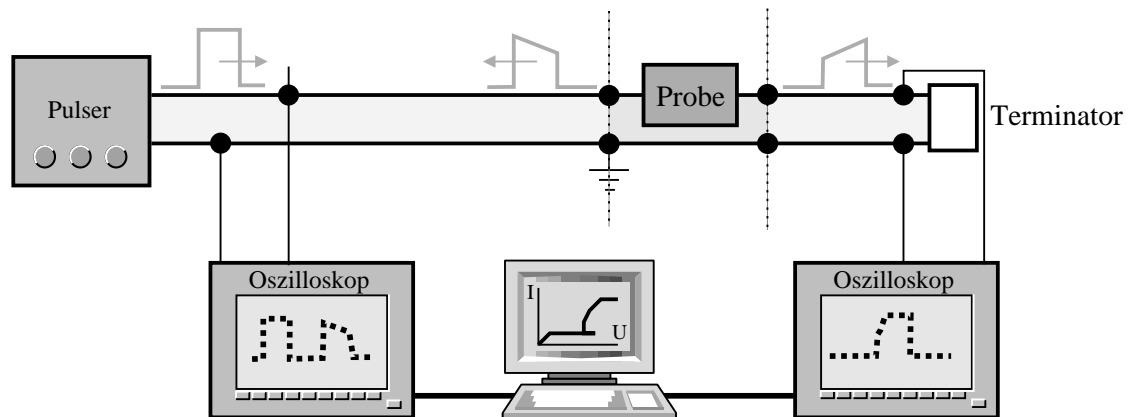


Abbildung 7.2: Blockschaltbild der Kennlinienmessung.

liegende Gesamtspannung bestimmen. Die Speicherkanäle wurden über einem Computer ausgelesen und aus den transienten Spannungssignalen die durchlaufenen Strom- und Spannungswerte der Probe berechnet (Bildmitte, unten).

## 7.3 Meßdatenerfassung und Verarbeitung

### Reflexion und Transmission

Weist eine Übertragungsleitung an einer Stelle eine Diskontinuität in ihrer Impedanz auf, so wird ein Spannungspuls an dieser Stelle teilweise reflektiert. Diese Tatsache kann man nutzen um die Impedanz eines Bauteiles zu bestimmen. Man schließt die Übertragungsleitung mit bekannter Impedanz mit dem zu messenden Bauteil ab. Ist die Spannung des einlaufenden Pulses  $U_i$  und die Spannung des reflektierten Anteiles  $U_r$  wird der Reflexionskoeffizient  $r$  aus der Messung bestimmt nach  $r = U_r/U_i$ . Der Reflexionskoeffizient wird durch den Unterschied in der Impedanz der Zuleitung  $Z_0$  und der Impedanz des Abschlusses (des Bauteiles)  $Z_1$  definiert, gemäß

$$r = (Z_1 - Z_0)/(Z_1 + Z_0). \quad (7.1)$$

Damit läßt sich prinzipiell die Impedanz eines Bauteiles bestimmen:

$$Z_1 = Z_0(U_i + U_r)/(U_i - U_r). \quad (7.2)$$

Der Einfluß des Meßsystems auf die Meßgrößen läßt sich etwas reduzieren, wenn man die Pulsmessung in einer Art Vier-Punkt-Messung ausführt. Die Probe wird als seriell

Verbindungsstück in eine Ader der Übertragungsleitung eingesetzt und unterteilt diese in eine Reflexions- und Transmissionslinie. Die Transmissionslinie wird reflexionsfrei mit einem Terminator abgeschlossen. Ein Teil der elektrischen Leistung eines zugeführten Spannungspulses wird nun an der Probe reflektiert, ein Teil in der Probe dissipiert und ein Teil durch die Probe transmittiert und am Terminator aufgenommen. Der Widerstand des Bauteiles läßt sich nun durch Messung von Reflexion und Transmission eines Spannungspulses bestimmen. Die transmittierte Spannung  $U_t$  ist ein Maß für den durch die Probe fließenden Strom, die Spannung ergibt sich aus  $U_i + U_r - U_t$ . Dieser Weg wurde hier gewählt um die Strom-Spannungs-Charakteristik der GaAs-Proben zu bestimmen.

### Schaltkreis der Pulsmessung

Abbildung 7.3 zeigt den Schaltkreis der Strom-Spannungsmessung. Die Impedanz der Zuleitung (links von A) ist  $Z_0 = 50 \Omega$ . Die Gesamtimpedanz am Ende der Zuleitung (rechts von A) ist  $Z + Z_C + Z_t$ . Ein Spannungspuls wird vom Generator geliefert und seine transiente Form  $U_i(t)$  registriert. Der Puls durchläuft die Zuleitung und erreicht nach einer Zeit  $\tau_r$  die Probe an der Stelle A, wo er teilweise reflektiert wird. Einlaufende und reflektierte Pulsspannung,  $U_i$  bzw.  $U_r$ , überlagern sich an der Impedanz-Diskontinuität am Ende der Zuleitung (Stelle A) zu  $U_A = U_i + U_r$ . Der reflektierte Anteil des Spannungspulses durchläuft wieder die Zuleitung und seine Form  $U_r(t)$  wird nach der Laufzeit  $t = 2\tau_r$  registriert. Das Vorzeichen der reflektierten Spannung hängt nach Gleichung (7.2) vom Impedanzunterschied von Zuleitung  $Z_0$  und Probe mit Transmissionsabschluß  $Z + Z_t$  ab. Im verwendeten Aufbau sorgte der Abschluß der Transmissionslinie mit  $Z_t = 50 \Omega$  für eine Gesamtimpedanz der Probenseite größer  $Z_0$  ( $50 \Omega$ ),  $U_r$  war also immer positiv. Der nicht reflektierte Anteil des Pulses durchläuft die Probe und die Transmissionsleitung. Zur Zeit  $t = \tau_r + \tau_t$  wird er über den terminierenden Widerstand  $Z_t$  gemessen.

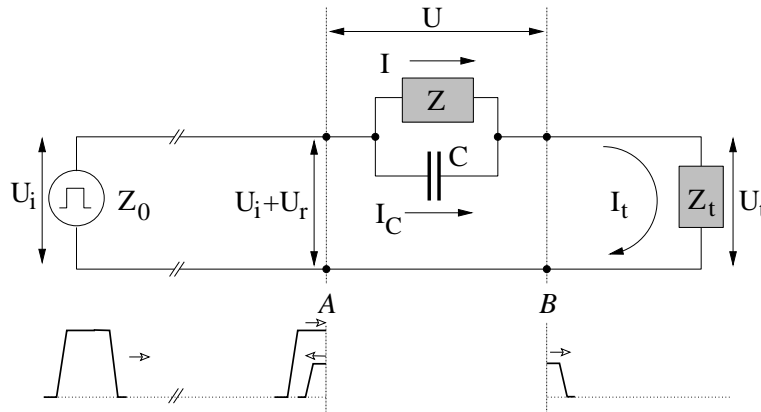
Vernachlässigt man die Leitungsverluste so ist die an der Probe anliegende Spannung und der durch die Probe fließende Strom durch

$$\begin{aligned} U(t) &= U_i(t - \tau_r) + U_r(t + \tau_r) - U_t(t + \tau_t) \\ I(t) &= U_t(t + \tau_t)/Z_t - I_C(t) \end{aligned} \quad (7.3)$$

bestimmt.  $I_C$  wird durch die koaxial ausgeführte, erdfreie Verbindung der Probe mit der Übertragungsleitung eingebracht, die kapazitiv wirkte. Im Experiment lag diese Kapazität bei  $C = 1,4 \text{ pF}$ . Sie überlagerte dem Stromsignal am Terminator ein, der Ableitung der Gesamtspannung proportionales, Signal

$$I_C(t) = C \partial U(t) / \partial t. \quad (7.4)$$



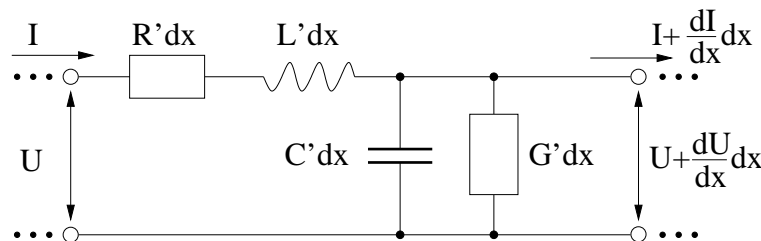


**Abbildung 7.3:** Schaltkreis der Strom-Spannung Messung und schematische Darstellung der Reflexion und Transmission eines einlaufenden Spannungspulses.

### Charakteristische Übertragungsfunktion der Verzögerungsleitung

Das 10 Meter lange BNC Kabel für die Zuleitung des Spannungspulses zeigte einen kapazitiven Einfluß auf den Puls und eine Dämpfung der Spitzenamplitude des Spannungspulses auf ca. 94% des Eingangssignals.

Ein BNC Kabel läßt sich als Serienschaltung infinitesimaler  $R'L'-G'C'$  Glieder beschreiben. Nach dem Ersatzschaltbild Abbildung 7.4 läßt sich die Spannung und der Strom als



**Abbildung 7.4:** Klassisches Ersatzschaltbild einer Übertragungsleitung.

Funktion des Ortes bestimmen. Die Lösung der resultierenden Telegraphengleichung ist  $U = U_\omega \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{\pm\gamma x}$ . Für große Frequenzen ist  $R' \ll \omega L'$  und  $G' \ll \omega C'$ . Damit läßt sich die Dämpfung vereinfachen zu  $\gamma = R'/Z_c + G' \cdot Z_c + i\omega/v$ , mit  $Z_c = \sqrt{L'/C'}$  und  $v^{-1} = \sqrt{L'C'}$ . Der Imaginärteil beinhaltet lediglich eine zeitliche Verschiebung. Widerstand  $R'$  und Leitwert  $G'$  sind frequenzabhängig. Die Dämpfung  $\gamma$  gab die Pulsformänderung einer RC-Charakteristik nicht befriedigend wieder. Die beobachtete Pulsflankenänderung hatte eine stärker kapazitive Ladekurve und das RC-Glied mußte zusätzlich berücksichtigt werden. Im Frequenzraum entspricht das einer Multiplikation mit  $1/(1 + i\omega RC)$  bzw.  $1 + i\omega RC$  für den einlaufenden respektive den reflektierten Puls. Die Form der Pulse, ein- und rücklaufend, an der Reflexionsstelle am Kabelende läßt sich durch Fourierana-

lyse der registrierten Pulse, Multiplikation mit der Übertragungsfunktion und schließlich Fouriersynthese näherungsweise rekonstruieren. Diese Rechnung wurde mit Hilfe der diskreten "Fast Fourier Transformation" (FFT) durchgeführt. Die notwendigen Parameter für die Übertragungsfunktion wurden mit Hilfe einer Referenzmessung des Kabels mit  $1\text{ M}\Omega$  Abschluß angepaßt. Am Probenort ist  $U_i$  kleiner und  $U_r$  ist größer als am Meßpunkt.

Die Werte der Parameter für die Übertragungsfunktion wurden bei jeder Meßreihe an einer Einzelmessung überprüft. Das Verhältnis der Maximalwerte von einlaufendem und reflektiertem Puls bei Messung mit kleinen Spannungspulsen, bei denen nur der fast ohmsche Zweig der Kennlinie abgetastet wurde, kennzeichnete den Reflexionsgrad. Dieser wurde mit dem Reflexionsgrad verglichen, der sich aus der Impedanz bei max. Spannung und max. Strom der rekonstruierten Kennlinie ergab. Die Verluste in der Transmissionsleitung wurden wegen der Kürze der verwendeten Leitung vernachlässigt.

### **Berechnung der Strom-Spannungs Kennlinien aus den Spannungspulsen**

Im Einzelschuß wurde ein Spannungspuls vorgewählter Maximalspannung zur Probe geschickt und zusammen mit dem reflektierten und transmittierten Spannungstransienten am Oszilloskop registriert. Die Auswertung der Spannungssignale erfolgte numerisch über ein speziell für diesen Zweck von mir geschriebenes Computerprogramm. Das Programm ließ zunächst die beiden Kanäle mit den vom Oszilloskop gespeicherten ein- und rücklaufenden bzw. transmittierten Spannungspulsen mit zueinander festem zeitlichen Bezug aus. Die Verzögerungszeiten der Reflexions- und Transmissionslinien wurden als Parameter durch Überlagerung der Pulsformen auf dem Bildschirm in normierter Darstellung mit einer Genauigkeit des vom Oszilloskop vorgegebenen Zeitrasters von 400 ps festgelegt. Je nach Spannungsauflösung des Oszilloskops hatten die Spannungswerte einen DC-Spannungsversatz von der Nulllinie, der durch je einen Parameter pro Kanal korrigiert wurde. Die Meßdaten von einlaufendem und reflektiertem Spannungspuls wurden um die Kabelverluste nach der oben beschriebenen Methode korrigiert. Das Transmissionsignal wurde durch einen weiteren Parameter um den kapazitiven Strom durch die SMA-Verbindungsstelle korrigiert. Da dieser von der Spannungsänderung über die Probe abhängt, machte sich dabei das durch die Rasterung der Spannungswerte bei der Digitalisierung im Oszilloskop erhöhte Rauschen der Spannungssignale überdeutlich bemerkbar. Dieser unerwünschte Effekt wurde durch Mittelung der Spannungswerte mit einer Breite von drei Werten entsprechend 1.2 ns, also von der Größe der Bandbreite des Oszilloskops, ohne wesentlichen Informationsverlust reduziert. Gemäß Gleichung (7.3) wurde numerisch, durch Auswertung der gesamten Pulsform des einlaufenden, des reflektierten und des transmittierten Spannungspulses, der Zweig der bei der Messung durchlaufenen dy-

namischen Kennlinie der Probe rekonstruiert. Mit steigender Amplitude des einlaufenden Pulses wurde bei den Messungen ein immer größerer Strom- und Spannungsbereich der Kennlinie der Probe abgetastet.

## 7.4 Leitfähigkeitsmessung von Kristallen im THz-Feld

Bei diesen Experimenten wurde durch einen einlaufenden Spannungspuls, mit diesmal längerer Dauer und fast rechteckiger Form, zunächst ein Leitfähigkeitszustand der Probe definiert. Die Wahl der Amplitude des Spannungspulses legte den Arbeitspunkt in der Strom-Spannungskennlinie fest. Durch ein THz-Feld wurde nun die Leitfähigkeit verändert. Ziel dieser Messungen war es den Grad der Leitfähigkeitsänderung in Abhängigkeit der Leistung des THz-Feldes zu bestimmen.

### Anordnung

Die Präparation des höher leitfähigen Zustandes und Messung des Stromes erfolgte durch die im obigen Abschnitt beschriebene Pulsmethode. Zusätzlich zur Vorspannung durch den elektrischen Puls wurde nun das starke THz-Feld eines FIR-Gaslasers über die Drahtantenne des Winkelreflektor-Antennensystems in die Proben eingekoppelt. Der Laser lieferte im Einzelschuß eine Folge von Mikropulsen mit Pulsbreiten  $< 0,7$  ns in Abständen von ca. 7 ns. Der gesamte Pulszug hatte eine Dauer von etwa 100 ns. Experimentelle Herausforderung war es, die Laserpulse reproduzierbar innerhalb der Zeitspanne eines Spannungspulses zu plazieren. Dabei wurde ausgenutzt, daß der Pumplaser, alternativ zu einer Einzel-Auslöser Ansteuerung mit spontan folgender Entladung, in einem Doppel-Auslöser Modus betrieben werden konnte. Ein erstes Steuersignal initiierte dann die Ladung des Pumplasers, ein zweites Steuersignal mit fest definierter zeitlicher Verzögerung löste die Entladung aus. Dazu mußte ein Steuerelement gebaut werden, welches die zeitliche Verzögerung nach dem Ladeauslöser festlegte und dann synchron die Laserentladung und den Pulsgenerator der Pulsmessung zündete. Die Entladung des Pumplasers erfolgte 800 ns nach dem Entladeauslöser mit einer Genauigkeit von 10 ns. Entsprechend wurde die Zeitverzögerung am Pulsgenerator eingestellt. Der Spannungspuls und der Laserpuls konnten mit einer Unsicherheit von  $\pm 10$  ns zueinander synchronisiert werden. Um die Laserpulse auf einen möglichst definierten Zustand der Probe anzuwenden, mußten die Vorspannungspulse auf 60 ns verlängert werden.

## Strom-Spannungs Kennlinien

Die Strom-Spannungscharakteristik wurde, wie im obigen Abschnitt beschrieben, mit Hilfe einer Pulsmessung bestimmt. Der Einfluß der FIR-Mikropulse manifestierte sich in zusätzlich auftretenden Spannungsspitzen im reflektierten und transmittierten Spannungspuls. Die reflektierte Spannung  $U_r$  erhöhte sich, die transmittierte Spannung  $U_t$  wurde erniedrigt. Dies bedeutet eine Erniedrigung des Stromes durch die Probe bei gleichzeitig steigendem Spannungsabfall über die Probe. Die Reduktion der Leitfähigkeit innerhalb der kurzen FIR-Mikropulse zeigte sich in der Kennlinie als Änderung entlang einer  $100\ \Omega$  Lastgeraden. Bei festem Arbeitspunkt genügte es also die Änderung der Stromstärke durch die FIR-Strahlung zu ermitteln.

Bei festgehaltener Amplitude des Vorspannungspulses wurden für verschiedene Attenuationsgrade der FIR-Strahlung jeweils drei (oder mehr) Pulsmessungen durchgeführt und die Spannungstransienten aufgezeichnet. In jeder Einzelmessung wurde die jeweils größte Spannungsspitze ausgewählt und die zugehörige Stromstärke bei maximaler Reduzierung durch das THz-Feld sowie der zugehörige Wert der Spannung über die Probe registriert. Durch Mittelung der erhaltenen Werte bei nominal gleicher FIR-Leistung, das heißt gleichem Abschwächungsfaktor, wurde der Fehler durch Schwankung der Maximalleistung der Mikropulse bei den Einzelmessungen reduzieren. Auftragung der gemittelten Stromwerte gegen den Attenuationsgrad lieferte die Abhängigkeit der Stromreduktion von der THz-Leistung.

Nach dieser Vorgehensweise wurde die Änderung der Leitfähigkeit der Proben in Abhängigkeit der FIR-Leistung für FIR-Wellenlängen von  $76\ \mu\text{m}$ ,  $90\ \mu\text{m}$ ,  $148\ \mu\text{m}$ ,  $280\ \mu\text{m}$  und  $496\ \mu\text{m}$  im Zustand erhöhter Leitfähigkeit bestimmt. Dieses Experiment wurde sowohl für GaAs\* als auch für GaAs durchgeführt.

## 7.5 Technische Details der Anordnung

### Spannungspulse

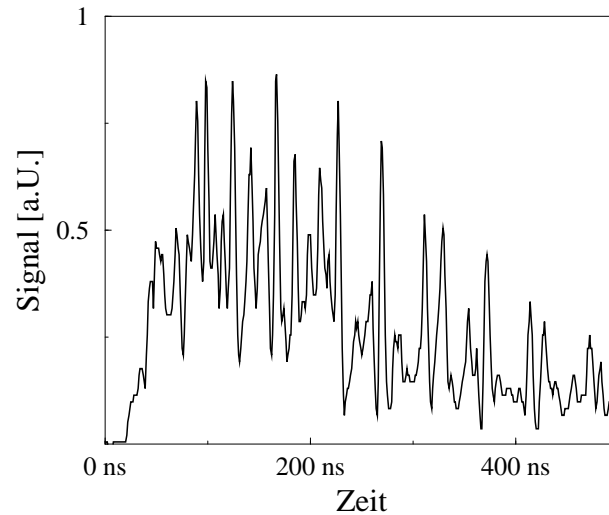
Als Spannungsquelle wurde ein Pulsgenerator (*EH model 123A*) mit einem Erdpotential-freien Ausgang verwendet. Er lieferte annähernd rechteckige Pulse mit Amplituden von bis zu  $50\ \text{V}$  und einer Pulsflankensteilheit kleiner  $10\ \text{ns}$  an  $50\ \Omega$ . Die Pulsbreite konnte variiert werden. Von der Flankensteilheit begrenzt waren die kürzesten Pulse etwa  $20\ \text{ns}$  lang.

Die Übertragungsleitung bestand aus einem 10 m langen (50  $\Omega$ ) BNC-Kabel, zur Zuleitung des Spannungspulses und Verzögerung des reflektierten Pulses, und aus einem 1 m BNC-Kabel (50  $\Omega$ ) als Transmissionsleitung. Die Außenleiter der Kabel waren miteinander verbunden und lagen auf Erdpotential. Die beiden Kontakte der GaAs-Probe wurden mit den Innenleitern der beiden Koaxialkabel verbunden. Die Proben wurden in einer Halterung kontaktiert, deren elektrische Zuleitung auf 50  $\Omega$  optimiert war und einen SMA-Anschluß hatte. Die Transmissionslinie war reflexionsfrei mit einem 50 Ohm Terminator abgeschlossen. Die Spannungen von einlaufendem und reflektiertem Puls wurde am Proben-fernen Ende der Zuleitung gemessen. Die Länge der Zuleitung (10 m) zwischen Meßpunkt und Probe erlaubte eine zeitliche Trennung der Pulse. Die Spannung des transmittierten Pulses wurde über dem Abschlußwiderstand der Transmissionsleitung gemessen.

Gemessen und aufgezeichnet wurden die Spannungspulse mit einem 2-Kanal Digital-Speicheroszilloskop (*LeCroy 9361*) mit 300 MHz Bandbreite und 2.5 GS/s. Die Eingangsimpedanz der beiden Kanäle wurde zu 1 M $\Omega$  DC gewählt. Die im Einzelschuß aufgezeichneten Spannungstransienten hatten ein zeitliches Raster von 400 ps. Die zeitliche Auflösung lag durch die Bandbreiten von Oszilloskop und BNC Leitungen begrenzt bei etwa 1.2 ns ( $\tau = 0.35/f_{max}$ ).

### THz-Strahlungsquelle

Als THz-Strahlungsquelle diente ein FIR-Gaslaser der von einem kommerziellen TEA CO<sub>2</sub> Laser (URANIT 204) gepumpt wurde. Als aktives Medium des FIR-Lasers wurde NH<sub>3</sub> Gas benutzt. Durch Wahl der entsprechenden Pumpwellenlänge des CO<sub>2</sub> Lasers konnte die Wellenlänge des FIR-Gaslaser festgelegt werden. Im Experiment wurden die Wellenlängen von 76  $\mu$ m, 90  $\mu$ m, 148  $\mu$ m, 280  $\mu$ m und 496  $\mu$ m genutzt. Letztere wurde durch Einsatz von CH<sub>3</sub>F als Lasermedium zugänglich. Die Gesamtlänge der Strahlungspulse variierte je nach Wahl der Wellenlänge von ca. 100 ns bis etwa 400 ns. Die Strahlungsleistung lag bei etwa 50 kW. Durch einen Hohlspiegel wurde die Strahlung auf einen Durchmesser von ca. 1 mm fokussiert, die maximale Strahlungsintensität erreichte dabei bis zu 1.5 MW/cm<sup>2</sup>. Über einen Strahlungsteiler wurde ein Teil der FIR-Strahlung zur Referenzmessung der Strahlungspulse ausgekoppelt. Diese Referenzmessung diente lediglich zur Kontrolle der Gesamtpulsform. Die FIR-Pulse bestanden aus einer Folge von Mikropulsen mit Pulsbreiten < 0.7 ns und einem mittlerem Abstand der Mikropulse von ca. 7 ns. Die Modenkomposition am Probenort war nicht identisch mit der Modenkomposition am Referenzdetektor. Eine Referenzmessung der Mikropulse war deshalb nicht möglich. Abbildung (7.5) zeigt die Messung eines Laserpulses bei 280  $\mu$ m am Referenzdetektor.

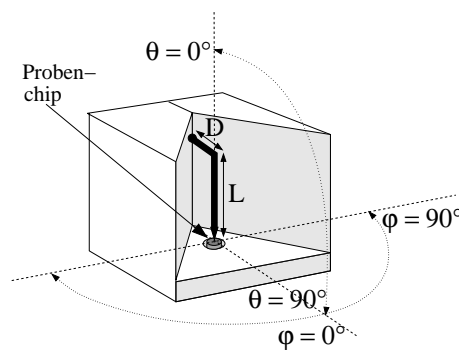


**Abbildung 7.5:** Pulsform eines FIR-Makropulses bei  $\lambda = 280 \mu\text{m}$  gemessen mit dem Referenzdetektor.

Die Mikropulse sind als Einzelspitzen innerhalb des Makropulses erkennbar, können jedoch bandbreitenbedingt nicht vollständig aufgelöst werden. Die Leistung der Laserpulse wurde durch Attenuatoren reduziert, deren Abschwächungsfaktor bei den verschiedenen Wellenlängen bekannt waren.

### Winkelreflektor-Antennensystem

Das Winkelreflektor-Antennensystem diente sowohl zur Kontaktierung der Probe, als auch zur Einkopplung der THz-Strahlung in die Proben. Es bestand aus einer L-förmigen Au-Ni-Drahtantenne und einem  $90^\circ$ -Winkelreflektor. Der Probenchip wurde mit Leitsilber leitend auf den Innenleiter einer  $50 \Omega$  Koaxialleitung geklebt. Das einzelne Mesa wurde durch die spitz zugeätzte L-Antenne (Durchmesser  $25 \mu\text{m}$ ) kontaktiert.



**Abbildung 7.6:** Das Winkelreflektor-Antennensystem.

Für die Winkelreflektor-Antenne ergibt sich rechnerisch eine Richtcharakteristik mit ei-

ner Hauptkeule um die Hauptstrahlrichtung bei  $\theta = 28^\circ$  und  $\varphi = 0^\circ$  (Abb.: 7.6) und einigen Nebenkeulen. Über letztere wurde ein Teil der über die Hauptkeule eingekoppelten Leistung wieder abgestrahlt. Die Gaußsche  $1/e$ -Breite der Hauptkeule betrug  $30^\circ$ . Bei optimaler Ankopplung, das heißt geometrischer Übereinstimmung des fokussierten THz-Strahles mit der Hauptkeule der Richtcharakteristik der Antenne, kann theoretisch 55% der Leistung des Gaußschen Strahles eingekoppelt werden [Win99]. Erfahrungsgemäß liegt die Effizienz der verwendeten Antennensysteme jedoch für Frequenzen um 1 THz bei einigen Prozent [Win99]. Ein Grund liegt darin, daß die Antennenabmessungen häufig von ihren Sollwerten<sup>1</sup> abweichen. Weiter reduzierte die Differenz in den Impedanzen von Probe und Antenne die Effizienz.

---

<sup>1</sup>Soll: Länge  $4\lambda$ , Abstand von Scheitel des  $90^\circ$ -Reflektors  $1.2\lambda$





## 8

# Experimentelle Ergebnisse

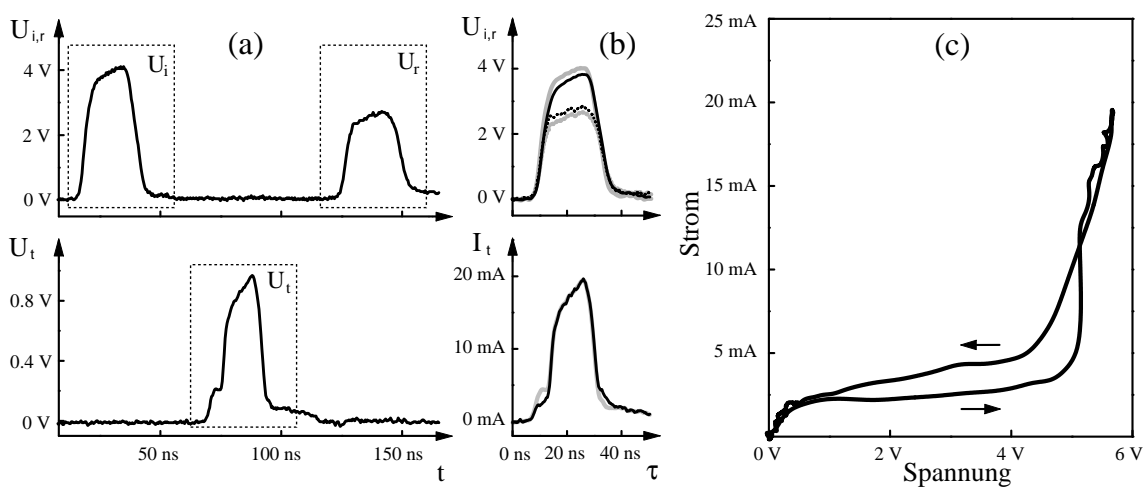
## 8.1 Kennlinien

Mit Hilfe der Methode der gepulsten Strom-Spannungs Messung (Abschnitt 7.3) wurden experimentell die Kennlinien der n-GaAs-Kristallproben (Abschnitt 7.1) bestimmt. Die Polarität, positiv oder negativ, bezieht sich im Folgenden auf die Substratseite der Proben. Das bedeutet, bei positiver Vorspannung ist der Elektronenfluß von der Meso-oberseite zum Substrat gerichtet. Beginnend mit kleinen Spannungspulsen und sukzessive steigender Maximalspannung wurden die Strom-Spannungskennlinie abgetastet, in Einzelfällen bis zur Zerstörung der Probe. Jede Kennlinie besteht also aus einer Vielzahl einzelner Puls-messungen mit unterschiedlich großen Amplituden des einlaufenden Spannungspulses. Bei jeder einzelnen Pulsmessung wurde ein Zweig der Kennlinie durchlaufen, im Intervall von 0 V Vorspannung bis zur jeweils erreichten Maximalspannung. Dabei ist anzumerken, daß es sich bei dieser Meßmethode weder um eine rein spannungsgeführte noch um eine rein stromgeführte Messung handelt. Es wird der GaAs-Probe vielmehr eine elektrische Leistung von einer Quelle, der Reflexionsleitung, angeboten. Entsprechend der augenblicklichen Impedanz wird von der Probe nur ein Teil der Leistung aufgenommen. Strom und Spannung stellen sich nach der Impedanz der Probe ein. Durch diese leistungsgeführte Messung kann sowohl eine N-förmige als auch eine S-förmige Kennlinie durchlaufen werden. Genauer gesagt muß man bei diesem transienten Meßverfahren wohl eher von einer dynamischen Kennlinie sprechen. Die Anteile der Messungen, die aus einer relativ langsamen Variation der Vorspannung resultieren und die bei mehreren Messungen mit unterschiedlicher Amplitude des einlaufenden Spannungspulses zu einer identischen Spur in der Kennlinie führten, lassen allerdings Rückschlüsse auf die statische Kennlinie zu.

### Berechnung der Kennlinie aus Daten einer gepulsten Messung

Bei jeder Einzelmessung wurde, abhängig von der gewählten Pulsamplitude, ein Zweig der Kennlinie der Probe durchlaufen. Aus jeder Einzelmessung konnte die Kennlinie einer Probe im Spannungsintervall von Null-Vorspannung bis zu einer Maximalspannung bestimmt werden, und zwar sowohl für steigende als auch für fallende Spannung.

Abbildung 8.1 zeigt für einen einlaufenden Spannungspuls  $U_i$  die am Oszilloskop registrierten Spannungspulse  $U_i$ ,  $U_r$  und  $U_t$  und den resultierenden Zweig der Kennlinie der Probe. Abbildung 8.1(a) zeigt die gemessenen Signale an beiden Kanälen des Os-



**Abbildung 8.1:** Pulsmessung der Strom-Spannungscharakteristik einer GaAs-Probe. (a) Einlaufender ( $U_i$ ), reflektierter ( $U_r$ ) und transmittierter ( $U_t$ ) Spannungspuls; (b)  $U_i$ ,  $U_r$  und  $I$  an der Reflexionsstelle (grau) und korrigiert um die Kabelverluste und die Kapazität  $C$  (schwarz); (c) resultierender Zweig der Strom-Spannungs Kennlinie

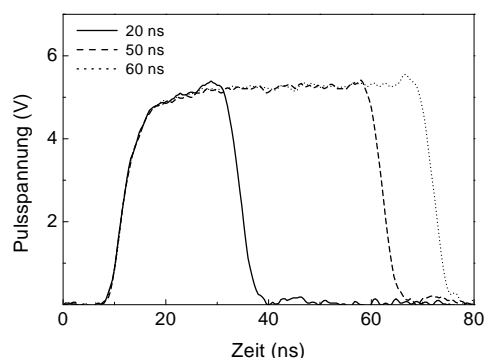
zilloskops. Die obere Kurve enthält die am Kanal 1 des Oszilloskops registrierten Spannungspulse  $U_i$  und  $U_r$ . Dabei ist  $U_r$  entsprechend der Länge der Reflexionsleitung in der Zeit um  $2 \cdot \tau_r$  gegen  $U_i$  verspätet. Die untere Kurve enthält die an Kanal 2 gemessene Spannung über dem Abschluß der Transmissionsleitung  $U_t$ , um  $\tau_r + \tau_t$  bezüglich  $U_i$  verzögert. Abbildung 8.1(b) (graue Kurven) zeigt die um 3 Meßpunkte gemittelten Pulse zeitlich so verschoben, wie sie sich am Ort der Reflexionsstelle überlagern, wobei  $I_t = U_t/50\Omega$ . Die schwarzen Kurven zeigen die um die Kabelverluste korrigierten Werte für  $U_i$  und  $U_r$  sowie  $I_t$ . Wie in Abschnitt 7.3 beschrieben liefert  $U_i + U_r - U_t$  die an der Probe anliegende Spannung  $U$  und  $U_t/Z_t - C\partial U/\partial t$  den durch die Probe fließenden Strom  $I$ . Abbildung 8.1(c) zeigt den resultierenden Zweig der Strom-Spannungs Kennlinie. Die Pfeile kennzeichnen die aus den ein- und ausschaltenden Pulsflanken resultierenden Zweige im Strom-Spannungs Verlauf. Die Kennlinie zeigt bei kleinen Spannungen einen ohmschen Bereich gefolgt von einem Bereich mit nahezu konstanter Stromstärke bis zu einer Schwel-

lenspannung von ca. 5 V. Bei der Schwellenspannung steigt die Stromstärke stark an. Der höher leitende Zustand oberhalb der Schwellenspannung wird auf die Leitfähigkeit von GaAs\* zurückgeführt (siehe Kapitel 9).

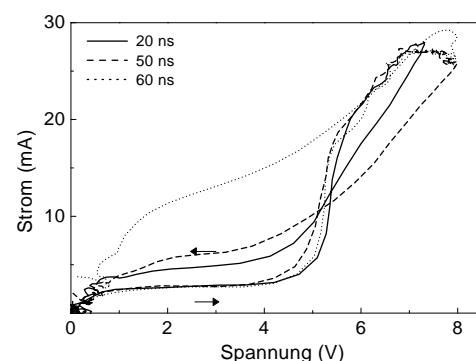
Abbildungen 8.4 bis 8.9 zeigen einige Kennlinien der GaAs-Proben. Der Kennlinienbereich bei kleinen Vorspannungen ist jeweils vergrößert noch einmal dargestellt, um einen besseren Vergleich zu der Referenzmessung mit einer Konstantspannungsquelle (DC-Messung) zu ermöglichen. Jede Kennlinie besteht aus einer Vielzahl von einzelnen Pulsmessungen. Es sind mehrere Zweige in den Kennlinien erkennbar, die jeweils das Ergebnis einer einzelnen Pulsmessung darstellen. Der Klarheit halber wurden die einzelnen Zweige nicht durch Linien, sondern alle Werte als Punkte dargestellt. Jeder Punkt repräsentiert einen möglichen Strom-Spannungs-Punkt der Kennlinie, mit der Einschränkung, daß Meßpunkte in Zweigen schneller Strom- oder Spannungsänderung, wegen der Bandbreitenbegrenzung in der Messung, als unsichere Ergebnisse gewertet werden müssen. Wie oben beschrieben wurde jeweils die gesamte Pulsform ausgewertet, um einen Teil der Kennlinie zu erhalten. Dies muß hier betont werden, um klarzustellen, daß eine einzelne Pulsmessung nicht nur einen einzelnen Wert in der Strom-Spannungskennlinie lieferte, wie es teils gängige Praxis ist.

### Pulsdauer

Der Verlauf eines Zweiges der Kennlinie aus einer einzelnen Pulsmessungen hing im Bereich oberhalb der Schwellenspannung von der Länge des angelegten Spannungspulses ab. Abbildung 8.2 zeigt den zeitlichen Spannungsverlauf einlaufender Pulse einer Pulsdauer von 20 ns, 50 ns und 60 ns, Abbildung 8.3 die daraus resultierenden Zweige der Kennlinie einer GaAs-Probe.



**Abbildung 8.2:** Einlaufende Spannungspulse der Messung mit unterschiedlichen Pulsdauern.



**Abbildung 8.3:** Kennlinie einer GaAs-Probe als Resultat der einlaufenden Pulse aus Abbildung 8.2.

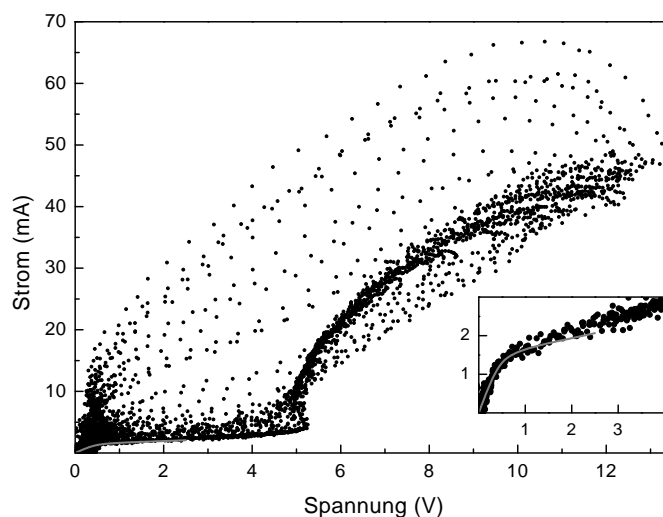
Abbildung 8.2 zeigt, daß der Pulsgenerator Spannungspulse lieferte, die eine Anstiegszeit

von ca. 5 ns hatten gefolgt von einem schwächeren Spannungsanstieg bis zum Erreichen einer maximalen Konstantspannung nach ca. 20 ns. Die Abklingzeit des Spannungspulses war etwa 10 ns. Bei einer Messung mit Spannungspulsen einer Pulsdauer von weniger als 30 ns wurde also die angebotene Leistung stetig variiert, während bei Messungen mit längeren Pulsdauern über einen längeren Zeitraum eine konstante Maximalleistung erreicht wurde, für 60 ns-Pulse über 30 ns lang.

Im oberen Spannungsbereich ab 7 V in Abbildung 8.3 sieht man, daß für längere Pulsdauer bei konstanter Leistung des einlaufenden Pulses die an der GaAs-Probe abfallende Spannung weiter anstieg, während der Strom durch die Probe abnahm. In der ausschaltenden Pulsflanke erhöhte sich zudem die Stromstärke mit steigender Pulsdauer, auch unterhalb der Schwellenspannung. Bis zu einer Pulsdauer von 50 ns zeigte sich dabei eine nur leicht steigende Tendenz, ab 60 ns aber stieg der Strom noch während die angebotene Leistung konstant blieb und führte in der ausschaltenden Pulsflanke zu einen um ein vielfaches höheren Strom in der Kennlinie unterhalb der Schwellenspannung.

### Repräsentative Kennlinien

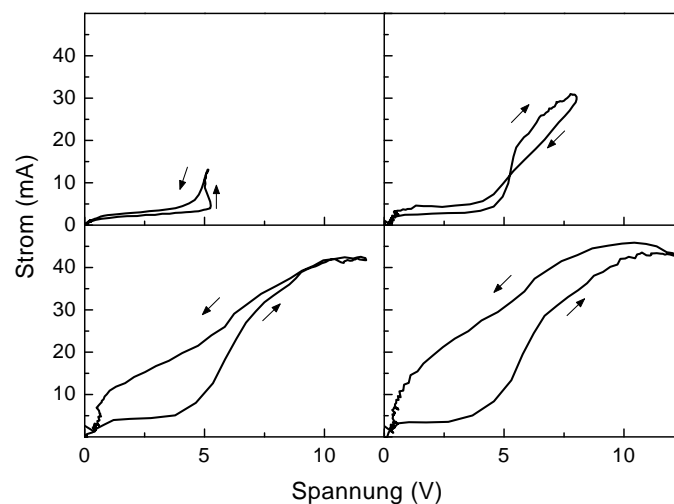
Abbildung 8.4 stellt eine repräsentative Kennlinie für die Proben dieser Arbeit dar. Der Vergleich mit der DC-Messung zeigt, daß durch die Pulsmessung die DC-Kennlinie gut rekonstruierbar ist. Die Pulsdauer war bei dieser Messung 20 ns. Die Kennlinie zeigt bei



**Abbildung 8.4:** Kennlinie einer GaAs-Probe mit  $2\mu\text{m}$  Mesaquerschnitt. Die Pulsdauer betrug 20 ns. Die graue Kurve zeigt das Ergebnis einer DC-Messung.

kleinen Spannungen zunächst einen linearen Anstieg der Stromstärke mit zunehmender Spannung. Ab 0,5 V stellte sich nahezu eine Sättigung der Stromstärke ein. Wie bei fast

allen Proben dieser Arbeit zeigte sich bei dieser Messung eine Schwellenspannung von etwa 5 V. Bei dieser Schwellenspannung trat eine starke Erhöhung der Stromstärke auf. Die Kennlinie zeigt einen fast senkrechten Stromanstieg, von ca. 3 mA auf ca. 20 mA, mit einem S-förmigen Ansatz. In Abbildung 8.5 sind vier einzelne Zweige aus Abbildung 8.4 noch einmal getrennt dargestellt um die Tendenz bei steigender Pulsamplitude zu verdeutlichen. Mit steigender Pulsspannung wurde die Schwellenspannung in der Pulsflanke schneller durchfahren und die S-förmigkeit wurde immer schwächer und verschwand schließlich. Bis zu einer Spannung von 12 V wuchs der Strom auf ca. 45 mA weiter an und es deutet sich eine Sättigung in der Stromstärke an. Ab Erreichen der Schwellen-

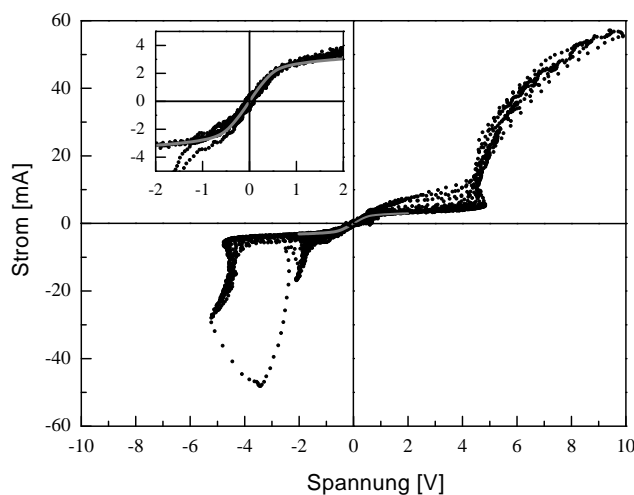


**Abbildung 8.5:** Vier Zweige aus der Kennlinienmessung aus Abbildung 8.4.

spannung lieferten die Einzelmessungen ein zunehmend hysteretisches Verhalten in der Kennlinie. Die einschaltende Pulsflanke führte jeweils zu einer fast identischen Kennlinie für alle Pulsamplituden. Bis zu einer Maximalspannungen in der Einzelmessung von ca. 11 V lag oberhalb der Schwellenspannung der Strom in der ausschaltenden Pulsflanke unterhalb der Stromstärken, die aus der einschaltenden Pulsflanke resultierten. Bei höherer Maximalspannung lag er über der einschaltenden Pulsflanke. Bei Unterschreiten der Schwellenspannung lag die ausschaltende Pulsflanke immer über der Einschaltenden. Bei einer Probenspannung von ca. 12 V stieg der Strom noch einmal an und die ausschaltende Pulsflanke zeigte über den gesamten Spannungsbereich einen deutlich erhöhten Stromfluß. Die Kennlinie aus Abbildung 8.4 zeigt den gesamten erfaßbaren Spannungsbereich der Probe. Unabhängig davon, ob von Einzelmessung zu Einzelmessung die Amplitude des einlaufenden Pulses erhöht oder erniedrigt wurde, reproduzierten gleiche Amplituden immer wieder die gleiche Kennlinie. Die Probe wurde durch die hohe Belastung nicht verändert. Wurde die Spannung über der Probe aber über 12 V erhöht, wurde die Probe

beschädigt. Weitere Messungen lieferten dann deutlich höhere Ströme. Die ursprüngliche Kennlinie konnte dann auch nach längeren Wartezeiten nicht wieder reproduziert werden.

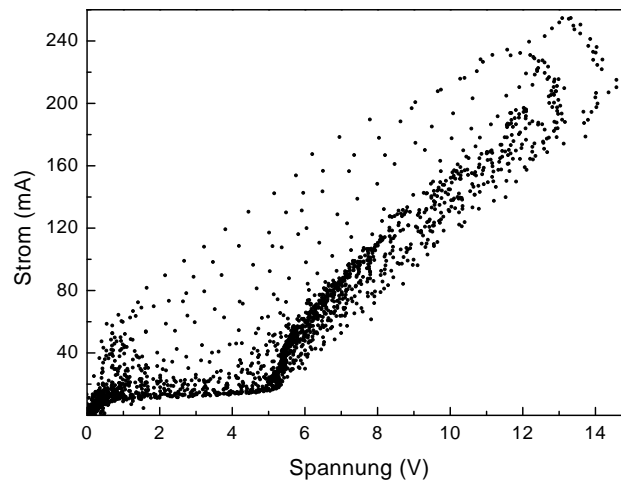
Abbildung 8.6 zeigt die Kennlinie einer GaAs-Probe bei der auch der negative Teil der Kennlinie vermessen wurde. In der negativen Vorspannungsrichtung wurden die Proben schon kurz nach Erreichen der Schwellenspannung zerstört. In nur wenigen Proben konnte ein so großer Spannungsbereich in negativer Vorspannungsrichtung, wie in Abbildung 8.6, vermessen werden. Bemerkenswerter Weise wurde bei dieser Messung in negativer Vorspannungsrichtung sporadisch ein Stromanstieg bei weniger als der halben Schwellenspannung beobachtet. Sporadisch soll hier heißen, bei mehrmaliger Messung mit einem nominell gleichen Spannungspuls wurde nur vereinzelt ein Stromanstieg erhalten. Sehr



**Abbildung 8.6:** Kennlinie einer GaAs-Probe mit  $2\mu\text{m}$  Mesaquerschnitt in beiden Vorspannungsrichtungen. Die Pulsdauer betrug 20 ns. Die graue Kurve zeigt das Ergebnis einer DC-Messung.

schön ist die Symmetrie der Kennlinie um den Koordinatenursprung zu erkennen. Dies zeugt zum einen von der Qualität der ohmschen Kontakte, zum anderen davon, daß die beobachtete Zustandsänderung eine Eigenheit der GaAs-Kristalle ist.

In Abbildung 8.7 ist schließlich eine Kennlinie einer Probe mit  $4\mu\text{m}$  Durchmesser, also 4-facher Querschnittsfläche verglichen zu den anderen Proben, abgebildet. Die Stromstärke war erwartungsgemäß höher als bei den  $2\mu\text{m}$  Proben. Die Charakteristik war aber grundsätzlich die gleiche, abgesehen von einem lineareren Verlauf des Stromanstiegs jenseits der Schwellenspannung.



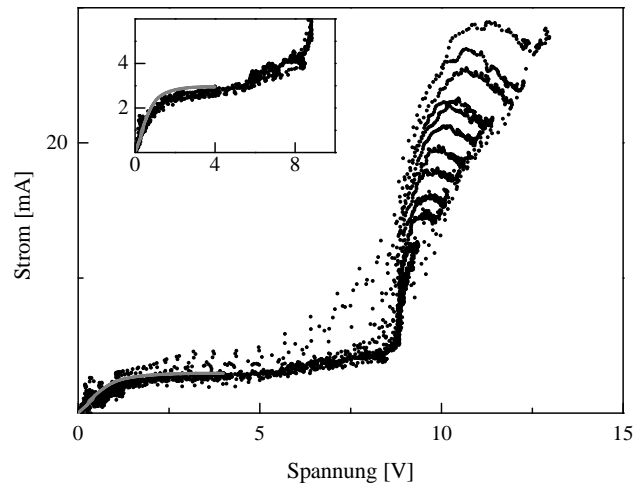
**Abbildung 8.7:** Kennlinie einer GaAs-Probe mit  $4\mu\text{m}$  Mesaquerschnitt. Die Pulsdauer betrug  $20\text{ ns}$ .

### Ausnahmefälle

Abbildung 8.8 repräsentiert eine Kennlinie mit einer Schwellenspannung von  $8\text{ V}$ , einer deutlich höheren Schwellenspannung, als bei bisher beschriebenen Proben. Die Messung von solchen Proben gestaltete sich in der Regel schwieriger, da sie sich schon beim Messen der DC-Kennlinie wie auch bei der Pulsmessung symptomatisch als instabil erwiesen und leicht zerstört wurden. Außerdem setzte bei diesen Proben die Sättigung der Stromstärke unterhalb der Schwellenspannung erst bei einer Probenspannung von  $1\text{ V}$  ein, im Gegensatz zu  $0.5\text{ V}$  bei der Mehrzahl der Proben. Die andersartige Charakteristik dieser Proben dürfte also auf Besonderheiten in den Kontakten zurückzuführen sein. Die Kennlinie in Abbildung 8.8 wurden an einer Probe gewonnen, bei der mehrere reproduzierbare Messungen möglich waren.

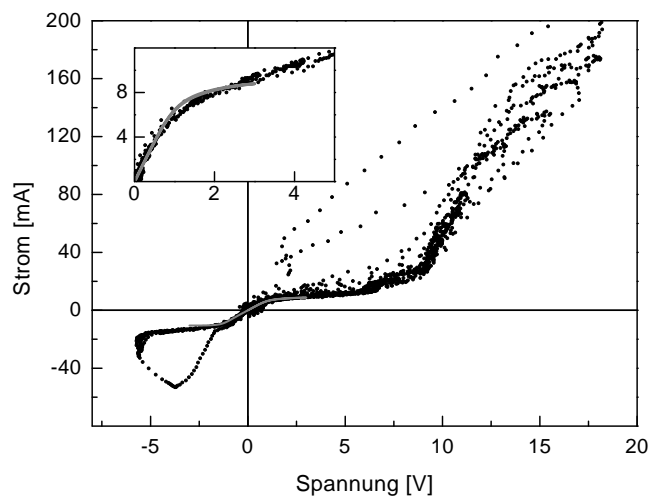
Daneben steht der Verlauf im Hochstrombereich dieser Kennlinie als repräsentativ für Messungen mit längeren Pulsdauern, im vorliegenden Fall  $40\text{ ns}$ . Die Ströme erreichten dann ein Maximum, das von der Pulsamplitude des einlaufenden Spannungspulses abhing. Dem folgte ein Bereich fallender Stromstärke.

Abbildung 8.9 stellt eine Kennlinie einer GaAs-Probe dar, wie sie nur ein einziges Mal erhalten wurde. Die Stromstärke lag bei dieser Probe wegen des größeren Probenquerschnitts von  $3\mu\text{m}$  schon im Bereich niedriger Vorspannung deutlich höher als bei anderen Proben, zeigte aber zudem ein weniger ausgeprägtes Sättigungsverhalten unterhalb der Schwellenspannung. Die Kennlinie zeigt bei ca.  $6\text{ V}$  einen ersten kleinen Stromanstieg und eine weitere Schwellenspannung bei ca.  $9\text{ V}$ . Interessanterweise relaxierte der Strom



**Abbildung 8.8:** Kennlinie einer GaAs-Probe mit  $2\mu\text{m}$  Mesaquerschnitt. Die Pulsdauer betrug 40 ns.

in der ausschaltenden Pulsflanke bei unterschiedlichen Spannungen auf die Werte der steigenden Pulsflanke. In negativer Spannungsrichtung zeigte sich eine Schwellenspannung von 5.5 V.



**Abbildung 8.9:** Kennlinie einer GaAs-Probe mit  $3\mu\text{m}$  Mesaquerschnitt. Die Pulsdauer betrug 20 ns. Die graue Kurve zeigt eine DC-Messung.

### Zusammenfassende Bemerkungen

Von insgesamt 32 getesteten GaAs-Mesa-Proben zeigte sich 26 mal eine Schwellenspannung im Bereich von 4.5 V bis 6 V, 8 mal eine Schwellenspannung bei 8 V bis 9 V und



einmal eine Schwellenspannung bei 7 V. Davon zeigten drei Proben zwei Schwellenspannungen bei denen ein Stromanstieg erfolgte. Alle Proben mit einer höheren Schwellenspannung als 6 V zeigten auch eine höhere Gunn-Schwelle. Diese Proben erwiesen sich als instabil. In diesen Sonderfällen dürften mangelhafte Kontakte für die Abweichungen verantwortlich gewesen sein.

Allen Messungen ist das Auftreten einer Schwellenspannung gemein, bei der der Strom deutlich anstieg. Grundsätzlich ist die Strom-Spannungskennlinie der GaAs-Kristalle in die zwei Bereiche niedriger und erhöhter Leitfähigkeit einteilbar, die durch die Schwellenspannung getrennt werden. Die Schwellenspannung ohne Einfluß der Kontakte war etwa 4.5 V.

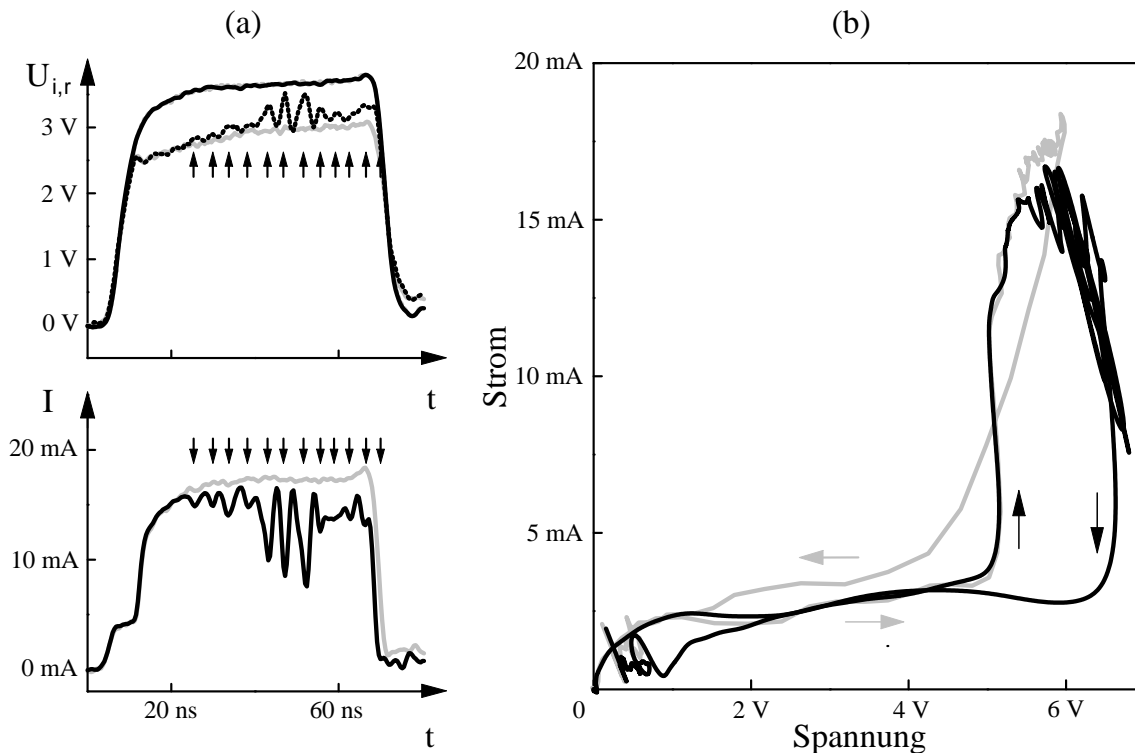
## 8.2 Stromreduktion durch THz-Strahlung

In einem weiteren Experiment wurde die Änderung der Leitfähigkeit der GaAs-Kristalle durch den Einfluß eines starken THz-Wechselfeldes bestimmt. Dieses Experiment wurde sowohl für GaAs im Grundzustand als auch für GaAs\* durchgeführt.

Die Messung der Leitfähigkeit erfolgte analog zur Kennlinienmessung. Hier galt es aber durch den Spannungspuls einen Zustand in der Leitfähigkeit zu präparieren und dessen Veränderung durch die THz-Strahlungspulse zu bestimmen. Die Spannungspulse mußten deshalb eine ausreichend lange Dauer haben, um einen möglichst definierten Zustand zu präparieren und das THz-Feld auf diesen Zustand wirken zu lassen. Die elektrischen Pulse wurden deshalb auf etwa 60 ns Dauer verlängert. Die Messungen konnten für Vorspannungswerte bis zu 7 V durchgeführt werden. Bei höheren Vorspannungen wurden die Proben durch den Strahlungspuls zerstört.

### Auswertung der THz-Messungen

Abbildung 8.10 a) zeigt einen Satz der Spannungstransienten  $U_i$  (schwarze durchgezogene Linie),  $U_r$  (schwarze gepunktete Linie) und des berechneten Stromes  $I$  (schwarze Linie) unter Bestrahlung der Probe mit FIR-Pulsen, hier mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 280\mu\text{m}$ . Die grau dargestellten Kurven geben zum Vergleich eine Referenzmessung ohne angelegtes THz-Feld wieder. Für  $U_i$  hatten beide Kurven einen identischen Verlauf. Die Pfeile markieren die zeitliche Lage der THz-Mikropulse. Bei jedem Mikropuls erhöhte sich  $U_r$  und damit die Spannung über die Probe. Gleichzeitig verringerte sich der Strom durch die Probe. Der THz-Pulszug hatte einen zeitlichen Versatz zum elektrischen Spannungspuls (ca. 20 ns) und hatte eine längere Dauer. Abbildung 8.10 b) zeigt die aus den Messungen



**Abbildung 8.10:** Ein Satz Spannungspulse bei einer Pulsmessung der Strom-Spannungscharakteristik einer GaAs-Probe unter dem Einfluß von FIR-Mikropulsen von  $280\mu\text{m}$  Wellenlänge. In Grau dargestellt ist eine Referenzmessung ohne THz-Strahlung. a) Einlaufender ( $U_i$ ), reflektierter ( $U_r$ ) und transmittierter ( $U_t$ ) Spannungspuls. Die Pfeile kennzeichnen die THz-Mikropulse b) resultierender Zweig der Kennlinie

in Abbildung 8.10 a) berechnete Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Pfeile markieren die jeweils ein- und ausschaltenden Pulsflanken. Die grau dargestellte Kurve entspricht wieder der Referenzmessung ohne THz-Strahlung. Während der Strom ohne THz-Feld zwischen 30 ns und 60 ns einen konstant bleibenden Wert erreichte, erniedrigten die THz-Mikropulse den Strom. Die stärkste Reduktion lag hier bei etwa 50% der Stromstärke. Dabei änderten sich Strom und Spannung entlang einer  $100\ \Omega$  Lastgeraden. Im ansteigenden Ast der Kennlinie bis in den Bereich des höher leitenden Zustandes wirkte noch keine THz-Strahlung auf die Probe. Die Messung mit THz-Feld reproduzierte hier den Verlauf der Referenzmessung. Dann setzte der THz-Puls ein und reduzierte die Leitfähigkeit der Probe. In der ausschaltenden Pulsflanke jedoch dauerte der THz-Makropuls noch an und die Kennlinie weist einen Zweig auf, der deutlich unterhalb der Referenzmessung liegt. Bei 1 V ist nochmals eine deutliche Reduktion des Stromes erkennbar. Auch im niederleitfähigem Zustand reduzierte demnach das THz-Feld die Leitfähigkeit der Probe.

Die auf die Probe wirkende Leistung der THz-Strahlung wurde bei den verschiedenen FIR-Frequenzen durch Einbringen von kalibrierten Attenuatoren in den Strahlengang eingestellt. Aus jeder Messung wurde die Stromstärke bei der maximalen Erniedrigung durch

einen FIR-Mikropulse aus dem transmittierten Spannungssignal abgelesen. In der Messung aus Abbildung 8.10 a), unten, war es beispielsweise der durch den siebten Pfeil von links gekennzeichnete Wert. Bei jeder durch Attenuatoren eingestellten FIR-Leistung wurden mindestens drei Messungen durchgeführt und durch Mittelung die zugehörige Stromstärke ermittelt.

Die Leistungsskala in den Abbildungen dieses Kapitels muß als relativ zum maximal ein-koppelbaren Anteil der FIR-Leistung als Attenuationsskala gesehen werden. Die absolute Leistung wurde durch Vergleich mit der Theorie ermittelt, wie es im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird. Zunächst sollen nur die Meßergebnisse vorgestellt werden, der Vergleichbarkeit halber jedoch gegen die absolute Leistung aufgetragen. Alle Messungen wurden an GaAs-Kristallen mit einem Durchmesser von  $2\mu\text{m}$  und einer Länge von 640 nm durchgeführt.

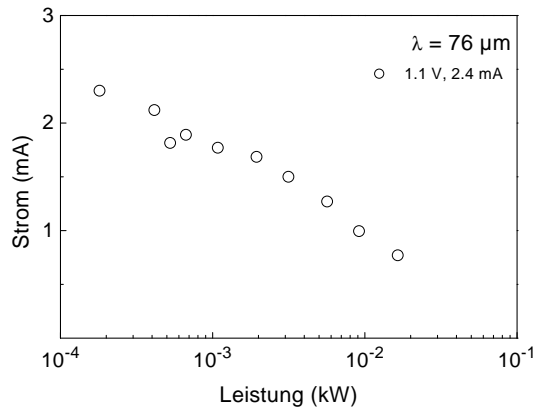
Um die Verwirrung im Sprachgebrauch von Spannungs- und Laserpulsen nicht zu perfektionieren wird im Folgenden nicht weiter von Spannungspulsen gesprochen, sondern von Vorspannung und Stromstärke, oder dem Arbeitspunkt. Letztlich spielt es für die Reduktion der Stromstärke nicht eine entscheidende Rolle, daß der Arbeitspunkt, respektive der Zustand des Kristalls, durch einen Spannungspuls präpariert wurde, sondern eine gewisse Spannung anliegt und zu einer entsprechenden Stromstärke führt, die durch ein FIR-Strahlungsfeld reduziert werden kann.

### **FIR induzierte Stromreduktion in GaAs**

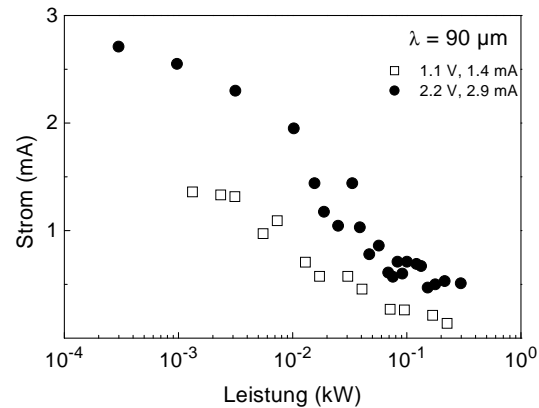
In diesem Abschnitt werden die an GaAs erhaltenen Abhängigkeiten der Stromstärke von der FIR-Leistung bei verschiedenen Frequenzen der FIR-Strahlung vorgestellt. Bei weitem die meisten Messungen wurden bei 1 THz ( $280\mu\text{m}$ ) durchgeführt. Die folgenden Abbildungen zeigen die Stromstärke gegen den dekadischen Logarithmus der Leistung aufgetragen.

Abbildung 8.11 zeigt die Reduktion der Stromstärke durch FIR-Pulse der Frequenz  $\nu = 3.9\text{ THz}$  ( $76\mu\text{m}$ ). Die Vorspannung lag hier bei 1 V und die Stromstärke ohne THz-Feld bei 2.4 mA. Bei dieser Frequenz wurde nur an dieser einen Probe eine Leistungsabhängigkeit vermessen, diese jedoch auch im angeregten Zustand (Abb. 8.18). Um diese zweite Meßreihe durchführen zu können ohne die Probe bei der Messung möglicherweise zu zerstören, wurde die Messung bei 62% der maximal zur Verfügung stehenden FIR-Leistung abgebrochen. Durch das THz-Feld konnte hier die Stromstärke auf 30% erniedrigt werden.

Die nebenstehende Abbildung 8.12 zeigt das Ergebnis von zwei Meßreihen an zwei GaAs-



**Abbildung 8.11:** Stromreduktion bei 1 V und  $\nu = 3.9$  THz ( $76 \mu\text{m}$ )

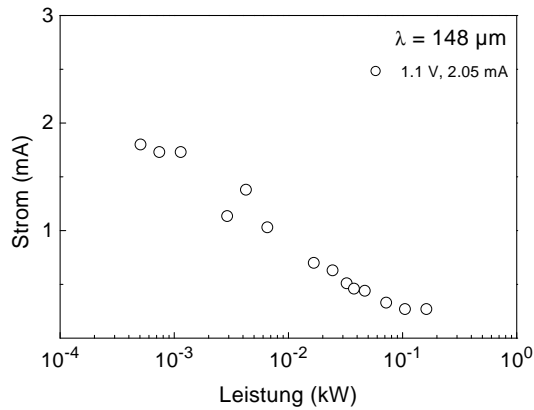


**Abbildung 8.12:** Stromreduktion bei 1.1 V sowie 2.3 V und  $\nu = 3.3$  THz ( $90 \mu\text{m}$ )

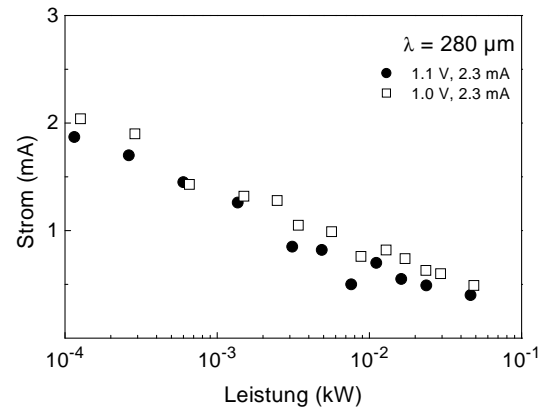
Proben bei einer FIR-Frequenz von  $\nu = 3.3$  THz, einmal im Vorspannungspunkt 1.1 V (1.35 mA) und einmal bei 2.3 V (2.1 mA). Die 1.1 V Messung wurde, anders als alle anderen Messungen, nicht mit der Pulsmethode der Strom-Spannungsmessung, sondern unter Verwendung einer Konstantspannungsquelle durchgeführt. Durch Verwendung eines Bias-T wurde dabei der induktiv gedämpfte Versorgungskreis zur Spannungsquelle vom kapazitiv angeschlossenen Meßkreis getrennt. Die Messung lieferte die Änderung der Stromstärke  $\delta I$ . Um die Messungen vergleichen zu können wird in der Graphik allerdings die absolute Stromstärke  $I_0 - \delta I$  dargestellt. Die Messung bei 1.1 V zeigt eine flachere Tendenz bei niedrigen FIR-Leistungen als die Messung bei 2.3 V. Prozentual sind die Stromerniedrigungen bei großer Leistung jedoch vergleichbar, auf etwa 15% der Anfangsstromstärke. Die Attenuation der Laserstrahlung war bei der Messung bei 2.3 V deutlich geringer. Wie schon aus diesem Arbeitspunkt, im Sättigungsbereich der Kennlinie, zu erwarten ist, konnte offensichtlich ein geringerer Anteil der FIR-Leistung in den Kristall eingekoppelt werden. Beide Messungen zeigen eine steilere Veränderung der Stromstärke zwischen  $10^{-2}$  und  $10^{-1}$  kW. Unterhalb und oberhalb dieses Bereiches zeigt sich eine schwächere Tendenz der Stromunterdrückung.

Die nächst kleinere THz-Frequenz lag bei  $\nu = 2$  THz ( $148 \mu\text{m}$ ). Der Vorspannungswert lag bei dieser Messung bei 1.1 V. Die FIR-Leistungsabhängigkeit der Stromstärke (Abbildung 8.13) zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf wie in den Messungen bei 3.3 THz. Der Übergangsbereich stärkster tendenzieller Stromreduktion scheint hier jedoch etwas breiter zu sein, zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-1}$  kW. Die Stromstärke bei 0.1 kW erreichte etwas über 10% des Anfangswertes.

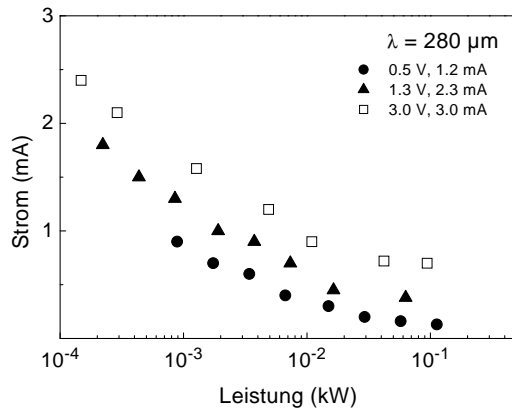
Ein noch weiterer Übergangsbereich zeigte sich bei den Messungen mit  $\nu = 1$  THz ( $280 \mu\text{m}$ ). Aus den 8 Meßserien in Abbildungen 8.14, 8.15 und 8.16 liegt der Abfall von 90% auf 10% der Stromstärke mit der FIR-Leistung zwischen etwa  $10^{-4}$  und  $10^{-2}$



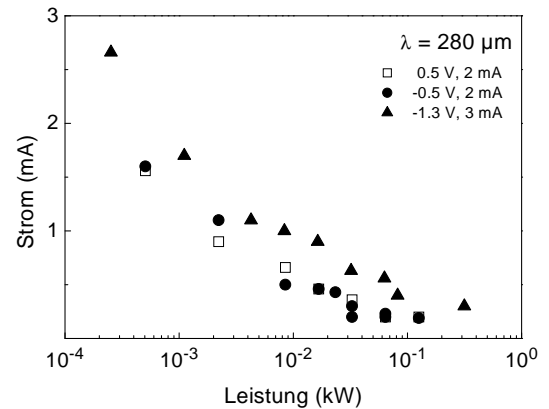
**Abbildung 8.13:** Stromreduktion bei 1.1 V sowie 2.3 V und  $\nu = 3.3 \text{ THz}$  ( $90 \mu\text{m}$ )



**Abbildung 8.14:** Stromreduktion bei 1.1 V sowie 1 V und  $\nu = 1 \text{ THz}$  ( $280 \mu\text{m}$ ).



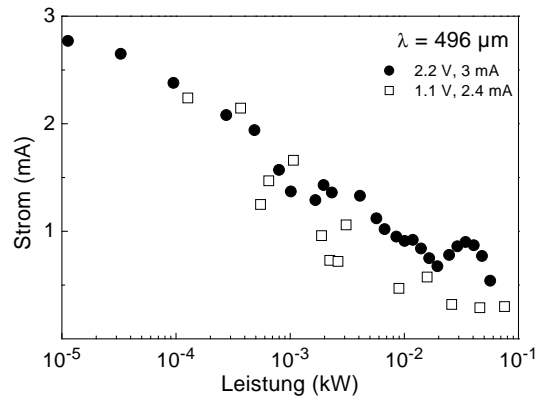
**Abbildung 8.15:** Stromreduktion bei 0.5 V, 1.3 V sowie 3 V und  $\nu = 1 \text{ THz}$  ( $280 \mu\text{m}$ ), gemessen an der selben Probe.



**Abbildung 8.16:** Stromreduktion bei 0.5 V, -0.5 V sowie -1.3 V und  $\nu = 1 \text{ THz}$  ( $280 \mu\text{m}$ ) an der selben Probe.

kW. Eine flachere Tendenz der Stromerniedrigung bei niedriger Leistung war in diesen Messungen nicht mehr zu erkennen. Die Messungen in 8.14 wurden nacheinander an zwei verschiedenen Proben durchgeführt mit den Arbeitspunkten 1.1 V (2.3 mA) und 1.0 V (2.3 mA). Es wurde in beiden Fällen eine fast identische Leistungsabhängigkeit der Stromstärke gefunden. In Abbildung 8.15 und 8.16 ist die Leistungsabhängigkeit jeweils einer Probe für drei verschiedene Arbeitspunkte gezeigt: bei 0.5 V (1.2 mA), 1.3 V (2.3 mA) und 3 V (3 mA) bzw. bei 0.5 V (2 mA), -0.5 V (2 mA) und -1.3 V (3 mA). Alle Messungen bei jeweils vergleichbarer Spannung zeigen das gleiche Verhalten und eine vergleichbare maximale Stromreduktion, etwa 15% für ca. 1 V bzw. ca. 10% für 0.5 V. Bei 3 V wurden 25% erreicht. Auch bei diesen Meßreihen zeigte sich anhand der unterschiedlichen Attenuationsgrade tendenziell eine Veränderung der Einkopplungsfaktoren, entsprechend den verschiedenen differentiellen Widerständen an den Arbeitspunkten. Die nominale Leistung des Lasers lag hier höher als bei  $76 \mu\text{m}$  und  $496 \mu\text{m}$ , aber niedriger als bei  $90 \mu\text{m}$  und  $148 \mu\text{m}$ . Die Strahlung wurde aber hier scheinbar mit hoher Effizienz eingekoppelt.

Die kleinste untersuchte Frequenz des FIR-Feldes war  $\nu = 0.6$  THz ( $496 \mu\text{m}$ ). Die zur Verfügung stehende Leistung war hier am geringsten, konnte aber scheinbar effizienter eingekoppelt werden. Abbildung 8.17 zeigt zwei Messungen an verschiedenen Proben in den Arbeitspunkten 1.1 V (2.4 mA) und 2.2 V (3 mA). Der Verlauf der Stromunter-



**Abbildung 8.17:** Stromreduktion bei 1.1 V sowie 2.2 V und  $\nu = 0.6$  THz ( $496 \mu\text{m}$ ).

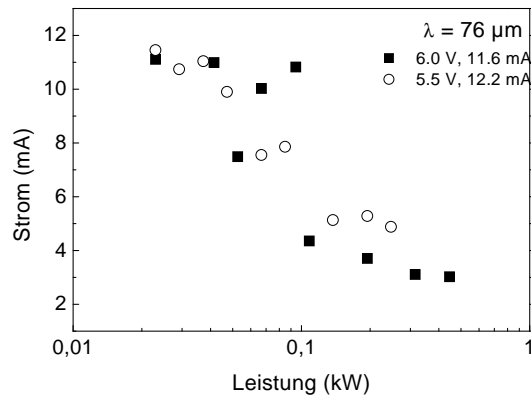
drückung war für beide Messungen sehr verschieden von einander. Bei 2.2 V wirkte sich das THz-Feld offenbar schwächer auf die Stromstärke aus. Die Stromunterdrückung verlief flacher als bei 1.1 V.

### FIR induzierte Stromreduktion in GaAs\*

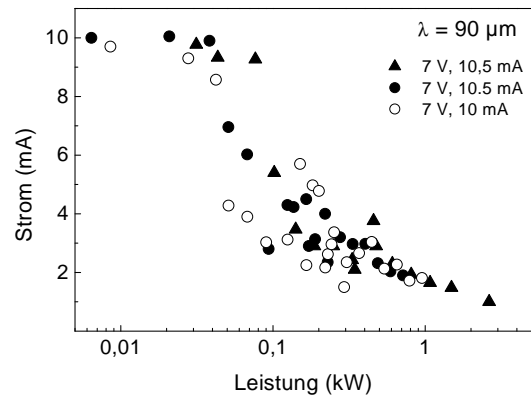
Im angeregten Zustand GaAs\* zeigte sich in der THz-Feld induzierten Stromreduktion eine deutlich unterschiedliche Charakteristik zum Grundzustand. Zum einen erfolgte die wesentliche Stromunterdrückung in einem viel engeren Leistungsbereich, zum anderen lag dieser Bereich um fast zwei Größenordnungen höher in der Leistung. Eine ausführlichere Diskussion ist Gegenstand des folgenden Kapitels. Hier sollen wiederum zunächst die Meßergebnisse aufgezeigt werden.

Als erstes sei, wie oben, die Stromreduktion bei  $76 \mu\text{m}$  gezeigt. Abbildung 8.18 zeigt die Meßwerte zweier Proben bei annähernd gleicher Spannung, bei 6 V und 5.5 V. Dieser Arbeitspunkt liegt nahe an der Schwellenspannung und entsprechend niedrig sind die Stromstärken, ca. 12 mA. Beide Ergebnisse sind sehr ähnlich zueinander. Jedoch scheint bei der 6 V Messung eine etwas sprunghaftere Unterdrückung bei 0.1 kW vorzuliegen. Dieses Merkmal trat auch bei anderen THz-Frequenzen auf und war scheinbar bei kleineren Anfangsstromstärken stärker ausgeprägt. Bei den höchsten Leistungen wurde eine Reduktion der Stromstärke auf 25% des Nullfeld-Wertes erreicht.

Abbildung 8.19 faßt die Ergebnisse von Messungen bei  $90 \mu\text{m}$  Wellenlänge an einer Probe bei 6.7 V und 6.9 V und einer Probe bei 6.8 V Vorspannung zusammen. Die erste der drei

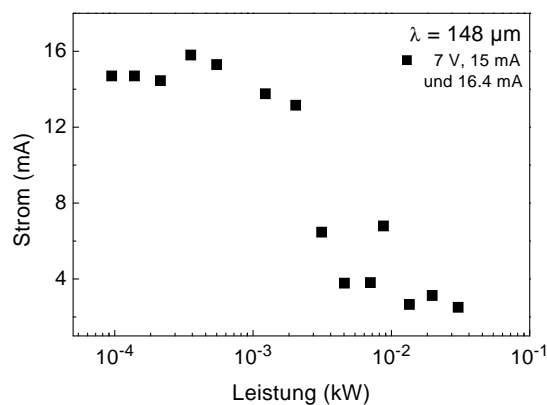


**Abbildung 8.18:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 3.9 THz FIR-Strahlung

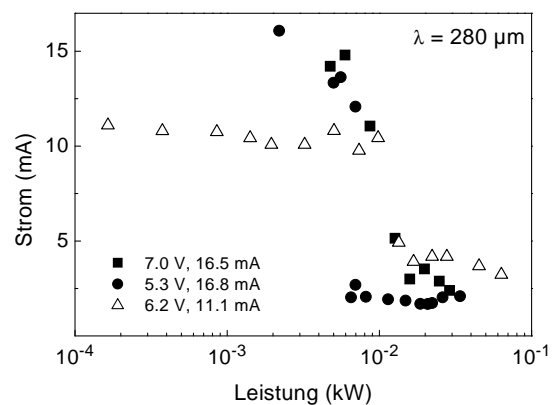


**Abbildung 8.19:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 3.3 THz FIR-Strahlung

Proben zeigte zunächst (gefüllte Kreissymbole) einen glatteren Verlauf als bei einer später wiederholten Messung (offene Kreise), bei der zum einen eine größere Streuung der Meßpunkte und zum anderen ein abrupterer Übergang in der Stromunterdrückung auffällt. Es ist nicht auszuschließen, daß durch die erste Meßreihe die Probe in ihrer Qualität etwas degradierte. Die zweite Probe zeigte mit Ausnahme von zwei Meßpunkten einen kontinuierlicheren Übergang in der Stromunterdrückung. Dabei ist anzumerken, daß bei dieser Meßreihe der Leistungsbereich mehrmals durchfahren wurde, und die, bereits über drei Messungen bei jeder Leistung des THz-Feldes gemittelten Daten, in dieser Auftragung nochmals gemittelt wurden. Der resonanzartig erhöhte Stromwert bei 0.45 kW wurde bei mehrmalig wiederholter Messung stets erhalten. Insgesamt wurde im Bereich zwischen 40 und 200 Watt die stärkste Stromerniedrigung mit steigender THz-Leistung erhalten.



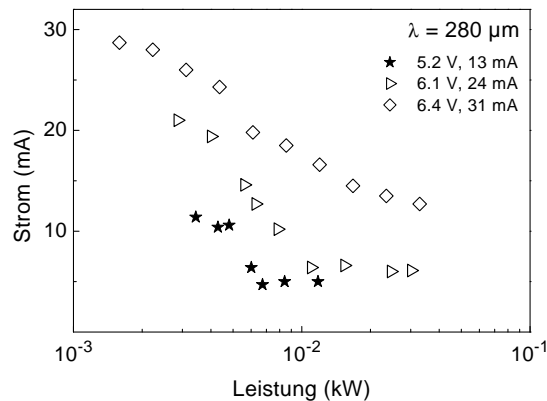
**Abbildung 8.20:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 2 THz FIR-Strahlung



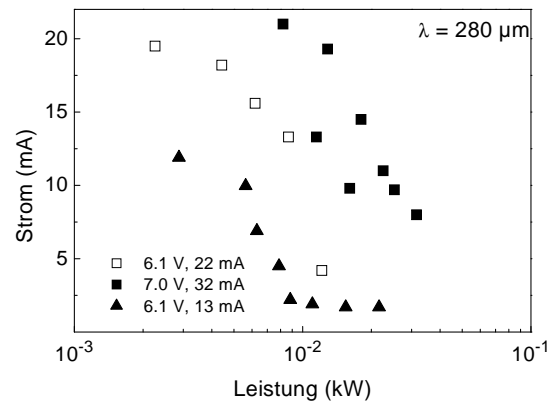
**Abbildung 8.21:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 1 THz FIR-Strahlung

Abbildung 8.20 zeigt eine Messung bei einer Frequenz von 2 THz. Im unbestrahlten Zustand hatte diese Probe bei 7 V eine Stromstärke von 16.5 mA. Die ersten Messungen unter Bestrahlung bei kleinsten Leistungen zeigten aber niedrigere Werte. Auch in dieser Messung fand sich im Sättigungsbereich der Stromunterdrückung bei ca. 0.01 kW ein erhöhter

Stromwert. Die stärkste Stromunterdrückung zeigte sich im Bereich von 2 bis 4 Watt.



**Abbildung 8.22:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 1 THz FIR-Strahlung

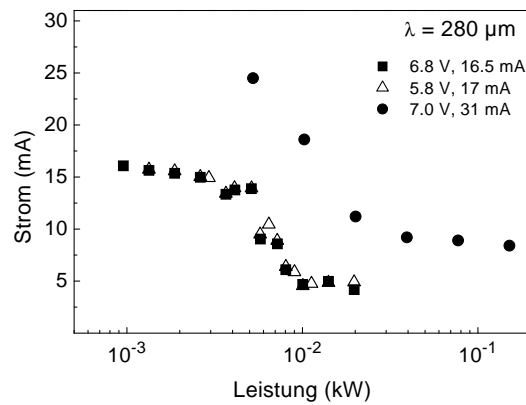


**Abbildung 8.23:** Stromunterdrückung in GaAs\* durch 1 THz FIR-Strahlung

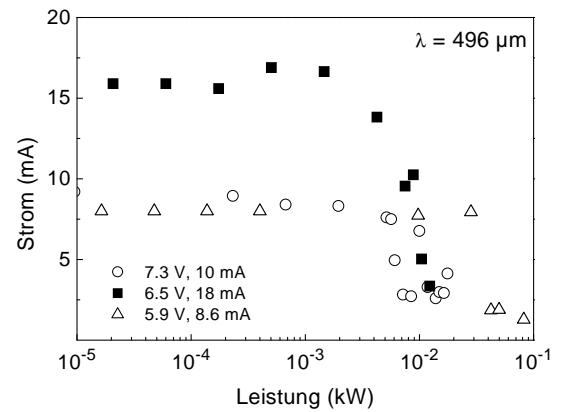
Abbildungen 8.21, 8.22, 8.23 und 8.24 zeigen die Stromunterdrückung in GaAs\* unter dem Einfluß von 1 THz FIR Strahlungspulsen. Bei dieser THz-Frequenz wurden die meisten Ergebnisse gewonnen. Die drei Messungen in 8.21 stammen von drei verschiedenen Proben. Bei den beiden Messungen mit höherem Anfangsstrom bei 16.5 mA (Kreise und Quadrate) zeigte sich eine stärkere Stromreduktion als bei der 10 mA Messung (Dreiecke). Letztere wies bei kleineren THz-Feldleistungen fast eine konstante Stromstärke auf und ging bei 10 Watt sprunghaft auf eine scheinbar sättigend unterdrückte Leitfähigkeit. Auch die durch Kreise symbolisierte Messung zeigte nach einer kontinuierlichen Reduktion der Stromstärke bei kleiner Leistung eine sprunghafte Stromunterdrückung auf einen annähernd konstant bleibenden Wert. Für die Probe in Abbildung 8.22 wurde mehrmals an verschiedenen Arbeitspunkten die Abhängigkeit der Stromstärke von der 1 THz FIR-Strahlungsleistung bestimmt. Bei einer Ausgangsstromstärke von 31 mA zeigte sich eine fast gleichmäßige und kontinuierliche Stromreduktion mit der FIR-Leistung, während bei den Ausgangsstromstärken 23 mA und 13 mA ab 5 Watt FIR-Leistung die Stromstärke rasch auf einen Sättigungswert zustrebte. Abbildungen 8.23 und 8.24 geben weitere Messungen mit sehr ähnlichem Verhalten wieder. Messungen bei gleichen Stromstärken verliefen fast identisch. Insgesamt zeigte sich bis 17 mA ein rascher Übergang, wohingegen bei höherer Stromstärke eine flachere Tendenz in der Stromreduktion zu beobachten war.

Zuletzt seien noch die Ergebnisse von Meßreihen bei 0.6 THz gezeigt. Abbildung 8.25 zeigt drei Meßreihen an den Arbeitspunkten 7.3 V (10 mA), 6.5 V (19 mA) und 5.9 V (9 mA), jeweils an unterschiedlichen Proben. Bei dieser Frequenz wurde ein größerer Bereich bei kleinen Leistungen getestet, ab 10 mW, in dem nahezu keine Veränderung in der Stromstärke registriert wurde. Die Reduktion von 90% auf 10% der Stromstärke erfolgte zwischen 6 Watt und 20 Watt.





**Abbildung 8.24:** Stromunterdrückung in  $\text{GaAs}^*$  durch 1 THz FIR-Strahlung



**Abbildung 8.25:** Stromunterdrückung in  $\text{GaAs}^*$  durch 0.6 THz FIR-Strahlung

Insgesamt ist bei Messungen an  $\text{GaAs}^*$  eine steilere Kante in der Stromreduktion zu vermerken als in  $\text{GaAs}$ , wo sich eine eher kontinuierlichere Stromerniedrigung zeigte.



## 9

# Analyse und Diskussion der Ergebnisse

## 9.1 Kennlinien

Die Kennlinien in Abschnitt 8.1 zeigten einige bemerkenswerte Charakteristika. Zunächst zeigte sich im Spannungsbereich von ca. 0.5 V, der Gunnschwelle  $U_{Gunn}$ , bis zu einer Schwellenspannung bei etwa 4.5 V eine annähernd konstante Stromstärke. Ein derartiges Verhalten ist für GaAs bekannt und ist auf den Transfer von Ladungsträgern in die Seitentäler der Energiedispersion zurückzuführen. In den Seitentälern ist die Ladungsträgerbeweglichkeit geringer als im  $\Gamma$ -Tal an der Leitungsbandunterkante. Durch diesen Mechanismus wird häufig sogar eine Reduktion der Stromstärke, d.h. ein Bereich mit negativ differentieller Leitfähigkeit (NDC), registriert. Diese NDC wurde in den vorliegenden Experimenten nicht beobachtet. Dafür dürfte eine inhomogene Ladungsträgerverteilung und die kurze Länge der Proben verantwortlich sein. Eine NDC führt in dotierten Halbleitern zu einer Ausbildung von Ladungsträgerdomänen, die durch den Kristall driften (Abschnitt 3.2). Dieser Umstand wird in GaAs-Gunn-Dioden beobachtet und zur Erzeugung von hochfrequenten Stromoszillationen bis in den hohen GHz-Bereich genutzt. Die Oszillation, oder generell die inhomogene Ladungsträgerverteilung und die damit verbundene inhomogene Feldverteilung, kann dazu führen, daß eine NDC nicht auftritt. Die GaAs-Proben hatten eine Länge von 640 nm und eine Dotierung von  $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , nach dem NL-Kriterium (Gl. 3.3) ausreichend hohe Werte um Gunn-Oszillationen zu erhalten. Jedoch zeigten die Gleichstrommessungen der Kennlinien keine Sprünge im Spannungsbereich oberhalb der Gunnschwelle, ein Signum, das im Gleichstrom zu beobachten wäre wenn eine Wechselstromkomponente aufgrund von Gunn-Oszillationen auftritt. Das kann bedeuten, daß es zu keiner Ausbildung einer Gunn-Domäne kam, möglicherweise wegen der Kürze der Driftstrecke. Die Transitzeit einer Ladungsträgerdomäne wäre vergleichbar zur  $X - \Gamma$  Zwischentalrelaxationszeit. Bei der kurzen Probenlänge kann es zudem einen

merkbaren Einfluß des *velocity overshoot* geben (siehe 3.2).

Weitaus bemerkenswerter ist das Auftreten einer Schwellenspannung, ab der ein Bereich erhöhter elektrischer Leitfähigkeit auftritt. Die Mehrzahl der Proben zeigte eine Schwellenspannung von etwa 5 V. Die Proben, deren Kennlinie eine höhere Schwellenspannung hatten, wiesen auch eine höhere Gunnschwelle auf, weshalb diese abweichenden Resultate eher als ein Artefakt der Kontakte der jeweiligen Proben zu werten sind. Die erhöhte Leitfähigkeit könnte zunächst zwei Ursachen haben: die Anzahl der Ladungsträger im Leitungsband könnte steigen und/oder die mittlere Driftgeschwindigkeit könnte sich erhöhen. Im ersten Fall wäre der Stromanstieg durch Stoßionisation und/oder Zenerntunneln von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband bedingt. Dem entgegen spricht die relativ niedrige Feldstärke (siehe 3.3). Sei angenommen, daß die Feldstärke über die gesamte Driftlänge konstant war, so setzte die Stromerhöhung bereits bei ca. 70 bis 90 kV/cm ein. Nach publizierten Arbeiten spielen Stoßionisation und Zenerdurchbruch im Bereich oberhalb 0.5 MV/cm eine bedeutende Rolle. Vor allem den Zenerdurchbruch kann man in der Diskussion hier ausklammern. Außerdem tragen Elektronen aus dem ersten Leitungsband nicht zur Stoßionisation bei [Sto94, Ong00]. Den effektivsten Beitrag sollten Ladungsträger im oberen Bereich des zweiten bzw. im dritten Leitungsband liefern, da dort die Überschußenergie ausreichend hoch ist um ein Valenzelektron in das Leitungsband zu heben. Dies setzt allerdings voraus, daß die Ladungsträger überhaupt in diese hohen Energiezustände transferiert werden können. Aus dem Experiment von Fitting [Fit96] läßt sich folgern, daß die Streuraten in den höheren Energiebändern weitaus niedriger sind als in bisherigen Rechnungen zur Stoßionisation angenommen wurde. Immerhin wurden Ladungsträgerenergien in GaAs von 11 eV über der Energielücke gemessen. Auch ist diesem Experiment zu entnehmen, daß es einen Transport im dritten Leitungsband von GaAs gibt, bei dem die Ladungsträger die Bandoberkante erreichen können. Die geringere effektive Bandmasse, ersichtlich aus der Bandstruktur, legt zusammen mit der Annahme niedriger Streuraten nahe, daß die Mobilität von Ladungsträgern in diesen höheren Bändern deutlich höher ist als in den X- und L-Tälern des ersten Leitungsbandes. Dies führt direkt auf die zweite Erklärungsmöglichkeit, nämlich, daß der Hochstrombereich auf eine erhöhte mittlere Driftgeschwindigkeit zurückzuführen ist.

Eine exakte Analyse der Kennlinien gestaltet sich schwierig. Es wäre ein Drift-Diffusions-Rechenmodell erforderlich, das den Transport und Transfer in allen Leitungsbandern berücksichtigt und auch der Stoßionisation Rechnung trägt. Dazu müßte man alle Übergangswahrscheinlichkeiten und Streuzeiten kennen. Dann könnte man die lokalen Ladungsträgerdichten und Feldstärken bestimmen. So können zunächst nur qualitative Argumente angeführt werden, um die experimentellen Ergebnisse mit dem vorgestellten Modell

zu diskutieren.

In Abschnitt (4.1) wurde ein Modell vorgeschlagen, nach dem es möglich wäre die Ladungsträger in GaAs unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes in das dritte Leitungsband zu transferieren. Dieser Zustand wurde als GaAs\* bezeichnet. Um die Stärke der Leitfähigkeitsänderung abzuschätzen sei zunächst das Maximum des zweiten Leitungsbandes betrachtet. Die effektive Bandmasse ist dort etwa  $0.1 m_e$ , also etwa 1/8 der Bandmasse im X1-Tal und etwa 1/5 der Masse im X2-Tal. Nach den Überlegungen in Abschnitt 4.1 wurde die Streuzeit in diesem Energieabschnitt 3 mal so lange angenommen wie in den X-Tälern. Demnach müßte die Beweglichkeit etwa um einen Faktor 20 höher sein als in den X-Tälern. Die Ladungsträger müssen allerdings erst einen Teil der Driftzone durchlaufen um genügend Energie aus dem elektrischen Feld aufzunehmen. Sei diese Strecke etwa 1/3 der Länge der Probe dann wäre die mittlere Driftgeschwindigkeit grob einen Faktor 7 höher, was in etwa den experimentellen Beobachtungen entspricht. Nach den Betrachtungen in Abschnitt 4.2 werden Elektronen, die den oberen Bandkantenbereich des zweiten Leitungsbandes erreichen leicht in das dritte Leitungsband transferiert. Der Verlauf der Kennlinie bei Spannungen jenseits der Schwellenspannung könnte also wesentlich durch den Transportmechanismus im dritten Leitungsband, in GaAs\*, bestimmt sein.

Ein Transportmodell für GaAs\* wurde in Abschnitt 4.4 vorgestellt. Die Breite des dritten GaAs Leitungsbandes ist 6 eV. Mit Gleichung (4.16) ergibt sich für die Proben dieser Arbeit, mit 2  $\mu\text{m}$  Durchmesser und einer Dotierung von  $8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , ein maximaler Spitzenstrom in GaAs\* von  $I_p = 26 \text{ mA}$ . Betrachtet man die Kennlinien in Abbildungen 8.4, 8.6 und 8.7, bei letzterer hatte die Probe mit 4  $\mu\text{m}$  eine um das Vierfache größere Querschnittsfläche, so wurde im Strommaximum etwa die doppelte Spitzenstromstärke  $2I_p$  gefunden. Die Kennlinie in Abbildung 8.8 dagegen hatte einen Maximalstrom von  $I_p$ . Die Lage des Strommaximums hängt nach Gleichung (4.17) von der effektiven Streuzeit in GaAs\* ab. In den Kennlinien scheint das Strommaximum bei ca. 10 V zu liegen. Bei einer Kristalllänge von 640 nm ergibt sich nach Gleichung (4.17) eine Streuzeit von 150 fs.

Die höhere Spitzenstromstärke kann auf eine Erhöhung der Ladungsträgerzahl durch Stoßionisation zurückgeführt werden. Dieser Umstand macht es auch schwieriger aus den Kennlinie die GaAs\*-Charakteristik abzulesen. Faßt man die einzelnen beobachteten Charakteristika zusammen, ergibt sich aber eine Übereinstimmung in der Festlegung der kritischen Spannung, Gleichung (4.17), auf  $U_c = 10 \text{ V}$ . Zu sehen ist dies aus folgenden Beobachtungen. In der Kennlinie in Abbildung 8.4 fächern die Äste der einzelnen Pulsmessungen bei Maximalspannungen jenseits 8 V auf. Nach dem stetig steigenden Verlauf der Kennlinie wurde  $U_c$  bis 8 V offenbar noch nicht erreicht. Bei höheren Spannungen als 8 V überstieg die Stromstärke  $I_p$ . Hier liefert die Stoßoszillation offenbar einen Beitrag zur

Stromstärke. Bei Messungen mit höheren Maximalspannungen wurde ein Maximalwert der Stromstärke erreicht, dem eine NDC zu folgen scheint. Allerdings hatte die ausschaltende Pulsflanke bei Messungen mit Maximalspannungen unterhalb 11 V unterhalb der Schwellenspannung höhere Stromwerte als die einschaltende Pulsflanke. Bei der Puls-messung, bei der die Spannung der Probe maximal etwa 11 V erreichte (Abbildung 8.5), wurde oberhalb der Schwellenspannung bei Erhöhung *und* bei Erniedrigung der Spannung die gleiche Kennlinie durchlaufen. Bei dieser Messung wurde ab 10 V ein Maximum in der Stromstärke erreicht. Unterhalb der Schwellenspannung wurden die Stromstärken bei Erniedrigung der Spannung nun substantiell höher als vor Erreichen der Schwellenspannung. In Messungen, bei denen 12 V erreicht wurden, stieg der Strom noch einmal an. Scheinbar wurde die Ladungsträgerzahl noch einmal erhöht. Bei Reduzierung der Spannung zeigte sich ein Strommaximum bei ca. 10 V. Nur in der Kennlinie in Abbildung 8.6 zeigte sich keine Hysterese oberhalb der Schwellenspannung. Die Kennlinie konnte hier zwar nur bis 10 V durchfahren werden, dem Verlauf der Kennlinie kann man aber entnehmen, daß auch hier annähernd das Strommaximum erreicht wurde. In Abbildung 8.8 verschiebt sich das Strommaximum mit Erhöhung der Spannung in der Pulsmessung von  $U_c$  ca. 9 V nach ca. 11 V. Die Verschiebung in  $U_c$  könnte bei dieser Probe auf einen Serienwiderstand in den Kontakten zurückzuführen sein. Die einzelnen Zweige in der Kennlinienmessung fächer-ten hier stark auf bevor  $I_P$  erreicht wurde. Bei dieser Messung war die Pulsdauer 40 ns, wodurch sich offensichtlich ein Zustand einstellte, bei dem nicht alle Ladungsträger in die höher leitfähigen Bänder kamen. Ein derartiger Verlauf wurde nicht nur bei Proben mit einer höheren Schwellenspannung, wie in Abbildung 8.8, gefunden. Einzelmessungen mit langen Pulsdauern, wie die Referenzpulsmessungen bei dem THz-Experiment, zeigten alle dieses Verhalten. Zusammenfassend kann aus diesen Betrachtungen auf  $U_c = 10$  V geschlossen werden.

Im Transfermodell in Kapitel 4 wurde von einer homogenen Feldstärke über die ganze Probe ausgegangen. Im Experiment dürfte das aber nicht der Fall gewesen sein. Unterhalb der Schwellenspannung sind aufgrund der NDC von GaAs nichthomogene Ladungsträgerverteilungen und Feldstärken zu erwarten. Aber beim Überschreiten der Schwellenspannung, durch den Übergang von Ladungsträgern in höhere Bänder mit einer höheren Leitfähigkeit als in den Seitentälern des ersten Leitungsbandes, sollte auch die Feldstärke in der anodenseitig verbleibenden Driftstrecke homogen werden. Der Anteil der Elektronen in höheren Bändern verursacht quasi einen ohmschen Nebenschluß, durch den Feldgradienten ausgeglichen werden. Kathodenseitig könnte dies zu einer Erhöhung der Feldstärke führen und der Transfer in die höheren Leitungsbander könnte dadurch näher an der Kathode erfolgen. Die für den Transport in GaAs\* effektiv verbleibende Driftstrecke würde damit verlängert. Ist die Driftstrecke für GaAs\* kurz, werden die Elektronen an der Anode

aufgenommen ehe sie die Bandoberkante erreichen. Die Blochoszillation macht sich nicht bemerkbar. Ist die Driftstrecke aber größer als der Zenerorbit (4.10), wird das Elektron durch die Blochoszillation auf einen Bereich innerhalb der Driftstrecke lokalisiert bis es gestreut wird und an der Anode verloren geht.

Ein Teil der Stromerhöhung im hochleitenden Zustand ist sicherlich auf Stoßionisation zurückzuführen, wie schon die Stromstärken oberhalb  $I_p$  nahelegen. Wie bereits angesprochen wurde, können die Ladungsträger in den höheren Bändern einen Beitrag zur Stoßionisation liefern. Aber da die Elektronen erst einmal die höheren Energiebänder erreichen müssen, sollte der anfängliche Stromanstieg bei der Schwellenspannung durch den Transport in höheren Energiebändern charakterisiert sein. Betrachtet man im Bereich unterhalb der Schwellenspannung den Verlauf von Zweigen in den Kennlinien bei denen die Schwellenspannung an der Probe überschritten wurde, so erkennt man, daß die Stromstärken in der ausschaltenden Pulsflanke immer oberhalb der Stromstärken der einschaltenden Pulsflanke lagen. Kurz nachdem die Probe im höherleitenden Zustand war, ist der Stromfluß also höher als vor Erreichen des höherleitenden Zustandes. Der Grad dieser Erhöhung ist dabei abhängig von der erreichten Maximalspannung in der einzelnen Pulsmessung. Unterhalb der Schwellenspannung zu niedrigen Spannungen hin nähert sich der ausschaltende Zweig der Kennlinie dem einschaltenden Zweig an. Es läßt sich folgern, daß jenseits der Schwellenspannung durch Stoßionisation die Anzahl der zum Strom beitragenden Ladungsträger erhöht wird. Beim Unterschreiten der Schwellenspannung rekombinieren die Überschußladungsträger wieder. In der Literatur findet man Angaben zur Rekombinationszeit von etwa 1 ns. Die abfallende Flanke der verwendeten Spannungspulse hatte eine Breite von etwa 10 ns. Die ausschaltende Pulsflanke zeigte in der Strom-Spannungscharakteristik unterhalb der Schwellenspannung einen steileren Abfall verglichen mit dem Anstieg in der einschaltenden Pulsflanke. Das ist der Bereich schnellster Spannungsänderung im Puls. Nahe der Gunnschwelle zeigte sich ein fast vertikaler Übergang auf die DC-Kennlinie. Dieser Übergang tritt während des langsamen Spannungsabfalls im Ausläufer des reflektierten Pulses auf. Diese Beobachtungen zeigen, daß ein Teil der Stromerhöhung auf Stoßionisation zurückzuführen ist.

Ein aus dem Valenzband ionisiertes Elektron ist nach dem Stoß im ersten Leitungsband und befindet sich mit größter Wahrscheinlichkeit nahe der Bandunterkante. Das stoßende Elektron kann nach dem Stoß im ersten oder in einem höheren Leitungsband sein. Es hängt nun von der verbleibenden Driftstrecke ab, ob diese Elektronen ausreichend Energie aus dem Feld aufnehmen können, um in die höheren Energiebänder zu gelangen und möglicherweise zu einer weiteren Stoßionisation führen können. Vielleicht ist das der Unterschied in der Hysterese in Abbildung 8.4 unterhalb und oberhalb der 11 V Messung.

Auch Copeland [Cop66] fand in gepulsten Messungen mit 100 ns Pulsen ein Schalten in GaAs-Kennlinien, das aber auf einen Lawinendurchbruch durch Stoßionisation zurückgeführt wurde. Die dort verwendeten Probendicken waren um eine bis zwei Größenordnungen höher als hier und zeigten im Gegensatz zu der vorliegenden Arbeit eine Durchbruchspannung, die irgendwo im Bereich  $1.5 U_{Gunn}$  bis zu einer Größenordnung höher liegen konnte. Das Schalten erfolgte immer auf einen Strom-Spannungspunkt bei  $1.5 U_{Gunn}$ . Gelmont und Shur [Gel73] lieferten eine Theorie zur Beschreibung derart S-förmiger Kennlinien durch Stoßionisation tiefer Störstellen im Hochfeldbereich von Gunn-Domänen in GaAs. Das Schaltverhalten in den hier vorliegenden Messungen zeigte zwar einen leicht S-förmigen Ansatz, die Spannung über der Probe brach aber, im Gegensatz zu Copelands Messungen, nicht mit einer sprunghaften Erhöhung der Leitfähigkeit zusammen. Es zeigte sich vielmehr ein kontinuierlicher Stromanstieg mit steigender Spannung. Der Grund dafür liegt wohl in der Probenlänge. Copelands Proben waren ausreichend lange um zum Avalanche-Effekt, dem Lawinen-Durchbruch, zu führen, die Primär- und Sekundärelektronen konnten also wieder und wieder zur Stoßionisation gebracht werden.

Durch die Blochoszillation und die damit verbundene Lokalisierung würde die Leitfähigkeit abnehmen, die Impedanz der Probe also zunehmen. Nach dem Meßprinzip sollte sich in der Pulsmessung entsprechend der Reflexionskoeffizient erhöhen, was zu einem Anstieg der Spannung an der Probe führt. Im Gegensatz dazu würde bei einer Erhöhung der Leitfähigkeit, die nur auf einer Erhöhung der Ladungsträgerzahl beruht, die Impedanz der Probe sinken und zu einem geringeren Spannungsabfall an der Probe führen. In den Experimenten zeigte sich aber eine stetige Erhöhung der Spannung nach Überschreiten der Schwellenspannung, von einer leichten S-förmigen Einsatzcharakteristik abgesehen. Bei hohen Spannungen sättigte oder sank die Stromstärke bei gleichzeitig steigender Spannung. Selbst bei Anregung mit Spannungspulsen einer Amplitude, die zunächst nur zu einer Spannung wenig oberhalb der Schwellenspannung führte, wurde ein derartiges Verhalten in der Strom-Spannungscharakteristik bei langen Pulsdauern gesehen. In Abbildung 8.2 wurde die Veränderung der Kennlinie mit Verlängerung der Pulsdauer gezeigt. Sobald der zur Probe geschickte Spannungspuls eine konstante Maximalspannung über mehrere ns Dauer erreichte, stieg die Spannung an der Probe weiter an und der Strom durchlief ein Maximum und verringerte sich wieder. Im Bild der Blochoszillation wird eine solche Stromreduktion vorausgesagt. Wäre dagegen der Stromanstieg bei der Schwellenspannung durch Stoßionisation nur durch eine Erhöhung der Ladungsträgerzahl bedingt, der Transportmechanismus aber unverändert, müßte sich die Leitfähigkeit durch die ständig steigende Ladungsträgerzahl erhöhen und entsprechen die Spannung über der Probe verringern.



Im Modell von GaAs\* kann man weiter argumentieren, daß bereits kurz vor Erreichen von  $U_c$  der Ladungsträgerschwerpunkt aller Elektronen höher in das dritte GaAs-Leitungsband verschoben ist. Betrachtet man die Bandstruktur, könnte man intuitiv erwarten, daß zur Mitte des dritten Leitungsbandes hin die Wahrscheinlichkeit für eine Stoßionisation sinkt, da die möglichen Endzustände nach Streuung die Wahl eines geeigneten Streupartners einengt. Die mittlere Ladungsträgerdichte würde wieder etwas abnehmen. Bei einer Verlängerung des Spannungspulses auf 60 ns (Abbildung 8.2) zeigte sich eine Stromerhöhung in der gesamten ausschaltenden Pulsflanke. Im Bild der Blochoszillation in GaAs\* würde dies bedeuten, daß das einzelne Elektron wiederholt die Bandunterkante erreicht, die Verweildauer der Elektronen in dem für die Stoßionisation energetisch günstigen Bereichen also lange genug ist und vielleicht auch die verbleibende Driftstrecke ausreichend lange ist um zu einer effektiveren Ladungsträgervervielfachung durch Stoßionisation zu führen. Man kann also den Schluß ziehen, daß die Form der Kennlinie mit einem Maximum der Stromstärke und einer NDC jenseits der Schwellenspannung auf Blochoszillation in GaAs\* beruht. Erst der starke Stromanstieg bei langen Pulsdauern oder kurzen Pulsdauern und hohen Spannungen ( $>12$  V) führt zum Avalanche-Effekt.

Nach dem vereinfachten Rechenmodell zum Transfer der Ladungsträger in Abschnitt 4.2 kann man die zum Erreichen des dritten GaAs-Leitungsbandes erforderliche Driftstrecke in Abhängigkeit der, homogenen, Feldstärke abschätzen. Ein Vergleich der Verbleibenden Driftstrecke in GaAs\* mit dem Zenerorbit (4.10) mit steigender Probenspannung liefert, daß ab einer Spannung von 9 V über dem GaAs-Kristall die Elektronen eine vollständige Periode der Blochoszillation durchlaufen können. Bei 10 V sollte nach obiger Diskussion der Kennlinien  $\omega_B \tau = 1$  erreicht sein, die charakteristische Intrabandrelaxationszeit liegt also bei 150 fs. Die Ladungsträgerdichte in GaAs\* kann nach obigen Aussagen die doppelte Dotierladungsträgerzahl  $n_d$  erreichen, es kann aber auch nur ein Teil von  $n_d$  zum Transport beitragen, je nach den spezifischen Bedingungen der Messung.

Das Modell für GaAs\* kann soweit offenbar gut zur Beschreibung des in den Kennlinienmessungen beobachteten höher leitfähigem Zustand dienen. Die tiefere Konsequenz des Modells wäre ein Auftreten von Blochoszillationen in GaAs. Abschließend seien nun die THz-Messungen diskutiert, die einen ersten Aufschluß darüber geben sollen, ob die Dynamik in GaAs\* auf Blochoszillationen zurückführbar sind.

## 9.2 THz-Feld induzierte Stromänderung

Ziel dieser Experimente war es, aus dem Einfluß von THz-Strahlung auf die Leitfähigkeitszustände der GaAs-Kristalle Informationen über die Validität der zugrunde gelegten

Modellvorstellung zu erhalten. Im Modell wurde die Theorie der Blochoszillation herangezogen und damit die Frage nach dem Auftreten dieses Effektes in GaAs aufgeworfen. Speziell für den angeregten Zustand von GaAs,  $\text{GaAs}^*$ , wurde das Auftreten von Blochoszillation in Aussicht gestellt. Nach der Diskussion der Kennlinien ist ab einer Vorspannung von ca. 10 V ein Auftreten von Blochoszillationen möglich. Da es aber bereits bei 12 V zum elektrischen Durchbruch kam, ist dieser Spannungsbereich für eine Untersuchung mit einem zusätzlichen Wechselfeld nur bedingt geeignet. Im Experiment zeigte sich dies auch. Schon bei moderaten Leistungen des THz-Feldes in diesem Hochfeldbereich wurden bei ersten Versuchen die Proben zerstört. Die Theorie liefert aber, wie in Kapitel 6 erläutert, auch unterhalb  $U_c$ , bei  $\omega_B \tau < 1$ , eine charakteristische Unterdrückung der Stromstärke mit steigender Leistung des Wechselfeldes. Die Experimente an  $\text{GaAs}^*$  wurden deshalb bei Spannungen nur wenig oberhalb der Schwellenspannung durchgeführt, zwischen 5.5 V und 7 V. Aber auch an GaAs im Grundzustand, bei Spannungen unterhalb der Schwellenspannung, wurde das THz-Experiment durchgeführt und lieferte wie bereits in Kapitel 7 gezeigt, eine Reduktion der Stromstärke mit steigender Leistung der FIR-Strahlung. Dieses Experiment ist in doppeltem Sinne von Bedeutung. Zum einen sollte ein Vergleich mit den Messungen an  $\text{GaAs}^*$  Auskunft darüber geben, ob die beobachtete Reduktion der Leitfähigkeit in  $\text{GaAs}^*$  gemäß dem Modell erfolgte oder eine Folge einer unterdrückten Leitfähigkeit in GaAs war, wodurch die „Pumprate“ in die höheren Bänder verringert würde. Zum anderen wurde das Modell erweitert, um auf eine kompliziertere Bandstruktur, wie dem ersten GaAs-Leitungsband, angewendet zu werden. Dieser Ansatz wurde meines Wissens früher nie verfolgt. Wie bereits gezeigt wurde, kann die  $v(F)$ -Charakteristik von GaAs durch das Modell annähern wiedergegeben werden. Das THz-Experiment kann auch hier einen Zugang liefern, um die Validität der Modellvorstellung zu überprüfen.

In der zur Messung zur Verfügung stehenden Strahlzeit am Laser konnte noch nicht eine absolute Leistungsbestimmung der in die Probe eingekoppelten FIR-Leistung erreicht werden. Wie in diesem Kapitel jedoch gezeigt wird, lieferte das Experiment bereits überzeugende Hinweise auf die Anwendbarkeit der Modell-theoretischen Überlegungen. Die Problematik in der Leistungsbestimmung hatte mehrere Gründe, die hier kurz beschrieben werden sollen, um klar zu machen, wie die Ergebnisse interpretiert werden können. Zunächst einmal konnte der am Referenzdetektor registrierte FIR-Puls nicht zur Leistungsreferenz der Micropulse herangezogen werden. Testmessungen mit gleichen Detektoren am Probenort und der Referenzdetektion wiesen eine unterschiedliche Struktur der Makropulse auf. Die Modenkomposition der FIR-Strahlung war also an beiden Orten unterschiedlich. Die Mikropulsstruktur im FIR-Puls ist nicht absolut reproduzierbar. Bei der Auswertung wurde zunächst die jeweils stärkste Stromunterdrückung registriert. Um die

Fehler durch Schwankungen in der Leistung der FIR-Micropulse klein zu halten, wurden bei nominal gleicher Laser-Leistung mehrere Messungen gemacht. In der Regel wurden bei jeder eingestellten FIR-Leistung drei Messungen durchgeführt und durch Mittelung die zugehörige Stromstärke ermittelt. Neben der quantitativ unsicheren Leistung einzelner FIR-Micropulse war auch der Einkopplungsfaktor der Leistung in die Probe nicht bekannt. Der Einkopplungsgrad hängt je nach Wellenlänge von der Impedanz der Probe, der Impedanz der Antenne und die Strahlfokussierung auf die Antenne ab. Frühere Arbeiten an Halbleiterübergittern mit den gleichen Antennen ergaben Einkoppelfaktoren von einigen Prozent.

Zur Bestimmung der Leistungsabhängigkeit der Leitfähigkeit einer Probe konnte zunächst nur der Attenuationsgrad der FIR-Strahlung herangezogen werden. Das legte die relative Leistung  $P/P_0$  fest. Die bei jeder Meßreihe maximal einkoppelbare Leistung  $P_0$  wurde durch den Vergleich der Meßwerte mit der Theorie abgeschätzt. Die aus dem Vergleich mit der Theorie ermittelten  $P_0$  lagen innerhalb der vom Laser zur Verfügung stehenden Leistung. Dabei mußte der zeitlichen Auflösung der Meßanordnung Rechnung getragen werden. In der Messung der Stromänderung durch einen FIR-Mikropuls aus den Signalspitzen im transmittierten Spannungspuls zeigte sich eine Limitierung auf diese Zeitauflösung, die reale Stromänderung im Kristall war scheinbar schneller. Es wird hier angenommen, daß die Stromänderung der Leistungsänderung im FIR-Mikropuls instantan folgte. Nach Angaben der Betreiber des verwendeten Lasersystems zeigten frühere zeitaufgelöste Messungen, daß die Micropulse eine Breite von weniger als 0.7 ns haben. Hier wurde mit einer Leistungsüberhöhung im Mikropulsmaximum entsprechend einer 0.6 ns Pulsbreite und eines 8 ns Pulsabstandes gerechnet.

Die intrinsische Abhängigkeit der Stromstärke vom Modulationsgrad (6.4) des THz-Feldes ergibt sich theoretisch nach Gleichung (6.13). Die Strahlungsintensität in der Probe ergibt sich aus dem Betrag des Poynting-Vektors. Damit läßt sich die elektrische Feldamplitude  $F_\omega$  der THz-Strahlung in der Probe aus der in die Probe eingekoppelten Leistung  $P$  bestimmen,

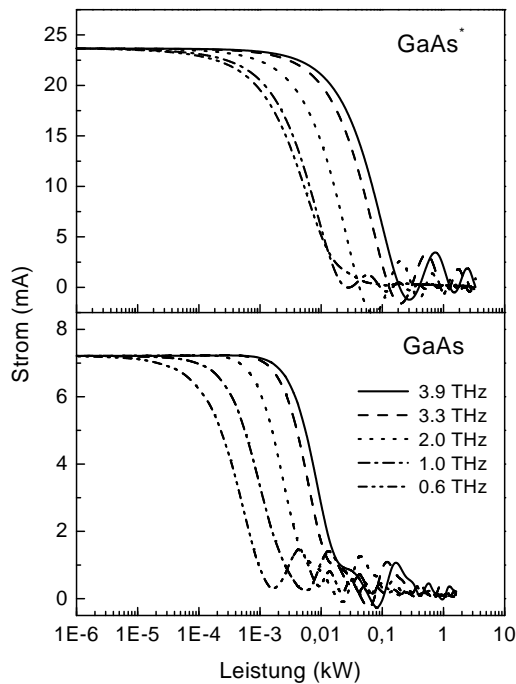
$$F_\omega^2 = 2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon \epsilon_0}} \cdot \frac{P}{A}, \quad (9.1)$$

wobei  $\epsilon = 13$  die Dielektrizitätszahl von GaAs und  $A$  die Querschnittsfläche der Probe ist. Mit Gleichungen (9.1), (6.4) und (6.13) findet man die theoretische Abhängigkeit des Gleichstromes von der Leistung des THz-Feldes. Um nun die experimentellen Ergebnisse mit begrenzter Zeitauflösung mit der Theorie zu vergleichen, wurde ein Gauß-förmiger FIR-Puls mit 0.7 ns Halbwertsbreite angenommen und der Strom als Funktion der Zeit daraus bestimmt. Die Übertragungsfunktion  $h(t - \tau)$  der Meßanordnung wurde durch eine Gauß-Normalverteilungsfunktion mit einer 1.2 ns Halbwertsbreite angesetzt. Das meßbare

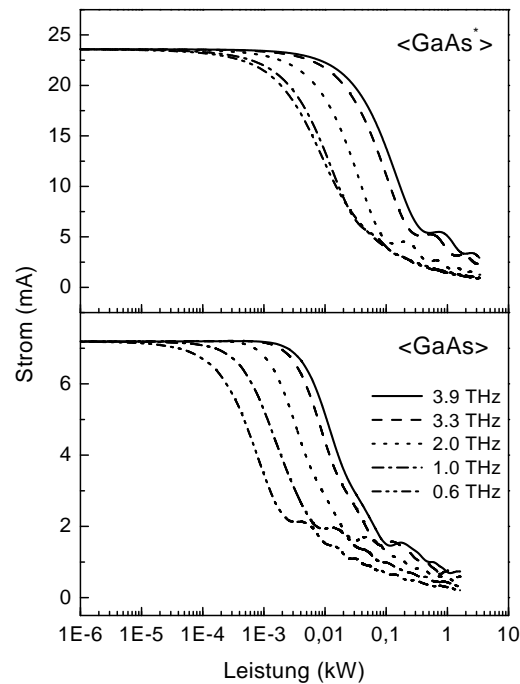
Stromsignal ergibt sich dann aus dem Faltungsprodukt

$$I_{mess}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{theo}(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau. \quad (9.2)$$

Für die Gauß-Funktion genügt es die Integrationsgrenzen jeweils auf die dreifache Halbwertsbreite der Übertragungsfunktion zu setzen. Da im Experiment nur die maximale Stromreduktion im FIR-Puls festgehalten wurde genügt es die Stromstärke im Pulsmaximum  $P_0 = P(t = 0)$  zu bestimmen. Abbildung 9.1 zeigt das Ergebnis einer Rechnung



**Abbildung 9.1:** Abhängigkeit der Stromstärke von der THz-Leistung nach der Theorie bei den FIR-Frequenzen 3.9 THz, 3.3 THz, 2 THz, 1.1 THz und 0.6 THz. Der Arbeitspunkt wurde im Grundzustand (unten) zu 1 V (16 kV/cm) und für GaAs\* zu 6.4 V (100 kV/cm) gewählt.



**Abbildung 9.2:** Die theoretische Abhängigkeit aus 9.1 durch 0.6 ns breite Strahlungspulse wie sie sich bei einer Bandbreiten-begrenzten Messung mit 1.0 ns Zeitauflösung zeigen würde.

nach Gleichung (6.13) für die Änderung der Stromstärke mit steigendem  $P_0$  in GaAs\* bei einem Vorspannungspunkt von 6.4 V und in GaAs bei 1 V. Die Abbildung 9.2 zeigt die zugehörige Stromänderung, wie sie wegen der Bandbreiten-begrenzten Messung im Experiment nach (9.2) zu erwarten wäre. Der Theorie nach wird die Stromstärke in GaAs schon schon bei um eine Größenordnungen kleinerer Leistung unterdrückt als in GaAs\*. Auch zeigt sich eine stärkere Frequenzabhängigkeit. Die mangelnde Zeitauflösung in der Messung maskiert die Verhältnisse bei starker Stromreduktion, insbesondere eine vollstän-

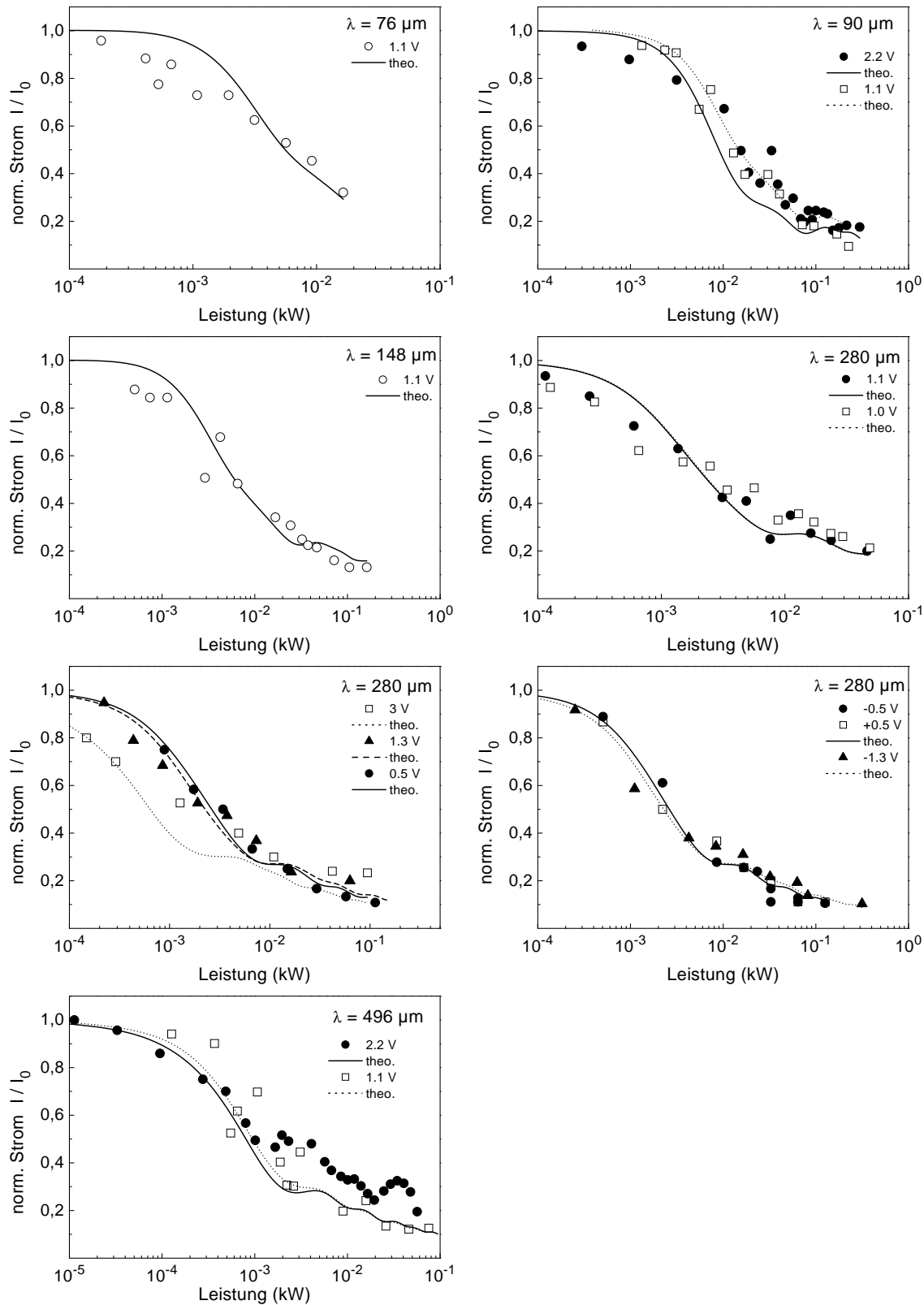
dige Unterdrückung oder gar eine Umkehrung der Stromrichtung können nicht gefunden werden.

Wie bereits erwähnt, überstanden nur wenige Proben die Messung einer THz-Leistungsabhängigkeit der Stromstärke. Nur an fünf Proben konnte die Meßreihe an GaAs und an GaAs\* bei der gleichen THz-Frequenz durchgeführt werden. Eine Abschätzung, ob die Leistungsskala aus der Theorie tendenziell den experimentellen Bedingungen entspricht kann aus der differentiellen Widerstandsänderung  $Z = \partial U / \partial I$  am Arbeitspunkt dieser Messungen gewonnen werden. Der Imaginärteil der Probenimpedanz sei bei gleicher Frequenz an beiden Arbeitspunkten gleich. Durch den Impedanzunterschied zwischen Antenne und Kristallprobe wird ein Teil der THz-Leistung an der Probe reflektiert und nur ein Teil der Leistung in die Probe eingebracht und absorbiert. Eine Impedanz von 130 Ohm der Antenne angenommen [Win99] läßt sich ein Reflexionsgrad bestimmen. Nach Vergleich der beiden Arbeitspunkte gemäß dieser vereinfachten Bilanz wäre der Reflexionsgrad bei den Messungen im Grundzustand deutlich höher als im angeregten Zustand. Tendenziell deckt sich dieses Resultat mit den aus dem Vergleich der Messungen mit der Theorie folgenden unterschiedlichen Einkopplungsgraden.

### Grundzustand

In Abbildung 9.3 werden die Ergebnisse aus der Messung der Stromreduktion im Grundzustand des GaAs mit der theoretisch nach Gleichungen (6.18) und (9.2) zu erwartenden Abhängigkeit der Stromstärke von der Leistung des THz-Feldes verglichen. In der Rechnung wurde eine homogene Feldstärke über die ganze Probe angenommen. Die Summation in Gleichung (6.18) erfolgt über die Beiträge der 10 Bandkomponenten aus der Fourierentwicklung des ersten GaAs Leitungsbandes Gl. (5.1) mit den Parametern aus Tabellen 5.1 für die halbe Bandbreite und 6.1, erste Zeile, für die Streuzeit der Einzelkomponenten. Gezeigt wird die normierte Stromstärke  $I(P)/I(0)$  aufgetragen gegen  $\log P$ . Diese Normierte Auftragung erlaubt einen besseren Vergleich, da die Stromstärke der Proben in den verschiedenen Arbeitspunkten nicht immer gleich war und die Theorie höhere Stromstärken liefern würde. Für die Berechnung der Stromstärke im Modell wurde eine homogene Feld- und Ladungsträgerverteilung angenommen, was idealisierte Bedingungen darstellt. Unter realen Bedingungen führen Spannungen oberhalb  $U_{Gunn}$  zu einer inhomogenen Ladungsträgerverteilung. Auch die Kürze der Proben bleibt unberücksichtigt.

Der Theorie nach kann der Einfluß des Wechselfeldes als eine Verschmälerung der Energiebänder interpretiert werden [Hol92]. Ein nicht-sinusförmiges Band kann unter dem Einfluß eines THz-Feldes nicht vollständig kollabieren, da die Besselfunktion  $J_0(zeaF/\omega)$

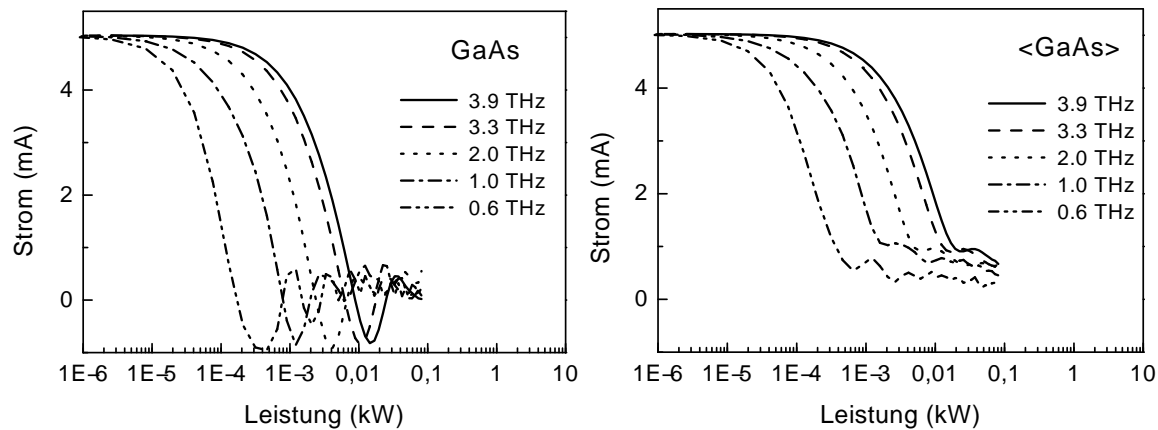


**Abbildung 9.3:** Vergleich der experimentell gefundenen Stromreduktion in GaAs durch THz-Strahlung mit der Theorie mit den Streuzeiten nach Tabelle 6.1, erste Zeile, unter Berücksichtigung der Bandbreite im Experiment. Zum besseren Vergleich mit der Theorie wurden die Stromstärken normiert auf ihren Wert ohne angelegtes THz-Feld.

nicht simultan für alle  $z$  Null werden kann [Zha94]. Im Strom können trotzdem Nullstellen auftreten (Abbildung 9.1 unten), da einige der  $z$ -Komponente negative Beiträge zur Driftgeschwindigkeit liefern. Insbesondere unter der Annahme individueller  $\tau_z$  kann dies nach der Theorie zu einer Umkehr der Driftrichtung führen. Weil im Experiment die THz-Mikropulse kürzer waren als die zeitliche Auflösungsgrenze der Meßung, konnte dieser Effekt aber experimentell nicht zugänglich sein (Abbildung 9.2, unten).

In der Fourierzerlegung des ersten GaAs-Leitungsbandes müßten die Komponenten mit der kürzesten Periode im  $k$ -Raum, also höherer Ordnung  $z$ , mit steigender FIR-Leistung (Gleichung (6.15)) und sinkender Frequenz des THz-Feldes wegen des höheren Modulationsgrades  $\mu = zaeF_\omega/(\hbar\omega)$  am schnellsten unterdrückt werden. Diese Komponenten bilden das  $\Gamma$ -Tal des Leitungsbandes, also den Teil höchster Ladungsträgermobilität. Die kleineren  $z$ , insbesondere  $z = 1$  formen im Wesentlichen das  $X$ -Tal der Bandstruktur. Diese Tendenz ist in den Messungen zu erkennen. Ein bei kleineren THz-Feldleistungen steiler Abfall der Stromstärke wird gefolgt von einer flacheren Änderung der Stromstärke zu höheren Leistungen des THz-Feldes hin. Insgesamt ist in den Messungen der erste stärkere Stromabfall offensichtlich flacher als es die Theorie liefert. Die gute Übereinstimmung von Messung und Theorie zeigt, daß das hier vorgestellte Modell für GaAs erfolgreich den Einfluß eines THz-Feldes auf die Leitfähigkeit von GaAs beschreiben kann, wenngleich durch die begrenzte Zeitauflösung die nach der Theorie auftretenden charakteristischen Strukturen in der Leistungsabhängigkeit der Stromstärke im vorliegenden Experiment nur stark ausgewaschen auftreten.

Eine bessere Zeitauflösung könnte möglicherweise eine experimentelle Bestimmung der  $\tau_z$  zulassen. Zum Vergleich sei in Abbildung 9.4 die theoretische Stromreduktion nach Wahl der Streuparameter aus Tabelle 6.1, zweite Zeile, ohne und mit Einfluß der Bandbreite gezeigt. Bei diesen Parametern wäre also eine etwas andere Charakteristik zu erhalten als nach den  $\tau_z$  aus Tabelle 6.1, erste Zeile (Abbildung 9.1, unten). Wie in Abbildung 9.5 gezeigt, läßt sich auch unter dieser Parametrisierung eine Anpassung der theoretisch ermittelten und experimentell gefundenen Werte erreichen, wenn die Zeitauflösung des Experiments berücksichtigt wird.



**Abbildung 9.4:** Die theoretische Abhängigkeit Stromstärke von der THz-Leistung (links) mit dem Parametersatz Streuzeiten aus Tabelle 6.1, zweite Zeile, und wie sie sich bei einer Bandbreiten-begrenzten Messung mit 1.0 ns Zeitauflösung zeigen würde (rechts).

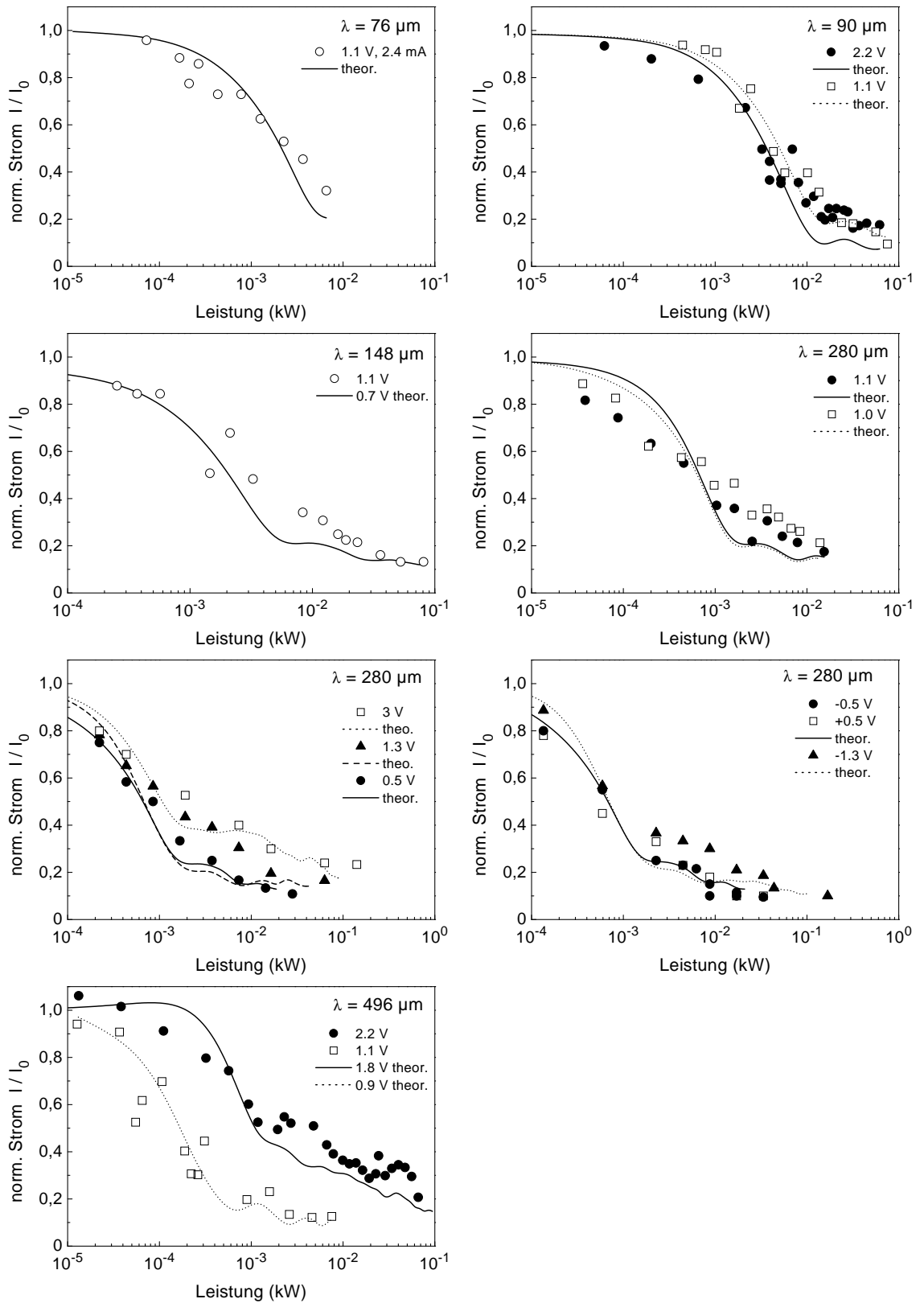
### Angeregter Zustand

Abbildung 9.6 zeigt die Ergebnisse der Stromreduktion in GaAs\* im Vergleich mit der Theorie. Dabei wurde eine charakteristische Streuzeit von 150 fs angenommen und die Zeitauflösung im Experiment berücksichtigt. Auch in GaAs\* zeigt sich eine deutliche Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. In einigen Messungen konnte die Stromstärke durch das THz-Feld fast vollständig unterdrückt werden. Eine solche Beobachtung dieses theoretisch vorhergesagten Effektes der Bandunterdrückung [Hol92,Dun86, Zha94, Ign93] wurde schon kürzlich an Halbleiterübergittern gefunden [Win97]. In der vorliegenden Arbeit wird dies nun auch für einen natürlichen Halbleiterkristall gezeigt.

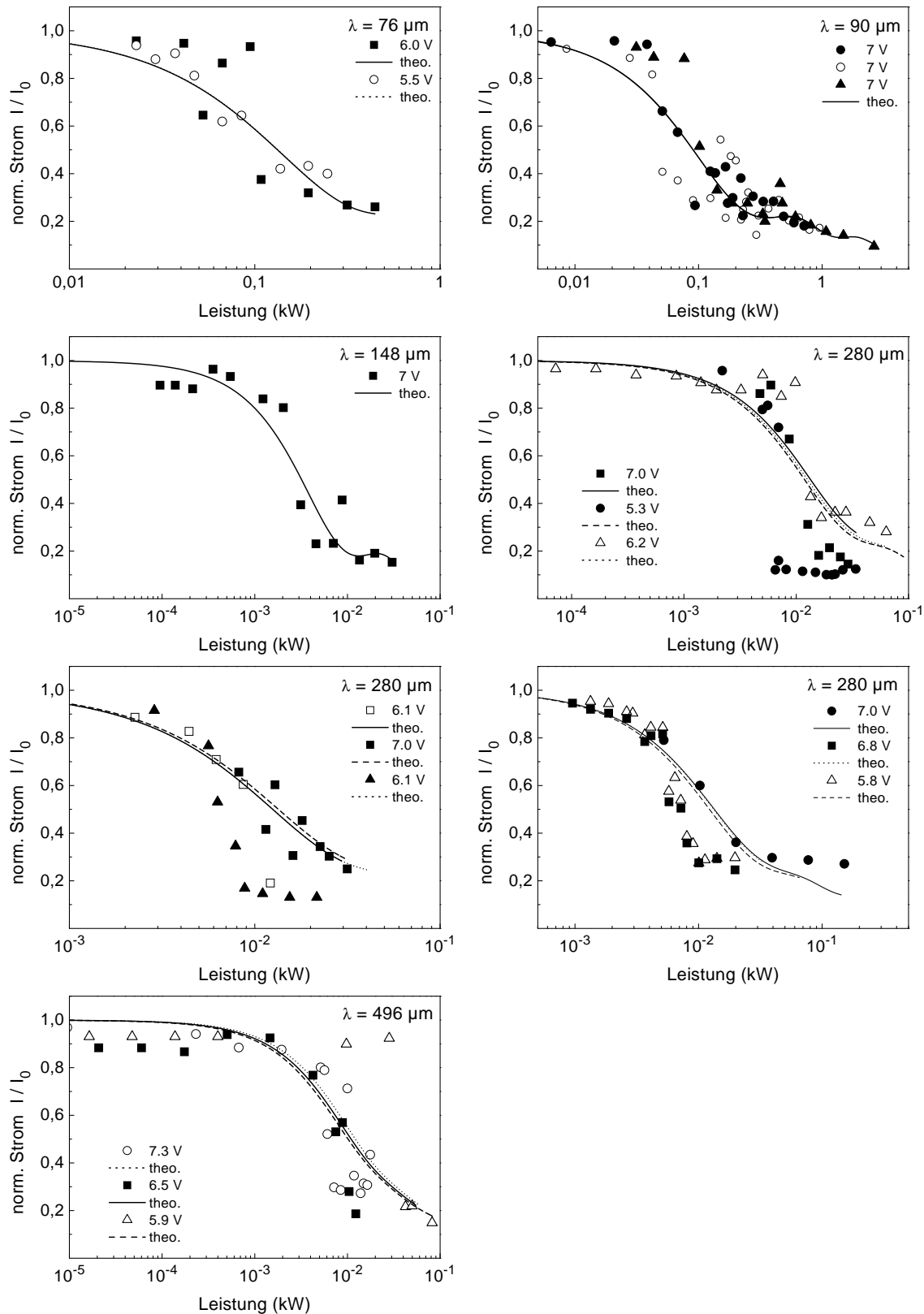
Wie aus den Daten in Abbildung 9.6 ersichtlich, wurde die Stromstärke kontinuierlich mit steigender Laserleistung reduziert.

Einige Meßreihen zeigten einen sprunghafteren Übergang in der Stromreduktion. Zudem ist eine stärkere Streuung der Meßwerte als im Grundzustand zu sehen. Der Grund dafür dürfte darin zu suchen sein, daß die Anregung in des GaAs\* offenbar über eine Instabilität erfolgte (siehe Diskussion der Kennlinien). Es wurde möglicherweise nicht bei jeder Messung der gleiche stromführende Zustand präpariert. Es ist aber auch nicht auszuschließen, daß, vor allem bei Meßreihen mit kleinem Anfangsstrom (10 mA) unter dem Einfluß des THz-Feldes die Generation des GaAs\* zusammenbricht. Sind die hier ermittelten Leistungsskalen aber richtig, dann zeigt der Vergleich mit der Stromunterdrückung im Grundzustand, daß das „Zusammenbrechen“ der Stromstärke nicht mit der Reduktion des Stromes im Grundzustand zusammenfällt, die Unterdrückung im Grundzustand also nicht unmittelbar für ein Zusammenbrechen des Ladungsträgertransfers in höhere Bänder verantwortlich gemacht werden können. Da die starke Reduktion der Stromstärke in einem FIR-Mikropuls in der Messung deutlich die begrenzte Zeitauflösung im Experiment





**Abbildung 9.5:** Vergleich der experimentell gefundenen Stromreduktion in GaAs durch THz-Strahlung mit der Theorie mit den Streuzeiten nach Tabelle 6.1, zweite Zeile, unter Berücksichtigung der Bandbreite im Experiment. Zum besseren Vergleich mit der Theorie wurden die Stromstärken normiert auf ihren Wert ohne angelegtes THz-Feld.



**Abbildung 9.6:** Vergleich der experimentell gefundenen Stromreduktion in GaAs\* durch THz-Strahlung mit der Theorie unter Berücksichtigung der Bandbreite im Experiment. Zum besseren Vergleich mit der Theorie wurden die Stromstärken normiert auf den jeweiligen Wert ohne angelegtes THz-Feld.

wiederspiegelte, folgte die Stromreduktion offenbar instantan der FIR-Leistung. Dies ist auch ein Argument für einen schwachen Einfluß der Stoßionisation auf die Meßung. Denn die Rekombinationszeit durch Stoßionisation erzeugter Elektron-Loch Paare würde bei Ausschalten der Ionisation durch die Unterdrückung des Grundzustandes eine langsamere Relaxation der Stromstärke implizieren.

Der angeregte Zustand des GaAs blieb offensichtlich auch unter THz-Bestrahlung erhalten. Dies ist ein Hinweis auf eine längere Lebensdauer in hochenergetischen Zuständen. Wie auch schon vorher für den Fall ohne THz-Feld argumentiert [Mul84], führt eine Lokalisierung der Elektronen möglicherweise zu Auswahlregeln der erlaubten Streuvorgänge. Bei der Analyse der Ergebnisse wurde die Stromunterdrückung auch mit einer leistungsabhängigen Streuzeit berechnet. Dabei wurde angenommen, daß sich durch die Lokalisation der Ladungsträger, respektive der Unterdrückung des Quasienergiebands, die Streuzeit, umgekehrt proportional zu der Besselfunktion  $J_0(eaF_\omega/\omega)$  verlängert. Die theoretische Stromreduktion zeigte dann einen steileren Übergang zum ersten Minimum. Unter Berücksichtigung der Bandbreite bei der Gewinnung der Daten und der bei diesem ersten Experiment noch unsicheren Leistungsbestimmung, konnten aber keine Charakteristika gefunden werden, die eine derartige Verlängerung der Streuzeit im Vergleich zur Rechnung mit festem  $\tau$  rechtfertigen würden. Es wurde auch, unter beiden Annahmen für die Streuzeit, der Einfluß der Lastgeraden im Experiment theoretisch nachgebildet. Auch hier zeigten sich im Vergleich zur Meßgenauigkeit nur marginale Änderungen im Verlauf der Stromreduktion.

Die THz-Experimente lieferten insgesamt starke Hinweise auf die Anwendbarkeit der modell-theoretischen Beschreibung des GaAs\* auf den beobachteten erhöhten Leitfähigkeitszustand in GaAs. Die Dynamik kann demnach auf Blochoszillation der Ladungsträger zurückgeführt werden. Neben dem Effekt der Bandverschmälerung durch ein THz-Feld, durch den das vorliegende Experiment gedeutet wird, könnte dann das Auftreten einer Reihe weiterer nicht-klassischer Effekte in GaAs erwartet werden. So wurde unter dem Einfluß eines THz-Feldes auf ein Blochband eine Verstärkung durch resonante Emission der Blochelektronen vorhergesagt [Kti72, Ign93, Ren98]. Durch Absorption von Photonen wurde auch eine Umkehr der Drift von Blochelektronen vorhergesagt [Ign76, Ign95]. Sogar das Auftreten von Shapirostufen-artigen Strukturen in der Kennlinie wurden theoretisch [Ign93, Ign95] und an Halbleiterübergittern experimentell [Can00] gefunden. Ein weiterer zu suchender Effekt wäre das Auftreten einer fraktionalen Wannier-Stark-Leiter [Zha95].



## 10

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde experimentell ein höherleitender Zustand des GaAs untersucht. Das Auftreten dieses Zustands wurde mit einem Transport der Elektronen in einem höheren Leitungsband des GaAs interpretiert. Der Kristall in diesem Zustand wurde als angeregtes GaAs (GaAs\*) bezeichnet. GaAs\* wurde mit elektrischen Pulsen erzeugt. Es entstand für Spannungspulse oberhalb einer Schwellenspannung. Zur Bestimmung der Strom-Spannungskennlinien wurde für einen einlaufenden Puls der reflektierte und der transmittierte Puls gemessen. Die Probe bestand aus n-GaAs, hatte einen Durchmesser von  $2\text{ }\mu\text{m}$  und eine Länge von  $640\text{ nm}$ . Der Übergang vom nicht-angeregten zum angeregten Zustand wies Hysterese-Effekte auf, wobei die Strom-Spannungs-Kennlinien bei der Schwellenspannung S-förmig waren. Die Strom-Spannungs-Kennlinie zeigte in GaAs\* ein Erreichen einer Sättigungsstromstärke und deutete an, daß die Leitfähigkeit mit zunehmender Spannung abnahm. Anlegen eines THz-Feldes führte zu einer Reduktion der Leitfähigkeit. Eine Analyse der Strom-Spannungs-Kennlinie deutet darauf hin, daß GaAs\* in Form von Stromfilamenten erzeugt wurde und daß die Leitfähigkeit durch Blochoszillationen beeinflusst wurde.

Auf einem n-GaAs-Substrat wurde mittels Molekularstrahlepitaxie eine Schicht n-GaAs gewachsen (Schichtdicke  $640\text{ nm}$ , Si-Dotierung  $8 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ ). Die Schicht wurde photolithographisch prozessiert und durch reaktives Ionenätzen zu Mesaelementen mit Durchmessern von  $2\text{ }\mu\text{m}$  strukturiert. Ein Mesaelement wurde in eine koaxiale  $50\text{ Ohm}$  Reflexions-Transmissionslinie eingebaut. Das Meßprinzip bestand darin, daß das Mesa eine Diskontinuität in der Impedanz der Übertragungsline darstellte. Die Übertragungsline bestand aus einer  $10\text{ m}$  langen Zuleitung und einer  $1\text{ m}$  langen, reflexionsfrei abgeschlossenen Transmissionsleitung. Zur Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinie wurden Spannungspulse von einer Breite von  $20\text{ ns}$  eingesetzt. Die Pulse wurden im Einzelschuß über die Übertragungsleitung zur Probe geschickt. Ein einlaufender Spannungspuls wurde

an der Probe teilweise reflektiert und teilweise durch die Probe transmittiert. An den Enden der Übertragungsleitungen wurden jeweils der einlaufende und reflektierte bzw. der transmittierte elektrische Puls zeitaufgelöst gemessen. Aus der Reflexion konnte der zeitliche Verlauf der an der Probe anliegenden Spannung, aus der Transmission der durch die Probe fließende Strom bestimmt werden. Das Experiment wurde mit Pulsen verschiedener Spannungshöhe durchgeführt.

Die Strom-Spannungs-Kennlinie wies eine Schwellenspannung auf, die die Kennlinie in einen Bereich niedriger und einem Bereich erhöhter Leitfähigkeit unterteilte. Im niedrig leitenden Bereich stieg der Strom mit steigender Spannung zunächst bis ca. 0,5 Volt linear auf 2 mA an und blieb dann bis zur Schwellenspannung nahezu konstant. Bei Überschreiten einer Schwellenspannung ( $\approx 5$  V) stieg die Stromstärke sprunghaft auf 10 mA an. Mit weiter wachsender Spannung zeigte der Strom eine sublineare Charakteristik. Der Stromanstieg bei der Schwellenspannung war durch eine S-Förmigkeit und einen hysteretischen Verlauf gekennzeichnet, welche auf eine Strominstabilität hinwiesen. Wurde die Dauer der Spannungspulse auf 80 ns erhöht, stellte sich bereits bei geringeren Stromstärken eine Sättigung ein, gefolgt von einer Reduktion der Stromstärke bei gleichzeitig steigender Gesamtspannung über der Probe.

Die Stromerhöhung beim Überschreiten einer Schwellenspannung wird auf den Transfer von Ladungsträgern in höhere Leitungsbänder des GaAs zurückgeführt. Der Übergang in höhere Leitungsbänder kann durch die Aufheizung der Elektronen im elektrischen Feld auf etwa 1 eV erfolgen. Bei ausreichender elektrischer Feldstärke kann eine Elektron quasiballistisch im  $\Gamma$ -Tal des ersten GaAs-Leitungsbandes beschleunigt werden und durch Deformationspotentialstreuung in die höheren Leitungsbänder gelangen. Praktisch alle Dotierladungsträger gelangen in das dritte GaAs Leitungsband. Das dritte GaAs Leitungsband zeichnet sich in (100)-Richtung durch einen sinusförmigen Verlauf aus. Zur Analyse wurde der Stromtransport nach einem semiklassischen Modell beschrieben. Ein Vergleich der beobachteten Maximalstromstärken mit den Modellrechnungen bekräftigte den Schluß, daß alle Ladungsträger auf ihrem Weg durch die Kristallproben in das dritte GaAs-Leitungsband transferiert werden konnten. Nach der Analyse liegt die charakteristische Streuzeit für Elektronen im dritten GaAs-Leitungsband bei etwa 150 fs. Nach dem Modell kommt es in GaAs\* zum Auftreten von Blochoszillationen. Bei der hier verwendeten Probenlänge wird ab einer Spannung von 10 V erwartet, daß die Elektronen Blochoszillationen mit einer vollständigen Schwingungsperiode ausführen können.

In einem zweiten Experiment wurde der n-GaAs-Kristall zusätzlich zum elektrischen Spannungspuls dem THz-Feld eines Ferninfrarot-Lasers ausgesetzt. Als Strahlungsquelle wurde ein Gas-Laser verwendet, der Frequenzen von 0,6 THz, 1,1 THz, 3,3 THz und 4 THz

lieferte. Ein Spannungspuls präparierte das angeregte GaAs. Das THz-Feld beeinflusste die Leitfähigkeit in diesem Zustand. Dazu wurden Spannungspulse mit einer Dauer von 80 ns eingesetzt, um ein ausreichend breites zeitliches Fenster zu ermöglichen, in dem die THz-Strahlung auf einen definierten Zustand wirkte. Der Ferninfrarot-Laser lieferte im Einzelschuß einen Zug von Mikropulsen mit einer Halbwertsbreite  $< 1$  ns. Die Spitzenleistung der Einzelpulse lag bei maximal 1 MW. Die auf die Probe fokussierte Leistung wurde mit Abschwächern bekannter Dämpfung eingestellt. Das THz-Feld wurde mittels einer L-förmigen Drahtantenne in einem Winkelreflektor in die Probe eingekoppelt. Die Antenne kontaktierte das Probenmesa. Durch das THz-Feld wurde der Strom durch die Probe über die Dauer eines Mikropulses der FIR-Strahlung reduziert. Bei jeder durch Abschwächer eingestellten Leistung wurden mehrfach Einzelmessungen durchgeführt. Die maximale Reduktion der Stromstärke in jeder Einzelmessung wurde registriert und die erhaltenen Werte gemittelt. In weiteren Experimenten wurde die Probe schließlich im nicht-angeregten Zustand, weit unterhalb der Schwellenspannung, präpariert und der Einfluß des THz-Feldes auf die Leitfähigkeit bestimmt. Die Präparation des Zustandes erfolgte in diesen Experimenten bei einigen Proben durch Spannungspulse.

In den THz-Experimenten zeigte sich bei maximaler Leistung der THz-Strahlung eine Unterdrückung der Stromstärke im angeregten GaAs von bis zu 90 %. Die Reduzierung der Stromstärke folgte instantan der Intensität des THz-Feldes.

Mit Hilfe des semiklassischen Modells konnte die Stromreduktion unter dem kombinierten Einfluß eines Gleichfeldes und eines THz-Feldes berechnet werden. Die Modellrechnungen lieferten, sowohl für GaAs\* als auch für GaAs, eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Demnach liefern die Experimente Hinweise auf die Beobachtbarkeit von Effekten in GaAs, die auf der Blochschen Dynamik von Elektronen in einem Kristallgitter beruhen. Indirekt können die Ergebnisse als ein Indiz für das Auftreten von Blochoszillationen in einem natürlichen Halbleiterkristall gedeutet werden. Wenngleich in diesem ersten experimentellen Zugang noch kein ausschließlicher Beweis für das Auftreten von Blochoszillationen bzw. damit verknüpfter nicht klassischer Effekte erbracht werden kann, so konnten doch starke Indizien dafür erlangt werden. In der Summe aller experimentellen Erkenntnisse zeichnet sich ein in sich schließendes Bild ab, wonach an GaAs eine Fülle an Effekten als Folge der Blochschen Dynamik der freien Ladungsträger in diesem Kristall beobachtbar sein sollten.





# Literaturverzeichnis

- [Arn00] B. Arnaud and M. Alouani, Phys. Rev. B **62**, 4464 (2000).
- [Bar62] G. A. Baraff, Phys. Rev. **128**, 2507 (1962).
- [Blo28] Felix Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928).
- [Bou95] A. M. Bouchard, M. Luban, Phys. Rev. B **52**, 5105 (1995).
- [Bron89] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 24. Auflage, G. Grosche, V. Ziegler, D. Ziegler, eds., BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft 1979, Lizenzausgabe für Harri Deutsch Verlag, Thun, Frankfurt/Main 1989
- [Bru84] C. Bru, D. Pascal, S. Laval, L. Arnodo, R. Castagne, in *The Physics of Submicron Structures*, H. L. Grubin, K. Hess, G. J. Iafrate, D. K. Ferry, eds., Plenum Press, New York, 1984, p. 219.
- [Can00] E. H. Cannon, Phys. Rev. Lett. **80**, 1302 (2000).
- [Che76] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen, Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).
- [Con67] E. M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*, Academic Press, New York, 1967, 155 ff.
- [Cop66] J. A. Copeland, Appl. Phys. Lett. **9**, 140 (1966).
- [Dek94] T. Dekorsy, P. Leisching, K. Köhler, H. Kurz, Phys. Rev. B **50**, 8106 (1994).
- [Dek00] T. Dekorsy, , A. Bartels, H. Kurz, K. Köhler, R. Hey, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **85**, 1080 (2000).
- [DiC94] A. Di Carlo, P. Vogl, W. Pötz, Phys. Rev. B **50**, 8358 (1994).
- [Dun86] D. H. Dunlap, V. M. Kenkre, Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986).
- [Dun88] D. H. Dunlap, V. M. Kenkre, Phys. Lett. A **127**, 438 (1988).

- [Dun93] D. H. Dunlap, V. Kovanis, R. V. Duncan, J. Simmons, Phys. Rev. B **48**, 7975 (1993).
- [Esa70] L. Esaki, R. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
- [Fel92] J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, D. A. B. Miller, J. E. Cunningham, T. Meier, G. von Plessen, A. Schulze, P. Thomas, S. Schmitt-Rink Phys. Rev. B **46**, 7252 (1992).
- [Fis91] M. V. Fischetti, IEEE Trans. Electron Devices **38**, 634 (1991).
- [Fit96] H.-J. Fitting, Th. Hingst, E. Schreiber, E. Geib, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 2087 (1996).
- [Gel70] B. L. Gelmont, M. S. Shur, Sov. Phys. JETP Lett. **11**, 350 (1970).
- [Gel73] B. L. Gelmont, M. S. Shur, J. Phys. D Appl. Phys. **6**, 842 (1973).
- [Gun63] J. B. Gunn, Solid State Commun. **1**, 88 (1963).
- [Hac70] K. Hacker, G. Obermair, Z. Physik **234**, 1 (1970).
- [Hei86] M. Heilblum, e. Calleja, I. M. Anderson, W. P. Dumke, C. M. Knoedler, L. Osterling, Phys. Rev. Lett. **56**, 2854 (1986).
- [Hil62] C. Hilsum, Proc. IRE **50**, 185 (1962).
- [Hol92] M. Holthaus, Phys. Rev. Lett. **69**, 351 (1992). Z. Phys. B **89**, 251 (1992).
- [Hol96] M. Holthaus, Phil. Mag. **74**, 105 (1996).
- [Hou77] P. A. Houston, A. G. R. Evans, Solid-State Electron. **20**, 197 (1977).
- [Ign76] A. A. Ignatov, Yu. A. Romanov, Phys. Stat. Sol. (b) **73**, 372 (1976).
- [Ign93] A. A. Ignatov, K. F. Renk, E. P. Dodin Phys. Rev. Lett. **70**, 1993 (1993).
- [Ign95] A. A. Ignatov, Z. Phys. B **98**, 187 (1995).
- [Jon34] H. Jones, C. Zener, Proc. R. Soc. A **144**, 101 (1934).
- [Kan59] E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **12**, 181 (1959).
- [Kos01] A. M. Kosevich, Low Temp. Phys. **27**, 513 (2001).
- [Kos72] R. W. Koss, L. M. Lambert, Phys. Rev. B **5**, 1479 (1972).
- [Kro64] H. Kroemer, Proc. IEEE **52**, 1736 (1964).

- [Kti72] S. A. Ktitorov *et al.*, Sov. Phys. Sol. State **13**, 1872 (1972).
- [Lan82] O. Madelung, in Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*, Band 17 *Halbleiter a Physik der Elemente der IV. Gruppe und der III-V Verbindungen*, O. Madelung, M. Schulz, H. Weiss, eds., Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1982.
- [Lei00] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, W. H. Knox, Phys. Rev. B **61**, 16642 (2000).
- [Lev96] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, *Gallium Arsenide, Handbook on Semiconductor Parameters*, M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, eds., World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, vol. 1, 1996, p. 77.
- [Lub85] M. Luban, J. Math. Phys. **26**, 2386 (1985). siehe auch: [Bou95] [Kos01]
- [Mon01] P. Monachesi, A. Marini, G. Onida, M. Palummo, R. Del Sole, phys. stat. sol. (a) **184**, 101, (2001).
- [Mou97] O. Mouton, J. L. Thobler, R. Fauquembergue, J. Appl. Phys. **81**, 3160 (1997).
- [Mul84] M. W. Muller, P. Roblin, D. L. Rode, in *The Physics of Submicron Structures*, H. L. Grubin, K. Hess, G. J. Iafrate, D. K. Ferry, eds., Plenum Press, New York, 1984, p.261.
- [Neu01] A. Neumann, J. Appl. Phys. **90**, 1 (2001).
- [Ogu95] I. Oguzman, Y. Wang, J. Kolnik, K. F. Brennan, J. Appl. Phys. **77**, 225 (1995).
- [Ong00] D. S. Ong, K. F. Li, S. A. Plimmer, G. J. Rees, J. P. R. David, R. N. Robson, J. Appl. Phys. **87**, 7885 (2000).
- [Qua94] W. Quade, E. Schöll, F. Rossi, C. Jacoboni, Phys. Rev. B **50**, 7398 (1994).
- [Red00] R. Redmer, J. R. Madureira, N. Fitzer, S. M. Goodnick, W. Schattke, E. Schöll, J. Appl. Phys. **87**, 781 (2000).
- [Ren98] Renk, K.F., Schomburg, E., Ignatov, A.A., Grenzer, J., Winnerl, S., Hofbeck, K., Physica B **244**, 196 (1998).
- [Rid61] B. K. Ridley, T. B. Watkins, Proc. Phys. Soc. London **78**, 293 (1961).
- [Rob85] P. Roblin, M. W. Muller, Phys. Rev. B **32**, 5222 (1985).

- [Rob98] P. Roblin, P. Sotirelis, J. G. Cao, Phys. Rev. B **58**, 13103 (1998).
- [Ruc68] J. G. Ruch, G. S. Kino, Phys. Rev. **174**, 921 (1968).
- [Sho61] W. Shockley, Solid State Electron. **2**, 35 (1961).
- [Sch00] E. Schomburg, S. Brandl, S. Winnerl, K. F. Renk, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. Zhukov, P. S. Kop'ev, H.-W. Hübers, J. Schubert, H. P. Röser, A. Rosenauer, D. Gerthsen, J. M. Camberlain, Physica E **7**, 814 (2000).
- [See92] K. Seeger, *Halbleiterphysik - eine Einführung*, Band 1, Vieweg Braunschweig, Wiesbaden, 1992.
- [Shi81] H. Shichijo, K. Hess, Phys. Rev. B **23**, 4197 (1981).
- [Shu87] M. Shur, *GaAs-Devices and Circuits*, Plenum Press New York and London, 1987.
- [Ste00] H. Steuer, A. Wacker, E. Schöll, M. Ellmauer, E. Schomburg, K. F. Renk, Appl. Phys. Lett. **76**, 2059 (2000).
- [Sto94] M. Stobbe, R. Redmer, W. Schattke, Phys. Rev. B **49**, 4494 (1994).
- [Suq00] D. Suqing, W. Zhang, X.-G. Zhao, Phys. Rev. B **62**, 9943 (2000).
- [Sze] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1981), p. 646 ff.
- [Wac98] A. Wacker, A.-P. Jauho, Phys. Rev. Lett. **80**, 369 (1998).
- [Wan91] Y. Wang, K. F. Brennan, J. Appl. Phys. **71**, 2736 (1991).
- [Wan60] G. H. Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1960); Rev. Mod. Phys. **34**, 645 (1962); G. H. Wannier, D. R. Fredkin, Phys. Rev. **125**, 1910 (1962); G. H. Wannier, J. P. Van Dyke, J. Math. Phys. **9**, 899 (1968);
- [Was93] C. Waschke, H. G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, H. Kurz, K. Köhler, Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993).
- [Win84] T. H. Windhorn, L. W. Cook, T. J. Roth, G. E. Stillman, in *The Physics of Submicron Structures*, H. L. Grubin, K. Hess, G. J. Iafrate, D. K. Ferry, eds., Plenum Press, New York, 1984, p. XXX. und dortige Referenzen: P. M. Smith, Appl. Phys. Lett. **37**, 797 (1980); P. A. Houston, A. G. R. Evans, Solid State Electron. **20**, 197 (1977); T. H. Windhorn, T. J. Roth, L. W. Cook, G. E. Stillman, Appl. Phys. Lett. **40**, 513 (1982);

- [Win97] S. Winnerl, E. Schomburg, J. Grenzer, A. A. Ignatov, A. D. Semenov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, S. Schaposchnikov, P. S. Kop'ev, Phys. Rev. B **56**, 10303 (1997).
- [Win99] S. Winnerl, *Quantenresponse der Minibandelektronen in Halbleiterübergittern* Dissertation an der Universität Regensburg (1999).
- [Wol54] P. A. Wolff, Phys. Rev. **95**, 1415 (1954).
- [Zak93] J. Zak, Phys. Rev. Lett. **71**, 2623 (1993).
- [Zen34] C. Zener, Proc. R. Soc. London A **145**, 523 (1934).
- [Zha94] X.-G. Zhao, J. Phys. Condens. Matter **6**, 2751 (1994).
- [Zha95] X.-G. Zhao, R. Jahnke, Q. Niu, Physics Letters A **202**, 297 (1995).
- [Yan00] W. X. Yan, S. Q. Bao, X. G. Zhao, J. Q. Liang, Phys. Rev. B **61**, 7269, (2000).



# Danksagung

Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit galt es eine Vielzahl an Hürden und Irrwegen zu überwinden. Zum Gelingen dieser Arbeit haben mehrere Personen beigetragen, denen an dieser Stelle mein Dank gilt.

Herrn Prof. Dr. Karl F. Renk danke ich besonders, daß er mir ermöglichte, unter seiner Leitung zu promovieren. Als ich nach vielen Fehlschlägen einem Effekt auf die Spur kam, der eine weitergehende Untersuchung verdiente, bot Herr Renk alle Unterstützung zur Durchführung. Seine ermutigende Begeisterung und die wertvollen Diskussionen waren von besonderer Bedeutung für die Entwicklung dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Phys. Florian Klappenberger für die Strukturierung der Proben, seine Mithilfe am THz-Experiment, den vielen fruchtbaren Diskussionen und der Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Phys. Manfred Krätschmer Für seine Mithilfe beim Aufbau und der Durchführung des THz-Experiments und für all die anregenden Gespräche.

Herrn Dr. Ekkehard Schomburg für die organisatorische Leitung der Probenherstellung und wertvolle Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. Wilhelm Prettl und Herrn Prof. Dr. Sergey D. Ganichev für die Bereitstellung des THz-Lasers und den freundlichen und hilfsbereiten Beistand beim Betrieb.

Prof. Dr. Werner Wegscheider für die Bereitstellung der GaAs-Kristalle.

Herrn Dieter Riedl von der Elektronikwerkstatt für die Konstruktion und Bereitstellung der Triggerstufe.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls, insbesondere Herrn Dr. Michael Ellmauer für die anregende und freundliche Zusammenarbeit bei den Vorexperimenten an Halbleiterübergittern deren Ergebnisse schließlich den Anstoß für diese Arbeit gaben. Frau Ulla Turba für die stets freundliche Hilfsbereitschaft.

Danken möchte ich auch den Personen, die mich währen meiner Diplomarbeit förderten, begeisterten und motivierten eine Promotion anzustreben. Mein damaliger Betreuer Herr

Prof. Dr. Reinhold Kleiner, heute am Physikalischen Institut der Universität Tübingen, Herrn Prof. John Clarke, Physics Department University of California, Berkeley und Herrn Prof. Dr. Klaus Andres, Walther-Meissner-Institut, Technische Universität München.

Besonderer Dank gebührt meinen Eltern, die mir Studium und Promotion ermöglichten und mich stets auf all meinen Wegen unterstützten. Und, last but not least, meiner geliebten Susanne, die mir in der schweren Endphase die Kraft gab diese Arbeit zu Ende zu bringen.