

Experimentelle Physik

# **Koplanarleitungen auf halbleitendem Substrat als Bauelemente für monolithische Höchstgeschwindigkeitsschaltungen**

Inauguraldissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik  
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von  
**Detlef Kaiser**  
aus Castrop-Rauxel

- 1990 -

Dekan: Prof. Dr. E. Peveling  
Erster Referent: Prof Dr. D. Jäger  
Zweiter Referent: Prof. Dr. H.-G. Purwins  
Mündliche Prüfungen: 30.5., 31.5. und 1.6.1990  
Tag der Promotion: 25.6.1990

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Koplanare Strukturen für integrierte Schaltungen</b>	<b>13</b>
2.1	Koplanare Leitungen . . . . .	13
2.2	Metall-Halbleiter-Kontakte . . . . .	18
2.3	Technologien der monolithischen Integration . . . . .	20
2.3.1	Epitaxie . . . . .	20
2.3.2	Ionenimplantation . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Monolithische koplanare Verzögerungsstrukturen</b>	<b>27</b>
3.1	Aufbau der Leitung . . . . .	28
3.2	Leitungstheoretische Beschreibung . . . . .	29
3.3	Theoretische Ergebnisse . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Meßtechnik für koplanare Leitungen</b>	<b>44</b>
4.1	Impulsmeßtechnik im ps-Zeitbereich . . . . .	44
4.2	Netzwerkanalyse im GHz-Frequenzbereich . . . . .	51
4.2.1	Konventionelle koaxiale Netzwerkanalyse . . . . .	53
4.2.2	Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Bauelement</b>	<b>64</b>
5.1	Der elektrisch gesteuerte Phasenschieber . . . . .	66
5.1.1	Eigenschaften des Bauelementes . . . . .	66
5.1.2	Diskussion . . . . .	71
5.2	Verbesserung der Güte . . . . .	78
5.3	Der optisch gesteuerte Phasenschieber . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>93</b>

## Häufig verwendete Formelzeichen und Abkürzungen

BARITT	Barrieren-Injektions-Laufzeit
CAD	Rechnergestützter Entwurf
GaAs	Galliumarsenid
n-GaAs	n-leitendes Galliumarsenid
s.i. GaAs	semi-isolierendes Galliumarsenid
LPE	Flüssigphasenepitaxie
LSI	Großintegration
MESFET	Metall-Halbleiter-Feldeffekttransistor
MIC	Integrierte Mikrowellenschaltung
MIS	Metall-Isolator-Halbleiter
MMIC	Monolithisch integrierte Mikrowellenschaltung
NWA	Netzwerkanalyse
OEIC	Optoelektronische integrierte Schaltung
SDA	Spektralbereichsanalyse
TDR	Impuls-Reflexions-Meßverfahren
TDT	Impuls-Transmissions-Meßverfahren
TEM	Transversale elektromagnetische Welle
VHSDIC	Hochintegrierte digitale Höchstgeschwindigkeitsschaltung
VLSI	Höchstintegration
$a$	Länge des geschützten Gebietes
$A$	Fläche des Schottky-Kontaktes
$b$	Länge des implantierten Gebietes
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$C$	Kapazität
$C'$	Kapazitätsbelag
$C'_S$	Kapazitätsbelag des Schottky-Kontaktes
$C'_0$	Kapazitätsbelag der Leitung in Luft
$d$	Abstand der Masseleiter
$d_{epi}$	Epitaxieschichtdicke
$d_{imp}$	Implantationstiefe
$d_s$	Sperrschichtweite
$e$	Betrag der Elementarladung
$e\chi$	Elektronenaffinität
$f$	Frequenz
$f_L$	Grenzfrequenz des konstanten Induktivitätsbelages
$f_d$	Grenzfrequenz der dielektrischen Relaxation des Bahngebietes

$G$	Leitwert
$G'$	Querleitwertsbelag
$G'_B$	Leitwertsbelag des Bahngebietes
$h$	Substratdicke
$i$	Imaginäre Einheit
$I$	Strom
$I_{ph}$	Photostrom
$j_s$	Sättigungsstromdichte
$k$	Modul des elliptischen Integrals
$k_1$	Modul des elliptischen Integrals
$k_2$	Modul des elliptischen Integrals
$k'$	Komplementäres Modul
$k_B$	Boltzmann-Konstante
$K(k)$	Vollständiges elliptisches Integral erster Gattung des Moduls $k$
$l$	Länge der Leitung
$L$	Induktivität
$L'$	Induktivitätsbelag
$N_D$	Donatorendichte
$p$	Länge der Periode bei der lokalen Implantation von Schottky-Kontakt-Koplanarleitungen
$P$	Optische Leistung
$q$	Hilfsgröße für das Modul $k_1$
$Q$	Güte
$r$	Verhältnis der Länge des geschützten Gebietes zur Periodenlänge
$R$	Widerstand
$\mathcal{R}$	Komplexer Reflexionsfaktor
$R_l$	Lastwiderstand
$R'$	Längswiderstandsbelag
$R'_{HI}$	Halbleiterwiderstandsbelag
$R'_{Me}$	Metallisierungswiderstandsbelag
$s$	Spaltbreite
$S_{ij}$	Komplexe Streuparameter
$t$	Dicke des Metalls
$T$	Absolute Temperatur
$\mathcal{T}$	Komplexer Transmissionsfaktor
$v_{ph}$	Phasengeschwindigkeit
$V$	Externe Gesamtspannung

$V_D$	Diffusionsspannung
$V_=-$	Gleichspannung
$w$	Innenleiterbreite
$W'$	Längsimpedanzbelag
$Y'$	Queradmittanzbelag
$Z$	Komplexer Wellenwiderstand
$Re(Z)$	Realteil des Wellenwiderstandes
$Im(Z)$	Imaginärteil des Wellenwiderstandes
$\alpha$	Dämpfungskonstante
$\beta$	Phasenkonstante
$\beta_{ml}$	Phasenkonstante mit Lichteinstrahlung
$\beta_o$	Phasenkonstante im Vakuum
$\gamma$	Komplexe Ausbreitungskonstante
$\delta$	Skinneffekteindringtiefe
$\delta_{Hl}$	Skinneffekteindringtiefe im Halbleiter
$\delta_{Me}$	Skinneffekteindringtiefe im Metall
$\Delta l$	Wegunterschied
$\Delta\beta$	Differenz der Phasenkonstanten mit und ohne Lichteinstrahlung
$\Delta\varphi$	Differenz der Phase des transmittierten Signales mit und ohne Lichteinstrahlung
$\epsilon_0$	Permittivität des Vakuums
$\epsilon_r$	Relative Permittivität
$\epsilon_{r,eff}$	Effektive relative Permittivität
$\eta$	Quantenwirkungsgrad
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_o$	Wellenlänge im Vakuum
$\lambda_o/\lambda$	Verzögerungsfaktor
$\mu_0$	Permeabilität des Vakuums
$\mu_r$	Relative Permeabilität
$\nu$	Optische Frequenz
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Phi_B$	Barrierenhöhe
$\Phi_{Me}$	Austrittsarbeit des Metalls
$\varrho$	Spezifischer Widerstand
$\varrho_{Hl}$	Spezifischer Widerstand des Halbleiters
$\varrho_{Me}$	Spezifischer Widerstand des Metalls

# Kapitel 1

## Einleitung

Die **integrierte Mikrowellenschaltung**<sup>1</sup> - eine planare Schaltung, bei der alle Wellenleiter und Elemente unlösbar miteinander verbunden sind - hat in den letzten Jahrzehnten die konventionelle Schaltung immer mehr in einige spezielle Nischen zurückgedrängt. Dies war eine Entwicklung, die sich ganz analog wie in der Digitalelektronik vollzog und die Vorteile der Integration - kleiner, leichter, billiger - zu nutzen versuchte. So werden zum Beispiel Hohlleiter fast nur noch dann eingesetzt, wenn sehr hohe Leistungen oder eine große Isolation benötigt werden.

Die **Koplanarleitung** wurde vor 20 Jahren als Wellenleiter von Wen [1] vorgeschlagen, um die MIC für die Realisierung nicht-reziproker Bauelemente mit zirkular polarisierten magnetischen Feldern versorgen zu können. Diese konnten von den damals in MICs schon etablierten anderen planaren Wellenleitern - hauptsächlich der Mikrostreifenleitung - nicht angeboten werden.

In den folgenden Jahren wurde aber schnell deutlich, daß diese Eigenschaft der „ko-planaren“ Anordnung, bei der alle planaren Leitungselektroden sich zusammen auf einer Seite des Trägersubstrates befinden, noch übertroffen wird durch andere **Vorteile** der Koplanarleitung [2]:

- Der Wellenwiderstand hängt im Gegensatz zur Mikrostreifenleitung kaum von der Dicke des Trägersubstrates ab. Daher bietet die Koplanarleitung die Möglichkeit, die MICs durch Wahl eines Substrates mit hoher Dielektrizitätszahl weiter zu miniaturisieren und gleichzeitig den Wellenwiderstand bei dem gewünschten Wert konstant zu halten.
- Als wesentliches Problem bei der Mikrostreifenleitung hatte sich der Einbau von parallelen Elementen in die integrierte Schaltung erwiesen. Bei der koplanaren Anordnung ist sowohl der Einbau von seriellen als auch von parallelen „shunt“-Elementen gleichermaßen unproblematisch.

Trotz dieser nicht unerheblichen Vorteile wurde die Koplanarleitung weiterhin als „Ersatzleitung“ für die Mikrostreifenleitung angesehen, bis vor ungefähr 10 Jahren die **monolithisch integrierte Mikrowellenschaltung**<sup>2</sup> propagiert wurde. Damit wird ein Prozess bezeichnet, der schon einige Zeit vorher bei den

---

<sup>1</sup>engl.: Microwave Integrated Circuit, MIC

<sup>2</sup>engl.: Monolithic Microwave Integrated Circuit, MMIC

konzentrierten Schaltungen „Integration“<sup>3</sup> genannt worden war, und der jetzt bei den Mikrowellenschaltungen die Wellenleiter mit einbeziehen sollte.

Für Anwendungen, bei denen mit großen Stückzahlen zu rechnen ist, wie z.B. in der modernen Unterhaltungs- und Kommunikationstechnik, aber auch beim Kfz-Abstandsradar oder in der Radartechnik (phased array radar), verspricht die monolithische - „aus einem Stein“ - Herstellung einer Mikrowellenschaltung weitere Vorteile, die über die der herkömmlichen MICs hinausgehen. Dies sind zum Beispiel größere Bandbreiten und noch kleinere Abmessungen, aber auch höhere Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit in der Herstellung. Die bisher übliche nachträgliche Verbindung mit verschiedenen, vorher separat hergestellten Bauelementen, war zu oft mit kritischen Toleranzen verbunden. Außerdem sollen die monolithischen Schaltungen trotz der kostenintensiveren Technologien bei hohen Stückzahlen zu ähnlichen oder sogar geringeren Kosten gefertigt werden können.

Die Technologien dieser monolithischen Integration müssen in einem möglichst gut isolierenden Substrat lokal die Herstellung verschiedener Bauelemente ermöglichen, darunter auch die von typischen aktiven Elementen, wie Dioden und Transistoren. Es bieten sich daher Halbleiter als Substrat an, da hier sowohl Isolationseigenschaften in der Qualität eines Dielektrikums [3,4,5] als auch diverse Dotierungsmethoden (Diffusion, Epitaxie, Ionenimplantation) [6] zur Verfügung stehen. Die an den verschiedenen Orten erzeugten Bauelemente müssen durch **Wellenleiter** miteinander verbunden werden, wobei die Elemente sowohl seriell als auch parallel - von einer Elektrode zur anderen - eingebaut werden. Diese Verbindungen der einzelnen Bauelemente sind von eminenter Bedeutung für die MMICs. Die Leitungen, die ja jetzt auf einem Halbleiter verlaufen, sollen die zu übertragenden Signale nicht mehr als notwendig dämpfen, die Signalform soll in der Regel nicht durch zu große Dispersion verfälscht werden, und es sollen Fehlanpassungen und Reflexionen durch unterschiedliche Impedanzen ebenso vermieden werden wie das Übersprechen zu benachbarten Leitungen.

Aus diesem Grund wurden koplanare Leitungen in zunehmendem Maße zum Objekt theoretischer Untersuchungen, die die Grundlagen der Wellenausbreitung klären sollten. Während diese Grundlagen für echte dielektrische Substrate unter mehr oder weniger idealisierenden Randbedingungen weitgehend als verstanden gelten, kann das bei *halbleitendem* Substrat nicht behauptet werden. Beispielsweise können bei geeigneter Kombination von metallischer Elektrode und Substrat sperrende oder auch injizierende **Metall-Halbleiter-Kontakte** gebildet werden, die zu *qualitativ* völlig neuen Eigenschaften dieser verteilten Dioden führen müssen.

Das war auch der Grund dafür, daß ähnliche Strukturen schon Ende der sechziger Jahre zum ersten Mal theoretisch untersucht wurden [7]. Damals erkannte man, daß die Verbindungsleitungen in integrierten Schaltkreisen im wesentlichen nichts anderes als Wellenleiter aus zwei parallelen metallischen Platten mit einem dazwischen befindlichen halbleitenden Substrat (Si) und einer dünnen Isolationsschicht (z.B.: SiO<sub>2</sub>) sind. Diese Mikrostreifenleitung mit dem Querschnitt einer verteilten MIS-Diode<sup>4</sup> [8,9,10] und auch - mit ähnlichen Ei-

---

<sup>3</sup>engl.: Large, bzw. Very Large Scale Integration; LSI, VLSI

<sup>4</sup>engl.: Metal Insulator Semiconductor



genschaften - einer verteilten Schottky-Diode [11,12] wurde im folgenden Jahrzehnt intensiv untersucht. Die dabei gewonnenen physikalischen Erkenntnisse über die Ausbreitung einer Art Oberflächenwelle längs MIS- oder Schottky-Kontakt-Mikrostreifenleitungen waren - und sind - in mehrfacher Hinsicht auch für MMICs von Interesse:

- Im Frequenzbereich der Mikrowellen (30 MHz bis 30 GHz) können diese Leitungen auf halbleitenden Substraten mit üblichen Leitfähigkeiten zu einer sehr niedrigen Phasengeschwindigkeit führen, weswegen man oft vom „**Verzögerungsbereich**“<sup>5</sup> spricht. Diese niedrige Phasengeschwindigkeit ist mit einer entsprechenden Verkürzung der Leitungswellenlänge im Vergleich zur Vakuumwellenlänge verbunden, die von Werten von etwa 10 bis in die Größenordnung von 100 führen kann. Für MMICs eröffnet das die Möglichkeit, die Dimensionen der integrierten Schaltung um diesen Faktor zu verringern.
- Zum anderen sind im Verzögerungsbereich alle wesentlichen Leitungseigenschaften der Schottky-Kontakt-Mikrostreifenleitung - wie zum Beispiel Phasengeschwindigkeit, Dämpfungsmaß oder Wellenwiderstand - durch die Weite der Verarmungsschicht des Kontaktes bestimmt. Da diese Weite aber durch eine externe Gleichspannung elektronisch variiert werden kann, wird eine Verbindungsleitung zwischen den Bauelementen einer integrierten Schaltung jetzt selbst zum **Bauelement**! Die vorgeschlagenen Anwendungen reichen vom vielfältig einsetzbaren variablen Phasenschieber über Tiefpaßfilter mit elektronisch einstellbarer Grenzfrequenz bis zum variablen Dämpfungsglied [13,14,15].

Es dauerte daher nur kurze Zeit bis wegen der Vorteile der koplanaren Struktur unter dem Gesichtspunkt der monolithischen Integration der Mikrowellenschaltungen von Hasegawa [16] die MIS- und **Schottky-Kontakt-Koplanarleitung** als Bauelement vorgeschlagen wurde. Während die theoretische Beschreibung der Wellenausbreitung längs der Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat inzwischen auch die nicht idealisierten Randbedingungen realer Leitungen - endliche Substratdicke, endliche Massestreifenbreite und Massestreifendicke - berücksichtigen konnte, war dieser Vorschlag einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung zunächst seiner Zeit weit voraus. Eine einfache **theoretische Beschreibung** wurde dadurch erschwert, daß das bei der Mikrostreifenleitung so erfolgreiche Parallel-Platten-Modell auf die Struktur der Koplanarleitung nicht übertragbar war. Es vergingen daher noch mehrere Jahre bis in verschiedenen theoretischen Ansätzen - Spectral Domain Approach [17,20], Mode Matching [18,19,20,21], Finite-Elemente-Methode [22,23] - eine Beschreibung der Wellenausbreitung längs koplanarer Leitungen auf halbleitendem oder gar auf aus verschiedenen Materialien geschichtetem Substrat versucht wurde.

All diese Ansätze, die physikalischen Grundlagen der Wellenausbreitung längs koplanarer Leitungen zu verstehen und für verschiedenste Anwendungen

---

<sup>5</sup>engl.: slow-wave, slow-mode

zu nutzen, sind nicht nur für die analogen (MMICs), sondern selbstverständlich ebenso für die **digitalen** integrierten Höchstgeschwindigkeits-Schaltungen<sup>6</sup> von eminenter Bedeutung. Durch den Bedarf an immer leistungsfähigeren und schnelleren Datenverarbeitungs- und Kommunikationssystemen führt die Untersuchung der Ausbreitung schneller pulsförmiger Signale in integrierten Schaltungen im Zeitbereich [24,25,26,27,28,29] auf dieselben Fragen - Dispersion, Dämpfung, Anpassung, Übersprechen - wie vorher im Frequenzbereich.

Bei der dritten Art der integrierten Höchstgeschwindigkeits-Schaltungen, bei den **optoelektronischen** integrierten Schaltungen<sup>7</sup> kommt als völlig neuer Gesichtspunkt und als wesentlicher Unterschied zu einer Leitung auf einem konventionellen Dielektrikum die Möglichkeit der Erzeugung von Ladungsträgern durch optische Signale hinzu, falls deren Energie größer als der Bandabstand des Halbleiters ist. Die großen Vorteile der koplanaren Anordnung gegenüber der Sandwich-Struktur der Mikrostreifenleitung sind hier offensichtlich.

Die mit der optischen Einstrahlung verbundenen physikalischen Effekte in OEICs können im wesentlichen in zwei Gebieten eine Anwendung finden. Zum einen werden durch die permanente optische Generation von Ladungsträgern die Leitfähigkeit des Substrates und damit die Eigenschaften der Leitung verändert [30]. Dies soll somit eine optische Steuerung des Wellenleiters, z.B. einen optisch kontrollierbaren variablen Phasenschieber, ermöglichen. Beim zweiten Mechanismus werden koplanare Leitungen auf einem undotierten, oft ionenbombardierte Halbleitermaterial als verteilter Photowiderstand zur Erzeugung sehr kurzer elektrischer Pulse genutzt. Die auf unterschiedlichen Gleichspannungspotentialen liegenden Leitungselektroden werden durch die von einem in den Spalt der koplanaren Leitung eingestrahlten kurzen optischen Puls erzeugten Ladungsträger für einen Zeitraum in der Größenordnung der Ladungsträgerlebensdauer kurzgeschlossen [31]. Dies führt zu ultrakurzen Spannungspulsen, die sich längs der Leitung ausbreiten. Mit dieser Methode sind in einer koplanaren Leitung die bisher kürzesten elektrischen Pulse mit Halbwertsbreiten unter einer Pikosekunde [32] erzeugt worden<sup>8</sup>.

Für beide Anwendungen muß aber geklärt werden, inwieweit die optisch bestrahlte sich von der unbestrahlten Koplanarleitung auf einem Halbleiter unterscheidet. Auch aus diesem Grund besteht also ein dringender Bedarf an hochfrequenten Messungen an solchen Leitungen, die *zunächst* unabhängig von optischer Einstrahlung rein elektrisch ermittelt werden. Außer den vorläufigen Experimenten von Hasegawa [16] gab es nämlich für knapp ein Jahrzehnt fast

---

<sup>6</sup>engl.: Very High Speed Digital Integrated Circuit, VHSDIC

<sup>7</sup>engl.: Opto-Electronic Integrated Circuit, OEIC

<sup>8</sup>Dies ist aus mehreren Gründen von großem allgemeinen Interesse: Einerseits lassen sich durch solche Experimente die physikalischen Grundlagen der Pulserzeugung [33] ebenso wie grundlegende Materialeigenschaften des halbleitenden Substrates untersuchen. Andererseits besteht heute eine deutliche Diskrepanz zwischen den kürzesten erzeugbaren optischen Pulsen, die eine optische Meßtechnik im Femtosekunden-Bereich ermöglichen, und einer schnellen elektrischen Meßtechnik, die bei der phasenempfindlichen Netzwerkanalyse oder bei den Samplingoszilloskopen die 40-GHz-Grenze nur mit großem Aufwand überschreitet [34,35,36]. Mit elektrooptischen [37,38] und optoelektronischen [31,39] Sampling- und Korrelationsmeßtechniken ultrakurzer elektrischer Pulse, deren Fourierspektrum bis in den Terahertzbereich geht, wird es möglich, koplanare Leitungen in bisher nicht zugänglichen Frequenzbereichen zu untersuchen.

keine anderen **experimentellen Ergebnisse**. Die dazu notwendige Kombination von aufwendiger Halbleitertechnologie mit diffiziler Mikrowellenmeßtechnik im GHz-Bereich und die notwendige Extraktion der Eigenschaften der mikroskopischen koplanaren Leitung aus den Meßdaten der gesamten Schaltung verhinderte dies. Nur Fleming [40] untersuchte unabhängig von Hasegawas Vorschlag eine Struktur, die im Prinzip eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung darstellte, in einer Anwendung als Schalter für Mikrowellen im Frequenzbereich von 13 bis 18 GHz. Erst in den letzten Jahren wurden - begünstigt durch die Entwicklung eines neuartigen Testsystemes für koplanare Strukturen [41,42] - solche experimentellen Ergebnisse für Verzögerungsstrukturen auf Silizium gewonnen [43,44]. Champlin [45] gelang zwar eine einfache theoretische Beschreibung der MIS-Verzögerungsstruktur, doch wegen der Einschränkung der Theorie auf einen als „quasistatisch“ bezeichneten Bereich war eine Anwendung auf Leitungsabmessungen, wie sie in integrierten Mikrowellenschaltungen üblich sind, nicht möglich.

In dieser Situation ist es das **Ziel** der vorliegenden Arbeit, die von Hasegawa [16] als Bauelement für MMICs vorgeschlagenen koplanaren Verzögerungsstrukturen auf halbleitendem GaAs zu realisieren, sie leitungstheoretisch zu beschreiben und als variabler Phasenschieber zu nutzen.

Dazu werden zunächst die wesentlichen Eigenschaften verschiedener planarer Strukturen in integrierten Schaltungen zusammengestellt, wie sie für die theoretische Beschreibung der monolithischen Verzögerungsstrukturen im dritten Kapitel benötigt werden. Als Grundlage hierfür dient die kurz zusammengefaßte leitungstheoretische Beschreibung der Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit wichtigen Eigenschaften von sperrenden Metall-Halbleiter-Kontakten beschrieben. Außerdem werden die in der monolithischen Integration wesentlichen Technologien Epitaxie und Ionenimplantation verdeutlicht und die damit in eigener Technologie hergestellten Metall-Halbleiter-Strukturen und deren typische Kennlinien vorgestellt.

Durch den Übergang zu *halbleitendem* Galliumarsenid-Substrat (GaAs) und durch den sich dabei bildenden Metall-Halbleiter-Kontakt entstehen aus der „Standard“-Koplanarleitung koplanare Verzögerungsstrukturen, die im dritten Kapitel durch ein Quasi-TEM-Ersatzschaltbild beschrieben werden. Dazu wird zunächst kurz der Aufbau der Leitung skizziert, der jetzt einer verteilten Diode entspricht. Die Elemente des Ersatzschaltbildes werden phänomenologisch diskutiert und über Näherungsformeln aus den Materialdaten und Abmessungen der Leitung abgeschätzt, wobei vor allem der bisher vernachlässigte Skineffekt im Halbleiter berücksichtigt wird. Es zeigt sich, daß die Leitungseigenschaften nicht mehr nur durch die Wahl der Metallisierungsabmessungen und des Dielektrikums bestimmt werden, sondern daß der Halbleiter einen wesentlichen Einfluß auf die Elemente des Ersatzschaltbildes ausübt. Am Beispiel einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung wird demonstriert, daß der Schottky-Kontakt sogar noch die Möglichkeit bietet, durch Variation der Sperrspannung ein Element des Ersatzschaltbildes von außen *reversibel* zu steuern. Weiterhin wird der Ein-

fluß des Skineffektes im Halbleiter auf den Induktivitätsbelag von koplanaren Leitungen auf halbleitendem Substrat erläutert.

Das folgende Kapitel skizziert konventionelle und neuartige elektrische und optoelektronische Meßverfahren im Frequenz- und im Zeitbereich, die in dieser Arbeit zur Charakterisierung der koplanaren Verzögerungsstrukturen benutzt werden. Zur Verdeutlichung des entsprechenden Verfahrens wird eine typische Meßkurve und ein aus solchen Kurven gewonnenes repräsentatives experimentelles Ergebnis vorgestellt. Anhand dieses Ergebnisses wird kurz diskutiert, inwieweit die jeweilige Methode sich zur experimentellen Überprüfung der leitungstheoretischen Beschreibung eignet.

Im fünften Kapitel wird experimentell die Verwendbarkeit der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Bauelement für MMICs untersucht, wobei insbesondere die Anwendung als variabler Phasenschieber im Mittelpunkt steht. Durch den Vergleich der theoretisch berechneten mit den experimentell bestimmten grundlegenden Eigenschaften werden im ersten Abschnitt des fünften Kapitels wichtige Erkenntnisse zur physikalischen Wirkungsweise des elektrisch gesteuerten Phasenschiebers gewonnen. Im zweiten Teil des letzten Kapitels rückt dann die Frage nach den Möglichkeiten einer Optimierung in den Mittelpunkt. Von besonderem technischen Interesse ist schließlich eine optische Steuerung des variablen Phasenschiebers, die im dritten Abschnitt des fünften Kapitels experimentell untersucht wird.

# Kapitel 2

## Koplanare Strukturen für integrierte Schaltungen

Als Voraussetzung für die theoretische Beschreibung der monolithischen Verzögerungsleitungen werden in diesem Kapitel zunächst die wesentlichen Eigenschaften von koplanaren Strukturen zusammengefaßt. Als Ausgangspunkt dient die Theorie der *Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat*. Die wichtigsten Kenngrößen zur Bestimmung der Leitungseigenschaften werden insoweit aufgelistet, als sie im dritten Kapitel zur Berechnung der Elemente des Ersatzschaltbildes der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung erforderlich sind. Anschließend werden die benötigten Grundlagen der differentiellen Kapazität eines sperrenden *Metall-Halbleiter-Kontaktes* erläutert. Die zur Herstellung der monolithischen Verzögerungsstrukturen im dritten Kapitel benutzten Technologieprozesse *Epitaxie* und *Ionenimplantation* werden abschließend kurz beschrieben.

### 2.1 Koplanare Leitungen

In Bild 2.1 ist die symmetrische koplanare Dreibandleitung, die im folgenden immer einfach „Koplanarleitung“ genannt wird, skizziert. Sie besteht aus einem metallischen Innenleiter der Breite  $w$  und zwei im Abstand  $s$  dazu parallel auf einem dielektrischen Substrat verlaufenden Leitungselektroden. Transversal zur Leitungsrichtung sind die beiden äußeren Elektroden - theoretisch - unendlich ausgedehnt. Üblicherweise werden sie durch die äußere Beschaltung kurzgeschlossen und damit auf dasselbe Potential - meist Masse - gelegt, um auf der Koplanarleitung die Ausbreitung einer symmetrischen Mode zu erzwingen.

Alle anderen „koplanaren“ Leitungen sind aus der Koplanarleitung entweder durch Variation der Metallisierungsabmessungen (z.B.: endliche Massestreifenbreite) oder durch Vertauschen von metallbedeckten und freien Substratoberflächen (symmetrische koplanare Zweibandleitung) zu konstruieren. Auf all diesen Leitungen breiten sich in einem begrenzten Frequenzbereich sogenannte „Quasi-TEM-Wellen“ aus.

Die allgemeine theoretische Untersuchung solcher Quasi-TEM-Leitungen erfolgt üblicherweise durch numerische Lösung der Helmholtzschen Wellengleichungen. Sie liefert eine hybride Grundwelle, die Quasi-TEM-Welle,

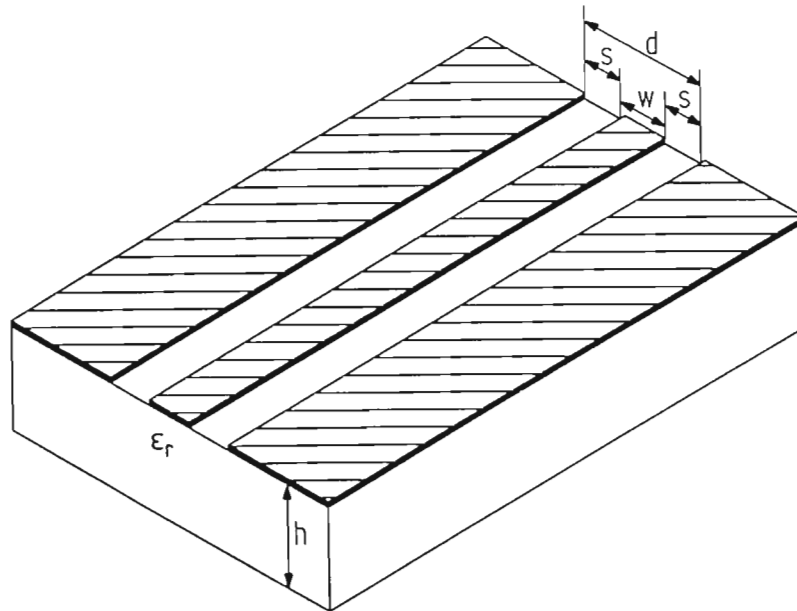


Abbildung 2.1: Skizze der symmetrischen koplanaren Dreibandleitung, siehe Text.

sowie hybride Wellentypen mit ausgeprägten Längsfeldkomponenten. Die Wellenausbreitung kann in dem normalerweise nur interessierenden Eindeutigkeitsbereich der Quasi-TEM-Grundwelle bei Vernachlässigung der Dämpfung durch eine frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  und einen ebenfalls frequenzabhängigen komplexen Wellenwiderstand  $Z$  beschrieben werden. Häufig benutzte numerische Verfahren sind zum Beispiel die Finite-Elemente-Methode, die Spectral Domain Approach, die Methode der Geraden und das Mode Matching Verfahren [46,47,48].

Solange die Querabmessungen der Leitung ( $s$ ,  $w$ ,  $d$ ) klein gegen die Vakuumwellenlänge sind, dominieren die Querfeldkomponenten über eventuelle hybride Längsfeldkomponenten, und die Leitung verhält sich „quasi“ wie eine TEM-Leitung. Eine statische oder TEM-Analyse vernachlässigt daher die Längsfeldkomponenten und liefert eine von der Frequenz unabhängige Phasengeschwindigkeit für die Grundwelle. Weil die Längsfeldkomponenten klein sind, unterscheiden sich alle möglichen Wellenwiderstandsdefinitionen nur geringfügig, so daß auch eine sinnvolle Definition des Wellenwiderstandes für den Eindeutigkeitsbereich der Grundwelle möglich ist.

Wegen der Annahme einer Quasi-TEM-Welle und der Vernachlässigung der Längsfeldkomponenten ist die Leitung nun durch ein differentielles Ersatzschaltbild - vergleiche Bild 2.2 - mit Induktivitätsbelag  $L'$  und Kapazitätsbelag  $C'$  beschreibbar. Die bei technischen Anwendungen in MICs benutzten Leitungen sind wegen der Verwendung „guter“ dielektrischer Substrate und leitfähiger Metallisierungen meist nur schwach gedämpft, so daß die zur Beschreibung der Verluste eingeführten Beläge für den Querleitwert  $G'$  und den Längswiderstand  $R'$  zur Bestimmung des Wellenwiderstandes und der Phasengeschwindigkeit vernachlässigt werden können. Bei der - hier wie auch im folgenden immer gemachten - Annahme unmagnetischer Medien (relative Permeabilität  $\mu_r = 1$ ) lassen

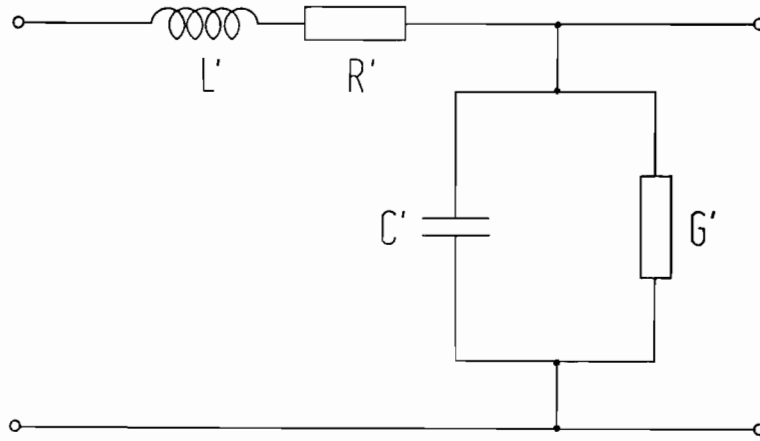


Abbildung 2.2: Differentielles Quasi-TEM-Ersatzschaltbild der Koplanarleitung, siehe Text.

sich der Induktivitätsbelag  $L'$  und der Kapazitätsbelag  $C'_0$  einer Koplanarleitung gleicher Struktur in **Luft**, also in homogenem Dielektrikum, *exakt* mit Hilfe der konformen Abbildungen bestimmen [47,48]. Die konforme Abbildung selbst wird durch elliptische Integrale  $K(k)$  beschrieben [49,50,51,52], deren Argument - das Modul  $k$  - durch die Metallisierungsabmessungen gegeben ist. Die elliptischen Integrale können sowohl numerisch [53] als auch durch analytische Näherungsformeln [54,48] mit genügender Genauigkeit bestimmt werden. Man erhält:

$$L' = \frac{\mu_0}{4} \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (2.1)$$

$$C'_0 = 4 \epsilon_0 \frac{K(k)}{K'(k)} \quad (2.2)$$

Dabei sind  $\mu_0$  und  $\epsilon_0$  die Permeabilität und Permittivität des Vakuums, und das Verhältnis der elliptischen Integrale kann leicht durch folgende Näherungsformeln [54,48] berechnet werden, deren maximaler relativer Fehler unter 0,24 % bleibt:

$$\frac{K'(k)}{K(k)} = \frac{4}{\pi} \ln \frac{2}{\sqrt{k}} \quad \text{für } 0 < k \leq 0,173 \quad (2.3)$$

$$\frac{K'(k)}{K(k)} = \pi \left\{ \ln \left( 2 \frac{1 + \sqrt{k}}{1 - \sqrt{k}} \right) \right\}^{-1} \quad \text{für } 0,173 < k < 1 \quad (2.4)$$

wobei folgende Beziehungen gelten:

$$k = \frac{w/2}{s + w/2} = \frac{w}{d} \quad (2.5)$$

$$K'(k) = K(k') \quad (2.6)$$

$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (2.7)$$

Die elliptischen Integrale werden für die theoretische Beschreibung von allen in dieser Arbeit benutzten koplanaren Leitungen benötigt.

Wenn der felderfüllte Raum - wie bei der Koplantarleitung - *inhomogen* mit einem Dielektrikum gefüllt ist, läßt sich der Kapazitätsbelag  $C'$  mit Hilfe einer konformen Abbildung nur dann exakt berechnen, wenn alle dielektrischen Grenzflächen mit einer elektrischen Feldlinie zusammenfallen. Das ist bei der Koplantarleitung nur dann der Fall, wenn angenommen wird, daß das Substrat eine unendlich ausgedehnte Halbebene bildet und daß die Metallschichten unendlich dünn sind. In diesem Fall ist auch unmittelbar einsichtig, daß die gesamte Anordnung ohne Feldveränderung in zwei Teilanordnungen mit jeweils homogenem Dielektrikum aufgespalten werden kann, so daß sich für die Gesamtanordnung nach dem Verfahren der Überlagerung von Teilkapazitäten [48] eine effektive (relative) Permittivität

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (2.8)$$

ergibt. Mit dieser effektiven Permittivität müßte der gesamte Leitungsquerschnitt homogen erfüllt sein, um dieselbe Phasengeschwindigkeit wie bei der Originalleitung zu bewirken. Anstelle der Phasengeschwindigkeit kann also zur Charakterisierung der Leitung auch die effektive relative Permittivität angegeben werden, so daß sich für die Koplantarleitung auf einer **dielektrischen Halbebene** mit unendlich dünner Metallisierung und unendlich ausgedehnten Massemetallisierungen folgende Kenngrößen ergeben:

$$L' = \frac{\mu_0}{4} \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (2.9)$$

$$C' = 4 \epsilon_0 \epsilon_{r,eff} \frac{K(k)}{K'(k)} \quad (2.10)$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{4 \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (2.11)$$

$$v_{ph} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r,eff}}} \quad (2.12)$$

Der Einfluß einer nicht unendlichen Massestreifenbreite auf die Leitungseigenschaften kann - wie sowohl die numerische Methode der Geraden als auch die konforme Abbildung zeigen - vernachlässigt werden [48], sobald die Massestreifenbreite die Hälfte des Massestreifenabstandes  $d$  überschreitet.

Bei der Koplantarleitung auf einem Substrat *endlicher* Dicke  $h$  verläuft die untere dielektrische Grenzfläche allerdings nicht mehr zusammen mit einer elektrischen Feldlinie. Dadurch wird der Feldverlauf beim Einziehen von magnetischen Wänden an den Grenzflächen des Dielektrikums jetzt verändert, so daß sowohl das Verfahren der Überlagerung von Teilkapazitäten (siehe oben) als auch die modifizierte konforme Abbildung nur Näherungslösungen liefern können. Der durch die konforme Abbildung in einen elliptisch geformten Hohlraum innerhalb des Dielektrikums abgebildete Luftbereich unterhalb des Substrates wird bei der modifizierten konformen Abbildung durch ein Rechteck angenähert. Der Fehler der folgenden - nach dem Verfahren der Überlagerung von



Teilkapazitäten gewonnenen - Kenngrößen der Koplanarleitung auf **dielektrischem Substrat endlicher Dicke**  $h$  im Vergleich zu den exakten, numerisch bestimmten Leitungsparametern liegt allerdings unter 1,5 % [48]:

$$L' = \frac{\mu_0}{4} \frac{K'(k)}{K(k)} \quad (2.13)$$

$$C' = 4 \epsilon_0 \frac{K(k)}{K'(k)} + 2 \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \frac{K'(k1)}{K(k1)} \quad (2.14)$$

Dabei wird das Modul  $k1$  über die Hilfsgröße  $q$  bestimmt, in die nicht nur die Spaltbreite  $s$  und Innenleiterbreite  $w$  eingehen, sondern jetzt auch die Substratdicke  $h$ :

$$k1 = \sqrt{\frac{1}{1+q}} \quad (2.15)$$

$$q = \frac{\sinh^2\left(\frac{\pi w}{4h}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h}\right) \sinh\left(\frac{\pi(w+s)}{2h}\right)} \quad (2.16)$$

Die Leitung kann auch - ganz äquivalent - durch die Gleichungen (2.9 - 2.12) beschrieben werden, wenn man die effektive relative Permittivität verwendet, die jetzt aber eine Funktion der Substratdicke  $h$  wird:

$$\epsilon_{r,eff} = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{K'(k)}{K(k)} \frac{K'(k1)}{K(k1)} \quad (2.17)$$

Das Modul  $k1$  wird in dieser Arbeit dann zur Abschätzung von Leitungselementen benötigt, wenn die *endliche* Dicke des Substrates wesentlich ist.

Durch die Nutzung der Koplanarleitung in MICs entstand auch die Notwendigkeit, die Auswirkung eines sich eventuell in der Nähe der Leitung befindenden - auf Massepotential liegenden - Gehäuses zu untersuchen [55,56,57]. Da der Einfluß sowohl eines Gehäusedeckels als auch eines unter der Substratunterseite liegenden Gehäusebodens auf die Leitungseigenschaften meist unter 2 % und daher zu vernachlässigen ist, sobald deren Abstand die doppelte Substratdicke  $h$  übersteigt, sollen hier nur noch die Kenngrößen der Koplanarleitung mit - zusätzlicher - **Massemetalisierung an der Substratunterseite** angegeben werden [55,57] :

$$\epsilon_{r,eff} = \frac{1 + \epsilon_r \frac{K'(k)}{K(k)} \frac{K(k2)}{K'(k2)}}{1 + \frac{K'(k)}{K(k)} \frac{K(k2)}{K'(k2)}} \quad (2.18)$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \left\{ \frac{K(k)}{K'(k)} + \frac{K(k2)}{K'(k2)} \right\}^{-1} \quad (2.19)$$

Hieraus können leicht die folgenden Leitungsbeläge abgeleitet werden, wenn man beachtet, daß der Induktivitätsbelag der oberen *Halbebene* (ebenso wie der

Wellenwiderstand) *doppelt* so groß wie der Belag der gleichen Struktur in der gesamten Ebene (vgl. Gleichung 2.1) ist:

$$C' = 2 \epsilon_0 \left\{ \frac{K(k)}{K'(k)} + \epsilon_r \frac{K(k_2)}{K'(k_2)} \right\} \quad (2.20)$$

$$L' = \frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{K(k)}{K'(k)} + \frac{K(k_2)}{K'(k_2)} \right\}^{-1} \quad (2.21)$$

Dabei gilt für das Modul  $k_2$ :

$$k_2 = \frac{\tanh\left(\frac{\pi w/2}{2h}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi d/2}{2h}\right)} \quad (2.22)$$

Damit sind die wesentlichen Kenngrößen bekannt, die zur Beschreibung der Quasi-TEM-Wellenausbreitung längs der Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat gebraucht werden. Diese sind auch für die leitungstheoretische Beschreibung der koplanaren Verzögerungsstrukturen - also auf halbleitendem Substrat - notwendig aber nicht hinreichend, müssen also noch durch Halbleiter- und Kontakteigenschaften ergänzt werden.

## 2.2 Metall-Halbleiter-Kontakte

An dieser Stelle sollen die Grundlagen der differentiellen Kapazität eines sperrenden Metall-Halbleiter-Kontaktes zusammengestellt werden, welche die Wellenausbreitung längs der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ganz wesentlich beeinflussen. Für eine detailliertere Diskussion der Kontakte muß auf die speziellere Literatur verwiesen werden [58,59,60,61].

Nach der von Schottky aufgestellten „Halbleitertheorie der Sperrschicht“ [62] bestimmt das Verhältnis der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter, ob sich ein sperrender oder ein injizierender („Ohmscher“) Kontakt bildet. Von Interesse ist hier der Fall, wo die Austrittsarbeit  $\Phi_{Me}$  des Metalls größer ist als die Austrittsarbeit des Halbleiters. Dieser Fall des sperrenden Kontaktes ist in Abbildung 2.3 dargestellt, wobei hier ohne Beschränkung der Allgemeinheit ein n-leitender Halbleiter (n-Hl) angenommen wurde. Weil die Austrittsarbeit des Halbleiters kleiner ist als die des Metalls, andererseits aber nach Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichtes das Fermi-niveau in beiden Festkörpern gleich ist, müssen die Bänder im Halbleiter um die Differenz der Austrittsarbeiten  $eV_D$  abgesenkt sein, wobei  $V_D$  Diffusionsspannung oder auch Makropotential genannt wird. Dabei ist  $e$  der Betrag der Elementarladung. Da die Bänder folglich im Halbleiter in der Nähe der Grenzfläche aufwärts gekrümmt sind und für die Metallelektronen eine Barriere der Höhe  $\Phi_B$  bilden, ist der Halbleiter dort im Leitungsband an freien Ladungsträgern verarmt. Durch die verbleibenden, ortsfesten Donator-Atomrümpfe wird eine Raumladungszone gebildet, die wegen ihres großen elektrischen Widerstandes „Sperrschicht“ genannt wird. Üblicherweise wird nun angenommen, daß in dieser Sperrschicht keine freien Ladungsträger mehr existieren und daß alle Donatoren der Dichte  $N_D$  einfach

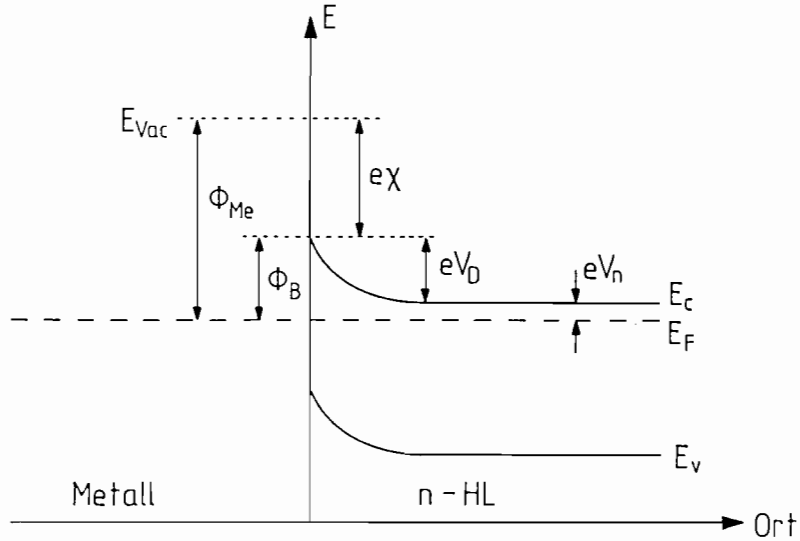


Abbildung 2.3: Schematisches Modell einer Elektronenbarriere nach Schottky, siehe Text.

ionisiert sind. Die hier eindimensionale Poissongleichung lässt sich leicht lösen, und man erhält die Weite der Sperrschicht  $d_s$ . Eine analoge Diskussion kann geführt werden, wenn an den Metall-Halbleiter-Kontakt eine Spannung  $V_{\pm}$  angelegt wird, wobei eine positive (negative) Spannung am Halbleiter in Relation zum Metall die **Sperrschichtweite**  $d_s$  vergrößert (verkleinert):

$$d_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(V_D + V_{\pm})}{eN_D}} \quad (2.23)$$

Daher kann man der Sperrschicht auch eine *differentielle* Kapazität

$$C = A \sqrt{\frac{\epsilon_r\epsilon_0eN_D}{2(V_D + V_{\pm})}} \quad (2.24)$$

zuordnen, wobei  $A$  die Kontaktfläche ist.

Während sich nach dieser Schottky-Theorie die Barrierenhöhe als Differenz der Austrittsarbeit des Metalls und der Elektronenaffinität  $e\chi$  des Halbleiters ergibt, sind nach einer von Bardeen aufgestellten Theorie die Oberflächenzustände des Halbleiters - und nicht das Metall - im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Halbleiter [60]. In der Realität liegt jedoch fast immer eine Mischform von Schottky- und Bardeen-Barriere vor, wobei die Barrierenhöhe nicht nur durch die Oberflächenzustände des Halbleiters, sondern oft auch durch die Einwirkung einer Dipol-Zwischenschicht bestimmt wird. Die für das mikroskopische Verständnis der Grenzflächenzustände und die quantitative Festlegung der Barrierenhöhe in Metall-Halbleiter-Kontakten heute diskutierten Modelle der Metal-induced Gap States [61] und das Unified Defect Model [63] sind im Rahmen dieser Arbeit weniger bedeutsam.

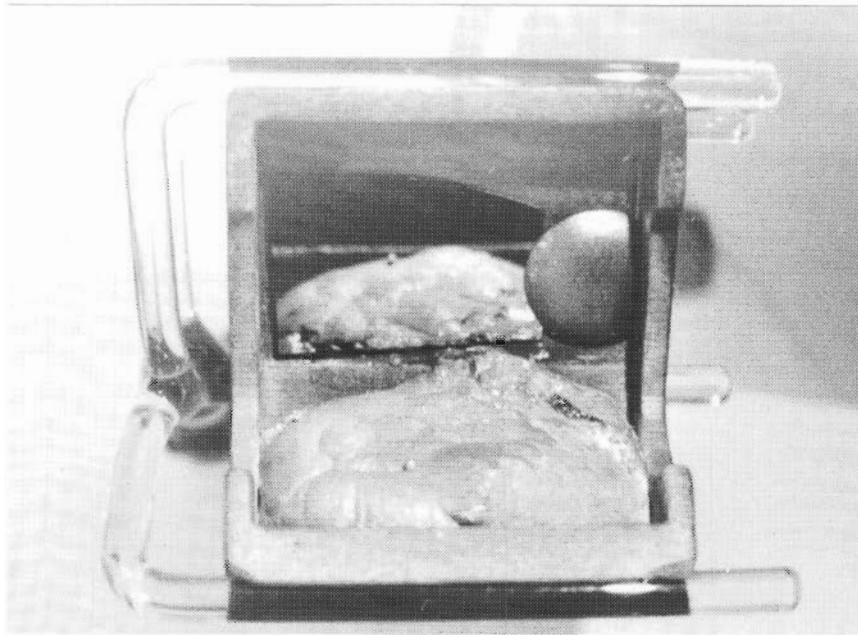


Abbildung 2.4: Kipptiegel für die Flüssigphasenepitaxie mit Graphitstempel, Substrat und Galliumlösung, siehe Text.

## 2.3 Technologien der monolithischen Integration

In diesem Abschnitt werden zwei verschiedene Methoden zur Herstellung von monolithischen koplanaren Verzögerungsstrukturen skizziert. Bei der ersten Methode, der Epitaxie, wird eine dünne, halbleitende Schicht auf einer als Träger fungierenden semi-isolierenden Schicht aufgewachsen. Durch das Aufbringen einer Leitungsmetallisierung und den sich dabei bildenden sperrenden Metall-Halbleiter-Kontakt entsteht dann die Verzögerungsstruktur. Die im Anschluß daran beschriebene Ionenimplantation ist eine weitere in dieser Arbeit benutzte Möglichkeit zur Erzeugung einer isolierenden Schicht zwischen Leitungsmetallisierung und Halbleiter und damit zur Realisierung einer solchen Verzögerungsstruktur.

### 2.3.1 Epitaxie

Das Aufwachsen einer einkristallinen, halbleitenden Schicht auf einem Träger-substrat nennt man Epitaxie<sup>1</sup>. Die Vielzahl der bis heute entwickelten Epitaxieprozesse kann grob in drei unterschiedliche Verfahren unterteilt werden: Das Aufwachsen aus der flüssigen Phase<sup>2</sup>, die Abscheidung aus der Gasphase<sup>3</sup> und das Aufdampfen im Ultrahochvakuum mittels Teilchenstrahl<sup>4</sup>. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Herstellung monolithischer Verzögerungsstrukturen

<sup>1</sup>griech.: epi für oben und taxos für geordnet

<sup>2</sup>LPE: Liquid Phase Epitaxie

<sup>3</sup>VPE: Vapour Phase Epitaxie oder auch

CVE(CVD): Chemical Vapour Epitaxie(Deposition) [64]

<sup>4</sup>MBE: Molecular Beam Epitaxie [65]

Epitaxieschichten aus der flüssigen Phase aufgewachsen. In der eigenen Technologie wurde ein Kipptiegel benutzt, um eine halbleitende Epitaxieschicht auf semi-isolierendem GaAs-Substrat zu deponieren (siehe Abbildung 2.4). Auf einer Seite befinden sich während des Prozesses ungefähr zehn Gramm Gallium (Ga), in dem einige Milligramm GaAs gelöst sind, auf der anderen Seite kann man deutlich den ebenfalls aus Graphit hergestellten Stempel („Pilz“) erkennen, der das semi-isolierende GaAs-Substrat mit Abmessungen von ungefähr  $10 * 5 \text{ mm}^2$  bei Kippbewegungen fixiert. Der gesamte Tiegel befindet sich in einem Quarzglas-Ofenrohr, kann um die Längsachse gekippt werden und wird üblicherweise mit einem Inertgas wie Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) und Anteilen von Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ) zur Reduktion der Substratoberfläche umspült. Die Menge an Ga und GaAs wird nach der Löslichkeitskurve des Phasendiagrammes Ga-As so gewählt, daß bei der gewünschten Starttemperatur des Epitaxieprozesses entweder eine geringfügige Übersättigung - oder wenn das Substrat zu Reinigungszwecken noch einmal angeätzt werden soll - eine Untersättigung der Lösung vorliegt. Ein Wachstumsprozeß nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht beginnt, wenn der Tiegel so gekippt wird, daß die Lösung das Substrat vollständig bedeckt. Durch Abkühlung der Lösung wird - wegen der dabei sinkenden Löslichkeit des Arsens im Gallium - weiteres Material für die Fortsetzung des Wachstums nachgeliefert. Die Dicke der aufzuwachsenden Schicht wird durch die Zeitdauer und Temperaturdifferenz der am Ofen eingestellten Temperaturrampe bestimmt. Beendet wird der Epitaxieprozeß durch ruckartiges Abkippen. Auf dem semi-isolierenden GaAs-Trägersubstrat ist nun eine dünne, halbleitende Schicht GaAs epitaxial aufgewachsen worden. Wegen des speziellen Phasendiagrammes Ga-As mit „diskreter Mischbarkeit“ kann nur GaAs entstanden sein. Auf weitere Einzelheiten der verwendeten Anlage kann hier nicht eingegangen werden und muß daher auf Tüchel [66] oder auch auf Lehrbücher [67,68] und Übersichtsartikel [69,70,71,72,73,74,75] verwiesen werden.

Zur Überprüfung der halbleitenden Eigenschaft der Schicht wird mittels konventioneller Dünnschichttechnik ein Muster aus Gold-Germanium-Kontakten (88:12 Gewichtsprozente) durch eine photolithographisch hergestellte Federbandstahlmaske aufgedampft und bei einer Temperatur von 500 Grad Celsius für 120 Sekunden einlegiert [67,68]. Die - hier nicht abgebildete - typische Strom-Spannungs-Kennlinie von zwei so auf der Epitaxieschicht hergestellten Kontakten ist linear und bestätigt daher die Aussage in [58,76] über den *ohmschen* Charakter solcher Kontakte. Aus der Anordnung der Kontakte, der Dicke der hergestellten Schicht und aus der gemessenen Kennlinie kann bei der Annahme eines homogen vom Strom durchflossenen Quaders der **spezifische Widerstand**  $\rho$  der epitaxial aufgewachsenen, halbleitenden Schicht abgeschätzt werden [66], der in der Größenordnung von  $0,1 \Omega \text{cm}$  liegt. Dieser Wert und die durch andere Meßmethoden (vergleiche Abschnitt 2.3.2) zur Charakterisierung der Epitaxieschicht bestimmte Dotierung stimmen gut mit den Herstellerangaben über die Verunreinigung der für die Einwaage verwendeten Ausgangsmaterialien Gallium und Galliumarsenid überein. Mit Hilfe der LPE kann also eine dünne, halbleitende Schicht auf einem semi-isolierenden Substrat produziert werden, so daß bei Wahl eines geeigneten Metalles für die Leitung eine Verzögerungsstruktur entsteht.

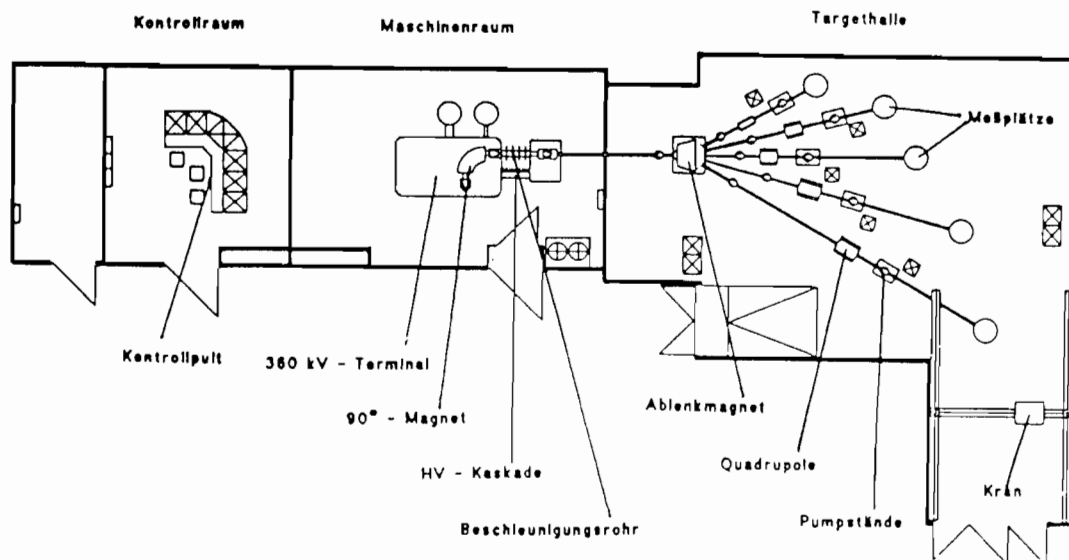


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des verwendeten 360 kV Ionenbeschleunigers (Institut für Kernphysik der Universität Münster), Erläuterungen siehe Text.

### 2.3.2 Ionenimplantation

Die zweite in dieser Arbeit benutzte Methode, monolithische Verzögerungsstrukturen durch die Herstellung von hochohmigen Schichten zwischen Metallisierung und Halbleiter zu realisieren, ist die Ionenimplantation. Dieser Beschuss eines Festkörpers durch ionisierte und anschließend in einem elektrostatischen Feld beschleunigte Atome, kann unterteilt werden in die konstruktive und destruktive Implantation. Bei der üblichen (konstruktiven) Implantation werden in einem hochohmigen Halbleiter dotierend wirkende Atome in das Gitter eingebaut, um lokal leitende Gebiete oder wie bei der Epitaxie eine dünne leitfähige Schicht zu schaffen. In dieser Arbeit hingegen ist es das Ziel der (destruktiven) Implantation, eine dünne isolierende Schicht (oder auch lokal hochohmige Gebiete) in einem halbleitenden Substrat herzustellen. Bei der dazu benutzten Implantation von Protonen ( $H^+$ ) in n-GaAs (proton isolation, proton bombardment) wird die Erzeugung von Rekombinationszentren durch Strahlenschäden zur Erhöhung des spezifischen Widerstandes ausgenutzt [77,78,79].

In Abbildung 2.5 ist der Ionenbeschleuniger dargestellt, mit dem ausnahmslos alle in dieser Arbeit diskutierten implantierten Proben hergestellt wurden. In einer mit Wasserstoff-Gas gespeisten Ionenquelle werden durch eine Extraktionsspannung von 30 kV Protonen erzeugt. An die Reinheit des Quellengases werden - auch für Anwendungen der Halbleitertechnologie - keine hohen Anforderungen gestellt, da der gleich anschließend folgende Massenseparator mit einem 90°-Analisiermagneten nur das ausgewählte Verhältnis von Masse zu Ladung passieren läßt. Anschließend werden die Ionen im Beschleunigungsrohr durch eine Hochspannungskaskade auf die gewünschte Energie gebracht. Mit diversen Spulensystemen, Blenden und Ablenkmagneten wird der Strahl sowohl fokussiert als auch auf den gewünschten Meßplatz am Ende eines der fünf

Strahlrohre abgelenkt. Der Meßplatz besteht im wesentlichen aus einer Targetkammer, in der sich auf einer verschiebbaren Probenleiter die zu implantierenden n-GaAs-Proben befinden. Weil jede Probe eine Fläche von  $10 * 10 \text{ mm}^2$  hat und der Ionenstrahl nicht mit homogener Stromdichte auf diese Fläche aufgeweitet werden kann, befinden sich einige Meter vor der Targetkammer noch zwei Spulenpaare, die über zwei Frequenzgeneratoren und Netzgeräte so angesteuert werden, daß der Strahl über die gesamte Probenoberfläche rastert und eine homogene Bestrahlung resultiert. Durch ein an der Targetleiter angeschlossenes Amperemeter ist es möglich, den Strahlstrom zu messen, also die auf der Probe auftreffenden Ladungen zu zählen, wobei wiederum durch Blenden dafür gesorgt wird, daß nur die auf der halbleitenden Probe und nicht noch zusätzlich die auf der Targetleiter auftreffenden Teilchen gezählt werden. Falls die Probe stellenweise vor dem Ionenstrahl geschützt werden muß, weil eine Insel aktiven Materials für Schottky-Kontakte erhalten werden soll, wird der Halbleiter dort mit einer maskierenden Schicht aus Photolack bedeckt. Wegen der photolithographisch herstellbaren kleinen Strukturen im Mikrometerbereich und der hohen Kantenschärfe ist eine solche „Kontaktmaskierung“ hier den Blenden vorzuziehen. Dabei ist natürlich zu beachten, daß bei zu großen Strahlströmen der Lack durch zu hohe Temperaturen zerstört werden kann und daß die Maskierungsschicht hinreichend dick ist, um bei der gewählten Teilchensorte und -energie zu gewährleisten, daß der darunter befindliche Halbleiter nicht mehr erfaßt wird. Eine Schichtdicke von ungefähr  $4 \mu\text{m}$  des Photolacks (Shipley 1350J) erwies sich bei den hier verwendeten Energien von 200, bzw. 300 keV der Protonen als ausreichend und kann nach erfolgter Implantation leicht mit Aceton wieder entfernt werden, ohne daß die Halbleiteroberfläche angegriffen wird. Auf eine weitere Beschreibung der Details des Aufbaus, der verwendeten Probenkammer und Probentechnologie muß hier verzichtet werden. Weitere Einzelheiten können bei Lackmann [80] nachgelesen werden; in der Literatur vermitteln Sze [68], Ruge [67] oder Schade [81] einen Überblick aus der Sicht der Halbleitertechnologie, während das umfassende Standardwerk [82] nicht nur zusätzlich den theoretischen Hintergrund und auch die maschinentechnische Seite der Implantation ausführlich erläutert, sondern auch zahlreiche weitere Literaturstellen zitiert.

Um den Einfluß der Implantation auf das halbleitende GaAs zu demonstrieren und die isolierende Wirkung des Protonenbeschusses zu bestätigen, werden im folgenden die Eigenschaften von Metall-Halbleiter-Kontakten untersucht. Diese werden auf einer n-GaAs-Probe hergestellt, deren eine Hälfte bei der Implantation mit Protonen der Dosis  $1 * 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  und Teilchenenergien von 200 keV vollständig mit Photolack bedeckt war (vgl. Abbildung 2.6). Benutzt wird ein Muster von großflächigen und kleinen Aluminium-Kontakten, wobei das Flächenverhältnis so gewählt ist, daß bei Messung der Kapazität der Beitrag des großen Kontaktes vernachlässigt werden kann.

In der Abbildung 2.7 ist die aus der Auftragung  $1/C^2$  gegen die angelegte Sperrspannung  $V_{\text{=}}$  resultierende Kennlinie einer Struktur auf implantiertem Gebiet dargestellt. Man erkennt, daß im Gegensatz zur Schottky-Theorie nach Gleichung 2.24 die Kapazität praktisch keine Spannungsabhängigkeit aufweist. Der Kehrwert des Quadrates der Kapazität bleibt bis 16 V Sperrspannung im

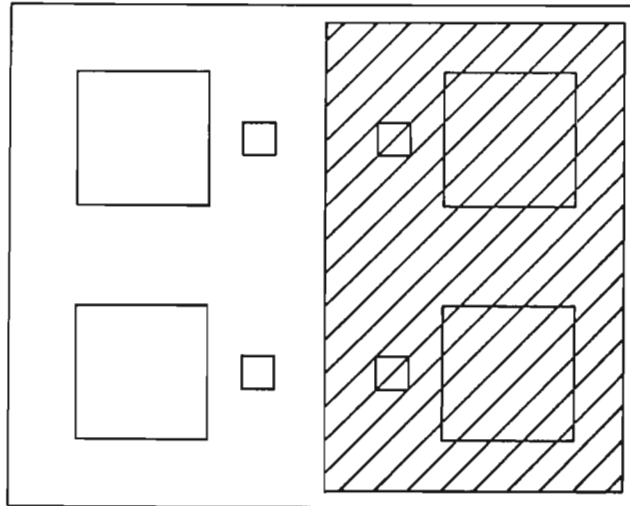


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung von Metall-Halbleiter-Kontakten auf einer implantierten n-GaAs-Probe, die Schraffur deutet die Lage der schützenden Photolackschicht während der Implantation an. Es wird jeweils die Gesamtkapazität der aus einem kleinen und einem großen Kontakt bestehenden Struktur gemessen.

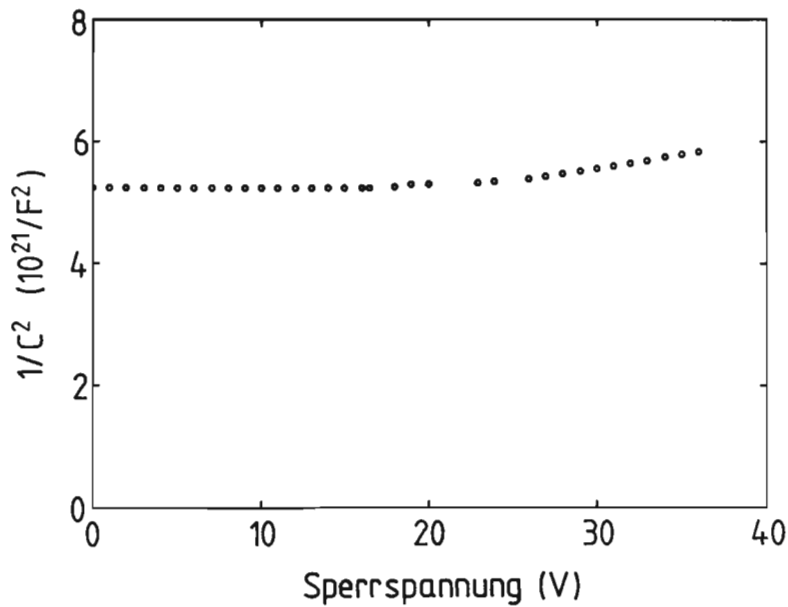


Abbildung 2.7:  $(1/C^2)$ -Kennlinie einer Struktur aus zwei Metall-Halbleiter-Kontakten (vgl. Abb. 2.6) auf mit Protonen implantiertem n-GaAs als Funktion der Sperrspannung, siehe Text.



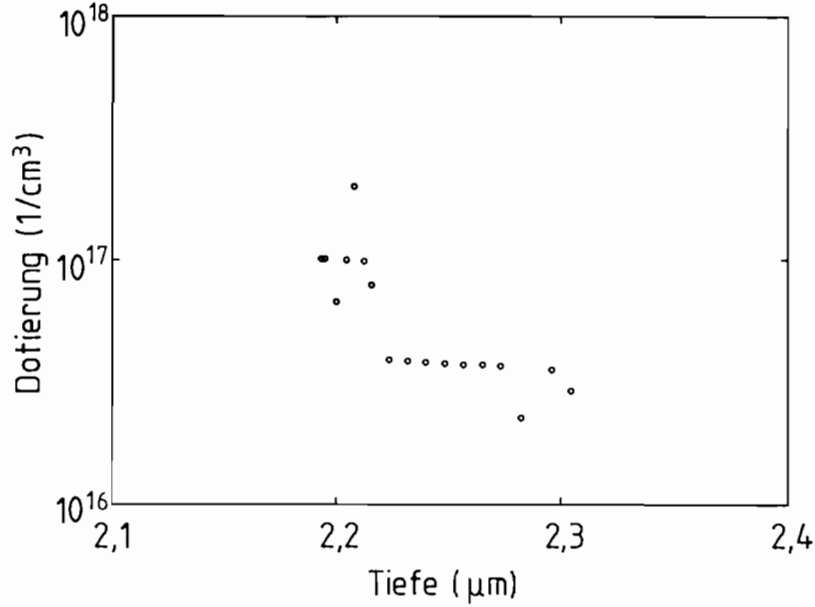


Abbildung 2.8: Aus der Steigung der Kennlinie in Abbildung 2.7 bestimmte effektive Dotierung von mit Protonen implantiertem n-GaAs als Funktion der Tiefe  $x$ , siehe Text.

Rahmen der Meßgenauigkeit (50 fF) völlig konstant, um dann mit weiter wachsender Sperrspannung erst geringfügig und später stärker anzuwachsen. Da die Kennlinie einer Struktur auf dem nicht implantierten Gebiet - die hier nicht dargestellt ist - sehr gut der nach der Schottky-Theorie erwarteten funktionalen Abhängigkeit entspricht, bewirkt die Implantation offenbar eine Veränderung der elektrischen Eigenschaften des Halbleiters. Wenn man annimmt, daß auch im implantierten Gebiet noch ein Schottky-Kontakt vorliegt, so ist die Steigung der Kennlinie ein Maß für die (inverse) lokale effektive Dotierung. Diese ist als Funktion der Tiefe  $x$  im Halbleiter aufgrund der Implantation nicht mehr konstant. Man erhält [58,80,83,84]

$$\frac{\partial}{\partial V_{=}} \left( \frac{1}{C^2} \right) = \frac{2}{e\epsilon_0\epsilon_r A^2 N_D(x)} \quad (2.25)$$

$$x(V_{=}) = \frac{\epsilon_0\epsilon_r A}{C(V_{=})} \quad (2.26)$$

für das Wertepaar  $[N_D(V_{=}), x(V_{=})]$ .

Für nicht verschwindende Steigung der Kennlinie in Abbildung 2.7 ist damit die **effektive Dotierung**  $N_D(V_{=})$  als Funktion der Tiefe  $x(V_{=})$  im Halbleiter bestimmbar und in Abbildung 2.8 dargestellt. In dieser Arbeit ist für die durch Implantation herzustellenden Verzögerungsstrukturen das Folgende wesentlich. Die effektive Dotierung des n-leitenden Ausgangsmaterials wird bis in eine Tiefe von etwa  $2,2 \mu\text{m}$  durch die Implantation mit Protonen der Energie von 200 keV modifiziert. Dieser Wert für die Tiefe ist in guter Übereinstimmung mit denen aus der Literatur [78,85,86], in der ein Wert von etwa  $1 \mu\text{m}$  pro 100 kV Beschleunigungsspannung für Protonen in GaAs bestimmt wurde. Eine Bestimmung der effektiven Dotierung für Tiefen kleiner als  $2,2 \mu\text{m}$  ist wegen der konstanten

Kapazität nicht möglich. Eine Abschätzung kann aber wie folgt durchgeführt werden.

Bei weiteren eigenen Experimenten an Epitaxieschichten wurde immer eine implantationsbedingte Erhöhung des spezifischen Widerstandes um mindestens den Faktor  $10^6$  festgestellt [80]. Wohlleben und Beck [77] veröffentlichten ausführliche und systematische Messungen, bei denen trotz wachsender Implantationsdosis ein Sättigungsverhalten der Ladungsträgerbeweglichkeit nach der Reduzierung um zwei Zehnerpotenzen beobachtet wurde. Daher kann in einer groben Abschätzung davon ausgegangen werden, daß die effektive Dotierung der implantierten Schicht um den Faktor  $10^4$  auf einen Wert in der Größenordnung von  $5 * 10^{12} cm^{-3}$  reduziert wurde. Wegen ihres Aufbaus werden die so hergestellten Strukturen mit entsprechender Kennlinie in Analogie zu MIS-Dioden im folgenden immer als MIS-Strukturen bezeichnet. Dabei kann wegen der im Laufe dieser Arbeit verwendeten Sperrspannungen unter 15 V die Kapazität als spannungsunabhängig angesehen werden. Abschließend kann festgestellt werden, daß die vorgestellte Protonenimplantation ein wirksames Verfahren zur Herstellung von hochohmigen, isolierenden Schichten in n-leitendem GaAs ist.

In diesem Kapitel wurden

- die Struktur der Koplanarleitung, ihre leitungstheoretische Beschreibung, die wichtigsten Kenngrößen zur Bestimmung der Leitungseigenschaften auf dielektrischem Substrat und
- die bei halbleitendem Substrat zu berücksichtigenden Besonderheiten, vor allem die differentielle Sperrschichtkapazität des sperrenden Metall-Halbleiter-Kontaktes beschrieben. Im Anschluß daran wurden
- die in dieser Arbeit zur Herstellung von koplanaren Verzögerungsstrukturen verwendeten Technologieprozesse Flüssigphasenepitaxie und Ionenimplantation skizziert.

Im folgenden Kapitel sollen jetzt die Eigenschaften der monolithischen koplanaren Verzögerungsstrukturen dargestellt werden.

## Kapitel 3

# Monolithische koplanare Verzögerungsstrukturen

Die theoretische Beschreibung der ersten monolithischen Verzögerungsstrukturen, der *MIS- und Schottky-Kontakt-Mikrostreifenleitungen* erfolgte durch das sogenannte Parallelplatten-Modell [7,10,13]. Auf die Verzögerungsstrukturen mit **koplanarer** Metallisierung ist dieses Modell jedoch nicht übertragbar. Die bisherigen theoretischen Beschreibungen der *koplanaren monolithischen Verzögerungsstrukturen* basierten daher fast immer auf numerischen „Full-Wave“ Methoden.

Bei der Spektralbereichsanalyse (Spectral Domain Approach, SDA) von einfacheren Metallisierungsanordnungen können bei geeigneter Wahl der Basisfunktionen die entsprechenden Integralgleichungen (vgl. Abschnitt 2.1) sehr effizient berechnet werden [17,20], eine Berücksichtigung der *endlichen* Metallisierungsdicke ist jedoch schwierig. Dies ist bei der sehr flexibel einsetzbaren Finite-Elemente-Methode (FEM) möglich, doch wegen des noch größeren rechentechnischen Aufwandes wird diese Methode seltener benutzt [22,23] als die verbreitete Methode der Orthogonalreihen-Entwicklung (Mode Matching Technique, MMT). Doch auch die mit Hilfe dieser Methode gewonnenen Ergebnisse [18,19,20,21] verdeutlichen, daß alle diese „Full-Wave“ Methoden zu aufwendig und zu rechenintensiv sind, um in „CAD-Tools“ eingesetzt zu werden oder um damit systematische Studien oder gar Bauelemente-Optimierung zu betreiben. Für eine zukünftige Anwendung der Verzögerungsstrukturen in MMICs ist daher eine einfachere theoretische Beschreibung wünschenswert.

Leitungstheoretische Beschreibungen waren bisher die Ausnahme, nur Seguinot stellte 1983 ein Ersatzschaltbild für die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung vor [87]. Aber wegen der offensichtlich starken Abweichungen der hieraus abgeleiteten theoretischen Ergebnisse von den im Vergleich dazu mittels SDA gewonnenen Resultaten wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt; ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen wurde gar nicht erst versucht. Mit einem davon abweichenden Ersatzschaltbild gelang Champlin dann 1987 eine einfache leitungstheoretische Beschreibung von mikrominiaturisierten MIS-Strukturen auf Silizium [45]. Wegen der Einschränkung auf einen als quasistatisch bezeichneten

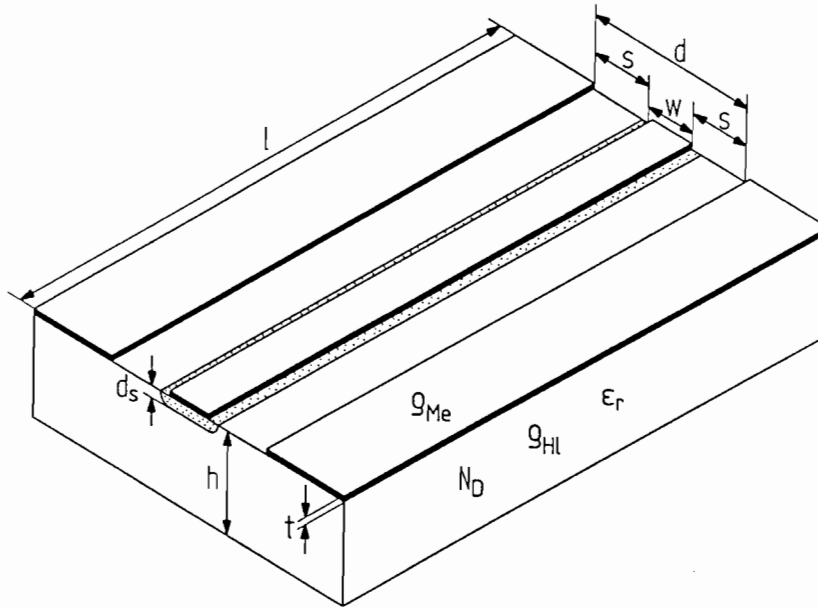


Abbildung 3.1: Skizze der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, siehe Text.

Bereich war eine Anwendung auf Leitungsabmessungen, wie sie in MICs und MMICs üblich sind, jedoch nicht möglich.

In diesem Kapitel werden die monolithischen koplanaren Verzögerungsstrukturen ebenfalls durch ein differentielles Ersatzschaltbild beschrieben. Dabei wird insbesondere der bisher weitgehend vernachlässigte Skineffekt im Halbleiter berücksichtigt. Ausführlich geschieht dies anhand der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf homogenem halbleitenden Substrat. Dazu wird zunächst kurz der *Aufbau* der Leitung skizziert. Die *Ersatzschaltbildelemente* werden anschließend phänomenologisch begründet und über Näherungsformeln aus den Leitungsabmessungen und Materialparametern abgeschätzt. Aus den Elementen des Ersatzschaltbildes können mit Hilfe der *Leitungstheorie* dann die Eigenschaften der Verzögerungsstrukturen leicht berechnet werden. Es wird gezeigt, daß der Schottky-Kontakt die Möglichkeit bietet, durch Variation der Sperrspannung ein Ersatzschaltbildelement von außen *reversibel* zu steuern. Dies wird mit Hilfe des vorgeschlagenen Ersatzschaltbildes an der komplexen Ausbreitungskonstanten demonstriert. Am Beispiel einer koplanaren MIS-Struktur auf GaAs wird der Einfluß des Skineffektes im Halbleiter auf die Leitungseigenschaften koplanarer Verzögerungsstrukturen näher erläutert.

### 3.1 Aufbau der Leitung

In Abbildung 3.1 ist die Struktur der monolithischen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung dargestellt. Auf dem n-GaAs-Halbleitersubstrat von der Dicke  $h$ , mit dem spezifischen Widerstand  $\rho_{HI}$ , der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  und der Dotierung  $N_D$  ist ein Metallfilm der Dicke  $t$  mit dem spezifischen Widerstand  $\rho_{Me}$  aufgebracht. Durch zwei Spalte der Breite  $s$  wird die Koplanarleitung der Länge  $l$  mit dem Innenleiter der Breite  $w$  gebildet. Die Breite beider Massestreifen ist immer mindestens um eine Zehnerpotenz größer als der Abstand  $d$

der Massestreifen voneinander. Auf technologische Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden, es wird deswegen auf [66,80] verwiesen. Der Innenleiter wird durch eine externe Gleichvorspannung  $V_{\pm}$  auf ein negatives Potential als die beiden Masseleiter gelegt. Die Tiefe  $d_s$ , der sich unter dem Innenleiter bildenden Raumladungszone hängt also nicht nur von der Diffusionsspannung  $V_D$ , sondern zusätzlich auch noch von der Sperrspannung  $V_{\pm}$  ab (siehe Gleichung 2.23).

Es ist offensichtlich, daß die Weite der Verarmungsschicht des Kontaktes ebenfalls durch den Momentanwert der Hochfrequenz-Wechselspannung moduliert wird. Wenn die Wechselspannungsamplituden in die Größenordnung der den Arbeitspunkt einstellenden Gleichspannung kommen, wird die Sperrschichtweite merklich orts- und zeitabhängig. Diese „nichtlineare“ Wellenausbreitung verspricht wegen der Vielzahl der auftretenden Effekte (wie z.B. Frequenzverdopplung, parametrische Verstärkung, Pulsformung, Bistabilität, usw.) ebenfalls interessante Anwendungsmöglichkeiten solcher Leitungen als neuartige Bauelemente [162], von denen einige Prototypen kürzlich sogar schon realisiert wurden [88,89,90].

Die grundsätzlichen Eigenschaften einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ergeben sich aus der in Abbildung 3.1 dargestellten Struktur auf homogenem halbleitendem Substrat. Bei der durch destruktive Ionenimplantation erzeugten koplanaren Verzögerungsleitung wird die Verarmungsschicht des sperrenden Metall-Halbleiter-Kontaktes durch die hochohmige Schicht der Implantationstiefe  $d_{imp}$  ersetzt. Selbst eine auf einer halbleitenden Epitaxieschicht auf semi-isolierendem GaAs realisierte Verzögerungsstruktur unterscheidet sich prinzipiell nicht von der oben skizzierten. Die Umbenennung der Substratdicke  $h$  in die halbleitende Epitaxieschicht der Dicke  $d_{epi}$  ist nur ein formaler Schritt.

Die durch die neuen Materialgrößen, Abmessungen und Kontakteigenschaften verursachten Elemente des Ersatzschaltbildes werden ebenso wie die im Vergleich zur Standard-Koplanarleitung jetzt zusätzlich möglichen reversiblen und irreversiblen Änderungen der Leitungseigenschaften in den folgenden Abschnitten diskutiert.

## 3.2 Leitungstheoretische Beschreibung

Die folgenden Überlegungen basieren auf der Annahme, daß die Wellenausbreitung längs der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung durch eine Quasi-TEM-Mode beschrieben werden kann. Dann ist es möglich, ein differentiell ersetztes Schaltbild mit einem Induktivitätsbelag  $L'$  im Längszweig, einem Kapazitätsbelag  $C'$  im Querzweig und resistiven Elementen als Korrektur aufzustellen (vgl. Abbildung 3.2). Im folgenden werden Näherungsformeln für jedes dieser fünf Elemente abgeleitet und anschließend kurz diskutiert.

1. Weil im gesamten felderfüllten Raum unmagnetische Medien ( $\mu_r = 1$ ) angenommen wurden, wird sich der **Induktivitätsbelag  $L'$**  auf halbleitendem Substrat in erster Näherung nicht von dem Belag einer Koplanarleitung gleicher Metallisierungsanordnung auf dielektrischem Substrat unterscheiden (vgl.

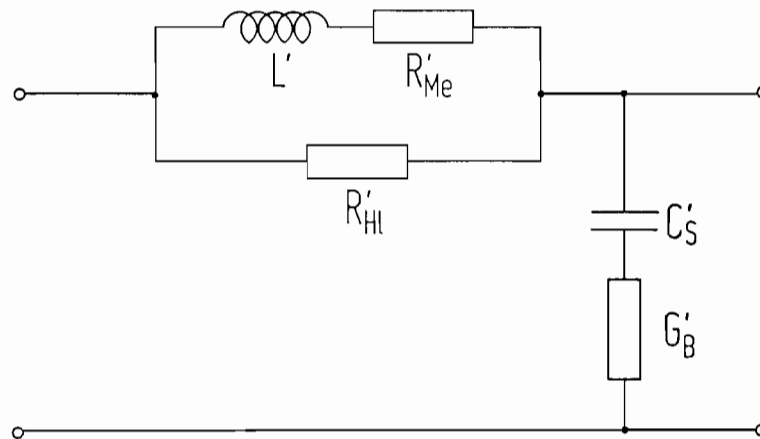


Abbildung 3.2: Differentielles Ersatzschaltbild der monolithischen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, siehe Text.

Gleichung 2.1). Bei genauerer Betrachtung wird allerdings deutlich, daß die magnetischen Feldlinien der unteren Halbebene aufgrund des Skineffektes im jetzt nicht mehr dielektrischen, sondern halbleitenden Substrat mit wachsender Frequenz immer mehr eingeschnürt werden. Nach der Theorie des ebenen Skineffektes [91,92,48] ist der Realteil des komplexen Oberflächenwiderstandes eines leitenden Mediums gleich dem Imaginärteil. Der Realteil beschreibt die ohmschen Verluste, wobei die Skineffekteindringtiefe oder äquivalente Leitschichtdicke eine charakteristische Rolle spielt. Der Imaginärteil hingegen, der durch die sogenannte *innere* Induktivität beschrieben wird, ist ein Maß für die Größe der gespeicherten Energie des magnetischen Feldes im leitenden Medium. Für das Verständnis des im folgenden skizzierten Ansatzes für den Induktivitätsbelag der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ist wesentlich, daß der „effektive Leiterabstand der inneren Induktivität“ gerade die *halbe* Skintiefe  $\delta/2$  ist [48,93]. Diese innere Induktivität entsteht also bei nichtidealen Leitern durch das Eindringen des Magnetfeldes ins Leiterinnere und kann deswegen bei Metallen und üblichen Leiterabständen normalerweise vernachlässigt werden.

Das halbleitende Substrat aber wirkt wie ein schlechter Leiter, so daß dessen innere Induktivität nicht mehr vernachlässigt werden darf. Um den Einfluß dieses Effektes quantitativ abschätzen zu können, wird hier angenommen, daß die Stromdichte im Halbleiter exponentiell zur Substratunterseite hin abnimmt. Das bedeutet, daß der Induktivitätsbelag der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung solange gleich dem Induktivitätsbelag der „Standard-Koplanarleitung“ ist, wie die Skineindringtiefe im Halbleiter größer oder gleich der *doppelten* Halbleiterdicke  $h$  wäre. Bei genau der Frequenz, bei der gerade die *halbe* Skineindringtiefe gleich der Dicke des halbleitenden Substrates ist, entspricht der Induktivitätsbelag der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung dem einer Koplanarleitung mit einer zusätzlichen, sich an der Substratunterseite befindenden Metallisierung.

Die Kenngrößen dieser Leitungsstruktur, die eine Mischung von Mikrostreifen- und Koplanarleitung darstellt, wurden von Ghione und Naldi berechnet [55,57] und in Abschnitt 2.1 angegeben. Der Induktivitätsbelag einer solchen Leitung läßt sich daraus leicht ableiten und ist ebenfalls explizit in Abschnitt 2.1 angegeben (Gleichung 2.21). Bei der Berechnung dieses Induktivitätsbelages über das Modul  $k_2$  (Gleichung 2.22) wird neben der Substratdicke  $h$  die vom Modul  $k$  (Gleichung 2.5) bekannte Größe  $(s + w/2)$  benötigt, die im folgenden als „effektiver Leiterabstand der äußeren Induktivität“ bezeichnet wird. Da die Skineindringtiefe im Halbleiter

$$\delta_{HI} = \sqrt{\frac{\rho_{HI}}{\pi \mu_0 f}} \quad (3.1)$$

aber mit wachsender Frequenz  $f$  abnimmt, ist der Induktivitätsbelag nicht mehr konstant. Die magnetischen Feldlinien der unteren Halbebene werden durch die scheinbare Massemetallisierung an der Substratunterseite, die sich durch den Skineffekt den oberen wirklichen Metallisierungen nähert, zunehmend mehr eingeschnürt, und der durch die untere Halbebene bedingte Induktivitätsbelag sinkt. Der Induktivitätsbelag wird also ab der Frequenz frequenzabhängig werden, bei der gerade die halbe Skineindringtiefe im Halbleiter gleich der Dicke des halbleitenden Substrates ist. Es ist jedoch unmittelbar einsichtig, daß der Einfluß einer Massemetallisierung an der Substratunterseite auf den Induktivitätsbelag klein und damit zu vernachlässigen ist, falls der effektive Leiterabstand der äußeren Induktivität  $(s + w/2)$  der Metallisierungsabmessungen klein gegen die Substratdicke wäre. Durch den Skineffekt im Halbleiter aber kommt der durch die äquivalente Leitschichtdicke verursachte effektive Leiterabstand der inneren Induktivität bei wachsender Frequenz in die Größenordnung des für die äußere Induktivität wesentlichen effektiven Leiterabstandes  $(s + w/2)$  der wirklichen Metallisierung. Daher scheint es sinnvoller zu sein, als die *Grenzfrequenz  $f_L$  des konstanten Induktivitätsbelages* auf halbleitendem Substrat die Frequenz zu definieren, bei der die halbe Skineindringtiefe - und somit der effektive Leiterabstand der inneren Induktivität - gerade gleich dem effektiven Leiterabstand der äußeren Induktivität ist:

$$f_L = \begin{cases} \frac{\rho_{HI}}{\pi \mu_0 d^2} & \text{falls } d \leq h \\ \frac{\rho_{HI}}{\pi \mu_0 h^2} & \text{falls } d > h \end{cases} \quad (3.2)$$

Eine einfache Abschätzung zeigt, daß bei den hier verwendeten Leitungsabmessungen und Halbleiterleitfähigkeiten ( $w = 140 \mu m$ ,  $s = 40 \mu m$ ,  $\rho_{HI} = 0,04 \Omega cm$ ) die halbe Skineindringtiefe schon im unteren GHz-Bereich (hier:  $f_L = 2,1$  GHz) gleich dem effektiven Leiterabstand der äußeren Induktivität  $(s + w/2) = d/2$  ist. Das bedeutet, daß zumindest für Frequenzen größer dieser Frequenz eine merkliche Dispersion des Induktivitätsbelages erwartet wird. Der Induktivitätsbelag  $L'$  der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung wird folglich mit

$$L' = \frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{K(k)}{K'(k)} + \frac{K(k_2)}{K'(k_2)} \right\}^{-1} \quad (3.3)$$

angesetzt, wobei das Modul  $k$  durch die Gleichung 2.5 gegeben ist und das Modul  $k_2$  (vgl. Gleichung 2.22) jetzt durch den Skineffekt im Halbleiter frequenzabhängig wird:

$$k_2 = \begin{cases} \frac{\tanh\left(\frac{\pi w/2}{2h}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi(w/2+s)}{2h}\right)} & \text{falls } \delta_{HI} \geq 2h \\ \frac{\tanh\left(\frac{\pi w/2}{\delta_{HI}}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi(w/2+s)}{\delta_{HI}}\right)} & \text{falls } \delta_{HI} < 2h \end{cases} \quad (3.4)$$

Die elliptischen Integrale werden wiederum nach den Gleichungen 2.3 und 2.4 berechnet.

**2.** Durch die endliche Leitfähigkeit sowohl des Metalles als auch des sich unter dem Metall befindenden Halbleiters entstehen ohmsche Verluste. Diese werden bei den monolithischen Verzögerungsstrukturen üblicherweise im Ersatzschaltbild im Längszweig durch den **Metallwiderstandsbelag**  $R'_{Me}$  und durch einen Halbleiterwiderstandsbelag  $R'_{HI}$  beschrieben [13]. Für die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung wird dieser Ansatz übernommen [94] (vergleiche Abbildung 3.2). Zur Abschätzung der resistiven Elemente wird auf die von Champlin [45] verwendeten Näherungsformeln zurückgegriffen. Der Metallisierungswiderstand wird durch den Widerstand des Innenleiters angenähert. Dabei ist die Annahme ausschlaggebend, daß die Stromdichten in den Masseleitern wesentlich geringer als im Innenleiter sind. Entsprechend wird für den Metallwiderstandsbelag  $R'_{Me}$  hier

$$R'_{Me} = \begin{cases} \frac{\rho_{Me}}{w t} & \text{falls } \delta_{Me} \geq t \\ \frac{\rho_{Me}}{w \delta_{Me}} & \text{falls } \delta_{Me} < t \end{cases} \quad (3.5)$$

angesetzt.  $\delta_{Me}$  ist dabei die Skineindringtiefe im Metall.

**3.** Der Ansatz für den **Halbleiterwiderstandsbelag**  $R'_{HI}$  basiert auf der Annahme, daß der im Halbleiter in Ausbreitungsrichtung der Welle fließende Strom unter der Sperrschicht des Innenleiters konzentriert ist und daß die Stromdichte im Halbleiter exponentiell zur Substratunterseite hin abnimmt. Der vom Strom durchflossene Querschnitt ist daher durch den Innenleiter der Breite  $w$  und durch die Substratdicke  $h$ , bzw. durch die äquivalente Leitschichtdicke  $\delta_{HI}$  begrenzt. Die Sperrschichtweite wird wegen ihrer geringen Größe in Relation zur Substratdicke vernachlässigt. Man erhält für den durch den Skineffekt frequenzabhängigen Halbleiterwiderstandsbelag  $R'_{HI}$ :

$$R'_{HI} = \begin{cases} \frac{\rho_{HI}}{w h} & \text{falls } \delta_{HI} \geq h \\ \frac{\rho_{HI}}{w \delta_{HI}} & \text{falls } \delta_{HI} < h \end{cases} \quad (3.6)$$



Im Gegensatz zur Standard-Koplanarleitung und bisherigen leitungstheoretischen Beschreibungen der Verzögerungsstrukturen ist somit im *Längszweig* der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung die Wechselwirkung von magnetischem Feld und halbleitendem Substrat konsequent berücksichtigt worden. Beim Induktivitätsbelag wurde die Wechselwirkung durch den modifizierten Beitrag der unteren Halbebene deutlich erkennbar. Aber auch die Beachtung des im Halbleiter in Ausbreitungsrichtung der Welle fließenden Stromes durch den Halbleiterwiderstandsbelag ist offensichtlich eine Korrektur zu der Annahme, daß keine Wechselwirkung stattfindet. Falls eine genauere Abschätzung dieser beiden Elemente für eine leitungstheoretische Beschreibung benötigt wird, müßte die durch die koplanare Metallisierung im Halbleiter bedingte Stromdichteverteilung berücksichtigt werden. Bei Realisierung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf einer halbleitenden Epitaxieschicht ist für beide Elemente die Substratdicke  $h$  durch die Dicke der Epitaxieschicht  $d_{epi}$  zu ersetzen. Falls beim Metallisierungswiderstandsbelag  $R'_{Me}$  doch die durch die Masseleiter verursachten Verluste leitungstheoretisch berücksichtigt werden sollen, so kann dies für dieses Element des Längszweiges auf einfache Weise durch die von Fleming [40] angegebene Näherungsformel geschehen. Noch exaktere, mit Hilfe der konformen Abbildung gewonnene Näherungsformeln, die allerdings aus physikalischer Sicht nicht mehr überschaubar und somit auch für CAD-Tools weniger geeignet sind, geben Owyang [95] und - abgewandelt - Hoffmann [48] an.

4. Der Kapazitätsbelag im Querzweig wird bestimmt durch die Speicherung von elektrischer Energie in der sehr dünnen Verarmungsschicht des Schottky-Kontaktes unter dem Innenleiter und wird daher - solange die Spaltweite  $s$  nicht in die Größenordnung der Sperrschichtweite  $d_s$  kommt - durch den **Kapazitätsbelag**  $C'_S$  des Schottky-Kontaktes angenähert:

$$C'_S = \epsilon_o \epsilon_r \frac{w}{d_s} \quad (3.7)$$

Die Sperrschichtweite ist dabei durch die Gleichung 2.23 gegeben. Die in Abschnitt 2.3 skizzierten Ergebnisse legen es nahe, den Kapazitätsbelag einer durch destruktive Ionenimplantation hergestellten monolithischen MIS-Verzögerungsstruktur ebenfalls durch die obige Gleichung anzunähern. Dabei muß die Sperrschichtweite  $d_s$  durch die Tiefe  $d_{imp}$  der durch Implantation hergestellten hochohmigen Schicht ersetzt werden.

5. Weil die Sperrschichtweite der in dieser Arbeit interessierenden Strukturen klein gegen die Spaltweite der Koplanarleitung ist, muß der transversale Strom zusätzlich noch durch das halbleitende Bahngebiet der Diode fließen. Bei den hier verwendeten Leitfähigkeiten ( $\rho_{Hl} = 0,04 \Omega cm$ ) des aktiven GaAs ( $\epsilon_r = 12,9$ ) und im hier betrachteten Frequenzbereich der Mikrowellen wird die dielektrische Relaxationsfrequenz des Bahngebietes

$$f_d = ( 2 \pi \epsilon_o \epsilon_r \rho_{Hl} )^{-1} \quad (3.8)$$

nicht erreicht (hier: 3,5 THz), so daß man von einem rein resistiven Verhalten ausgehen kann. Für dieses Bahngebiet wird daher im Querzweig in Serie zum Kapazitätsbelag ein **Leitwertsbelag**  $G'_B$  angesetzt (vgl. Abbildung 3.2). Hier wird zur Berechnung des Leitwertsbelages  $G'_B$  der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung das vom Kapazitätsbelag der Standard-Koplanarleitung bekannte elliptische Integral benutzt. Man erhält:

$$G'_B = \frac{2}{\varrho_{Hl}} \frac{K'(k1)}{K(k1)} \quad (3.9)$$

Dabei ist die Sperrschichtweite wiederum wegen ihrer geringen Größe in Relation zu Substratdicke  $h$  und Spaltbreite  $s$  vernachlässigt worden. Das Modul  $k1$  ist schon aus Abschnitt 2.1 bekannt und durch die Gleichung 2.15 bestimmt, es wird also die *endliche* Dicke des Substrates berücksichtigt.

Für den hier im *Querzweig* diskutierten Kapazitätsbelag wird erst bei sehr kleinen Abmessungen eine genauere Abschätzung erforderlich. Bei geringen Spaltweiten in der Größenordnung der Sperrschichtweite kann der durch das Dielektrikum verursachte Kapazitätsbelag der Koplanarleitung nach Gleichung 2.14 zusätzlich berücksichtigt werden. Bei sehr kleinen Innenleiterbreiten in der Größenordnung der Debye-Länge der Ladungsträger im Halbleiter müssen auch die Verformungen der Sperrschicht durch Kanteneffekte beim Kapazitätsbelag beachtet werden [96]. Die Herleitung der Gleichung 3.9 für den Leitwertsbelag beruht auf der Annahme, daß der durch die koplanare Metallisierung bewirkte Verschiebungsstrom in einem dielektrischen Substrat sowohl in seinem Verlauf als auch in seiner relativen Dichte dem Leitungsstrom derselben Metallisierung auf einem halbleitenden Substrat ähnelt. Der endlichen Substratdicke wird dabei durch magnetische Wände an den dielektrischen Grenzflächen Rechnung getragen (vgl. Abschnitt 2.1, Modul  $k1$ ). Der in der Literatur [45] durch die Annahme eines Substrates *unendlicher* Dicke und Verwendung des entsprechenden elliptischen Integrales

$$G'_B = \frac{2}{\varrho_{Hl}} \frac{K(k)}{K'(k)}$$

bedingte Fehler<sup>1</sup> ist bei den hier verwendeten Metallisierungsabmessungen und Substratdicken ( $w = 140 \mu m$ ,  $s = 40 \mu m$ ,  $h = 400 \mu m$ ) zu vernachlässigen (hier: 1,3 %). Aber schon bei Substratdicken in der Größenordnung des effektiven Leiterabstandes der Metallisierung ( $s + w/2 = d/2 = h = 110 \mu m$ ) muß zur Berechnung des Leitwertsbelages  $G'_B$  der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung das vom Kapazitätsbelag der Standard-Koplanarleitung auf Substrat endlicher Dicke bekannte elliptische Integral des Moduls  $k1$  benutzt werden, da der Unterschied nicht mehr vernachlässigt werden kann

---

<sup>1</sup>Der Fehler ist durch die Abweichung der Größe  $\varrho_{r,eff} = \frac{K(k)}{K'(k)} \frac{K(k1)}{K'(k1)}$  von 1 gegeben.

(15,8 %). Bei noch dünneren Substraten oder bei dünnen halbleitenden Epitaxieschichten auf semi-isolierendem Trägersubstrat ist es offensichtlich, daß die endliche Dicke des Halbleiters berücksichtigt werden muß. Bei solchen auf einer Epitaxieschicht realisierten monolithischen Verzögerungsstrukturen muß bei der Berechnung des Leitwertbelages die Substratdicke  $h$  durch die Dicke der halbleitenden Schicht  $d_{epi}$  ersetzt werden [66].

Aus den Elementen des differentiellen Ersatzschaltbildes (Abbildung 3.2) können jetzt die komplexen Beläge für die Längsimpedanz  $W'$  und die Queradmittanz  $Y'$  berechnet werden. Über die **Leitungstheorie** [97,98] sind damit abschließend auch der komplexe Wellenwiderstand

$$Z = \sqrt{\frac{W'}{Y'}} = \operatorname{Re}(Z) + i \operatorname{Im}(Z) \quad (3.10)$$

und die durch die Dämpfungskonstante  $\alpha$  und die Phasenkonstante  $\beta$  gegebene komplexe Ausbreitungskonstante  $\gamma$  bekannt:

$$\gamma = \sqrt{W' \cdot Y'} = \alpha + i \beta \quad (3.11)$$

An dieser Stelle ist somit ein Teilziel erreicht. Die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ist durch ein differentielles Ersatzschaltbild beschrieben, wobei die Elemente des Ersatzschaltbildes weitgehend durch einfache Formeln mit den Abmessungen und Materialparametern der Leitung und des Halbleiters verknüpft sind. Die hieraus über die Leitungstheorie folgenden Leitungsgrößen und -eigenschaften werden für typische Dimensionen und Materialdaten im nächsten Abschnitt diskutiert.

### 3.3 Theoretische Ergebnisse

Die Möglichkeit, die Sperrschichtweite des Schottky-Kontaktes nach Gleichung 2.23 durch die Sperrspannung zu variieren, bietet nach Gleichung 3.7 auch die Möglichkeit, den Kapazitätsbelag von außen *reversibel* zu verändern. Die hieraus für die Leitungseigenschaften folgenden Konsequenzen werden jetzt am Beispiel einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit typischen Abmessungen und Halbleiterdaten ausführlich diskutiert. Dazu werden die Elemente des Ersatzschaltbildes als Funktion der Frequenz und daraus die Leitungsgrößen Wellenwiderstand und Ausbreitungsmaß theoretisch berechnet. Am Beispiel einer koplanaren MIS-Verzögerungsstruktur wird dann der Einfluß des Skineffektes im Halbleiter auf den Induktivitätsbelag demonstriert. Die hier theoretisch gewonnenen Ergebnisse sollen - nach der Erläuterung der Meßtechnik im nächsten Kapitel - mit den experimentell gewonnenen Leitungseigenschaften verglichen werden.

In Abbildung 3.3 ist der Realteil  $\operatorname{Re}(Z)$  und in Abbildung 3.4 der Imaginärteil  $\operatorname{Im}(Z)$  des komplexen Wellenwiderstandes einer mit  $V_{\pm} = 5 \text{ V}$  in Sperrichtung

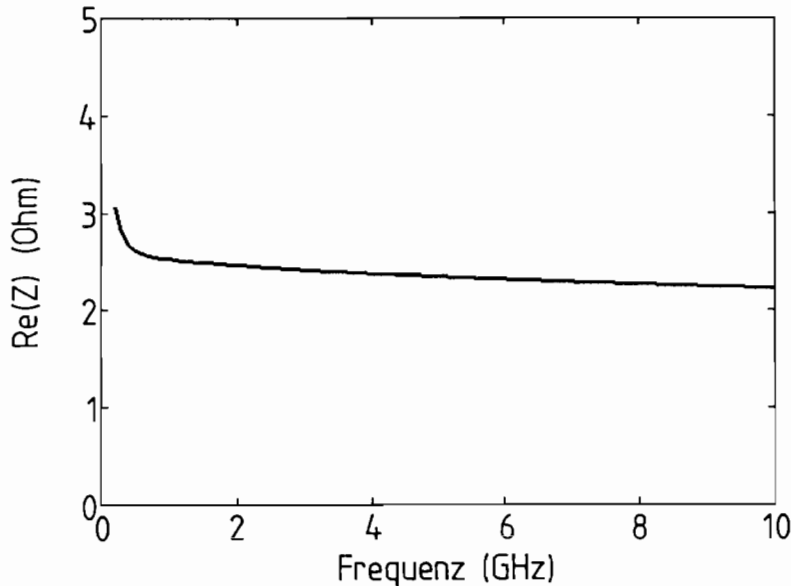


Abbildung 3.3: Theoretisch bestimmter Realteil  $\text{Re}(Z)$  des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter:  $h = 400 \mu\text{m}$ ;  $\rho_{HI} = 0,03 \Omega\text{cm}$ ;  $N_D = 4,5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ;  $\epsilon_r = 12,9$ ;  $w = 130 \mu\text{m}$ ;  $s = 10 \mu\text{m}$ ;  $t = 0,6 \mu\text{m}$ ;  $\rho_{Me} = 4 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$ ;  $V_D = 1 \text{V}$ ;  $V_{\pm} = 5 \text{V}$ .

vorgespannten **Schottky-Kontakt-Koplanarleitung** für Frequenzen bis 10 GHz dargestellt. Bei beiden Größen können zwei Bereiche mit charakteristischem Verhalten unterschieden werden.

Oberhalb einer Frequenz von etwa 1 GHz sind sowohl der Real- als auch der Imaginärteil des Wellenwiderstandes nur schwach frequenzabhängig. Der Realteil liegt bei relativ niedrigen Werten zwischen 2 und 3  $\Omega$ , während der Imaginärteil mit noch kleineren absoluten Werten um ungefähr  $-0,5 \Omega$  leicht kapazitiv ist. Während der durch den großen Kapazitätsbelag der Sperrschicht bedingte niedrige Realteil aber aufgrund der Dispersion des Induktivitätsbelages noch leicht als Funktion der steigenden Frequenz sinkt, nimmt der Imaginärteil des Wellenwiderstandes zu. Unterhalb von etwa 0,5 GHz ist dagegen für abnehmende Frequenzen ein steiler Anstieg der absoluten Werte beider Größen zu beobachten. Aus der Leitungstheorie [97,98] ist bekannt, daß dies auf den Metallisierungswiderstand zurückzuführen ist. Der durch die Induktivität verursachte Impedanzbelag  $\omega L'$  wird bei niedrigen Kreisfrequenzen  $\omega = 2\pi f$  durch den Metallwiderstandsbelag  $R'_{Me}$  dominiert, so daß die Wellenausbreitung mit sinkender Frequenz diffusiven Charakter annimmt.

Die in Abbildung 3.5 dargestellte Dämpfungskonstante  $\alpha$  dieser monolithischen Verzögerungsstruktur wird hier - im Gegensatz zu Strukturen mit Innenleiterbreiten im Mikrometerbereich - nur bei niedrigen Frequenzen durch den metallischen Widerstand geprägt. Bei hohen Frequenzen oberhalb von etwa 1 GHz bestimmen die durch den Halbleiterwiderstandsbelag  $R'_{HI}$  und durch den Leitwertbelag  $G'_B$  verursachten Verluste den Verlauf der mit der Frequenz näherungsweise quadratisch anwachsenden Dämpfungskonstanten.

Bei der Phasenkonstanten  $\beta$  ist in Abbildung 3.6 zu erkennen, daß die Wellenausbreitung einer zwar nur leichten, aber im gesamten hier gezeigten Fre-

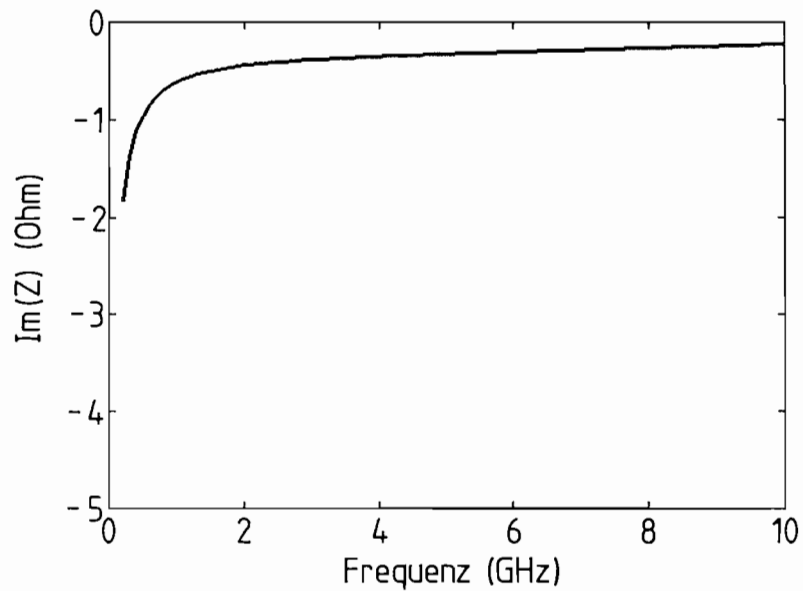


Abbildung 3.4: Theoretisch bestimmter Imaginärteil  $\text{Im}(Z)$  des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 3.3.

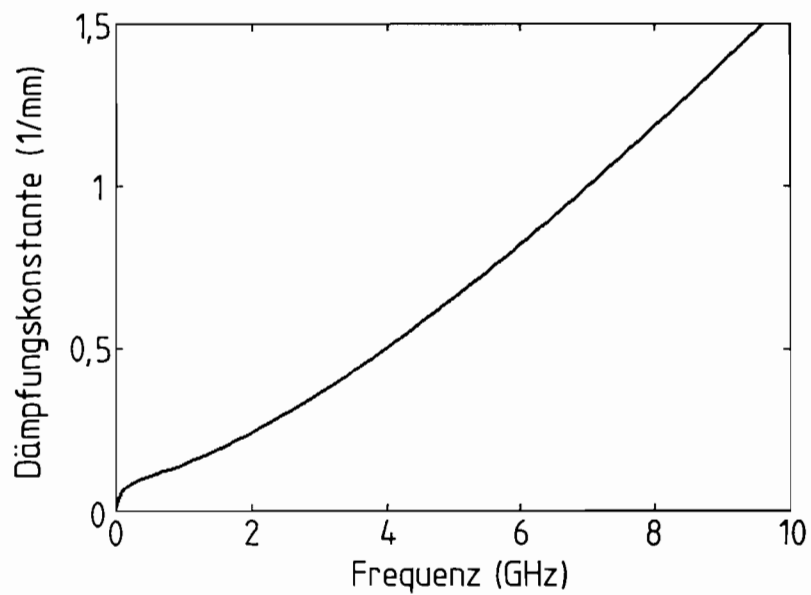


Abbildung 3.5: Theoretisch bestimmte Dämpfungskonstante  $\alpha$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 3.3.

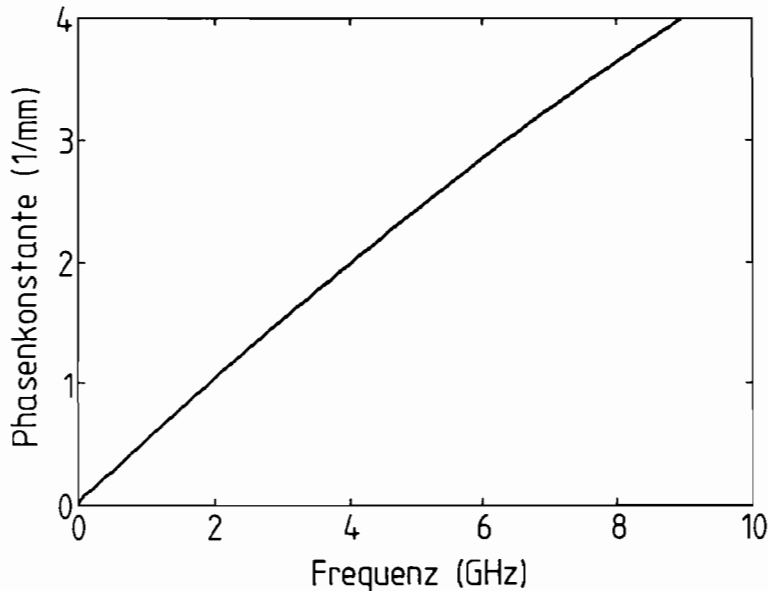


Abbildung 3.6: Theoretisch bestimmte Phasenkonstante  $\beta$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 3.3.

quenzbereich wirksamen Dispersion unterliegt. Außerdem weist die hier theoretisch bestimmte Phasenkonstante - wie erwartet - relativ große absolute Werte auf: Ein Wert von  $1/mm$  wird schon bei der Frequenz von etwa 2 GHz erreicht. Die für die Rechtfertigung der Bezeichnung „Verzögerungsstruktur“ notwendige enorme Verkürzung der Wellenlänge aufgrund des großen Kapazitätsbelages kann ebenso wie die leichte Dispersion noch deutlicher in Abbildung 3.7 am Verlauf des sogenannten Verzögerungsfaktors

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{\beta c}{2 \pi f} \quad (3.12)$$

erkannt werden. Dieser wird im allgemeinen anstelle der Phasenkonstanten  $\beta$  angegeben und sollte besser „Verkürzungsfaktor“ genannt werden, weil er verdeutlicht, um welchen Faktor die Wellenlänge  $\lambda$  auf der monolithischen Leitung in Relation zur Vakuumwellenlänge  $\lambda_o$  verkürzt worden ist. Die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist dabei durch  $c$  gegeben. Der aus der Phasenkonstanten in Abbildung 3.6 für 5 V Sperrspannung berechnete Verzögerungsfaktor wird durch die mittlere Kurve dargestellt und fällt von Werten um 25 herum im unteren GHz-Bereich bis auf einen Wert von etwa 20 bei 10 GHz ab. Die Vakuumwellenlänge von 10 cm bei 3 GHz wird also durch diese monolithische Verzögerungsstruktur auf etwa 4 mm verkürzt.

Von zentraler Bedeutung für diese Arbeit ist die **Spannungsabhängigkeit** der Leitungseigenschaften, die in Abbildung 3.7 am Beispiel des Verzögerungsfaktors deutlich zu erkennen ist. Die für die verschiedenen Sperrspannungen berechneten Kurven verdeutlichen, daß der Verzögerungsfaktor bei einer Frequenz von 4 GHz durch Vergrößerung der Sperrspannung von 1,5 V auf 10 V im Bereich von 30 bis 20 variiert werden kann. Dieses theoretische Ergebnis wird anschaulich klar, wenn man bedenkt, daß die Änderung der Sperrspannung sich auf die Sperrschichtweite auswirkt. Diese geht bei den hier diskutierten theoretischen Annahmen nur in den Kapazitätsbelag der Leitung ein. Da die

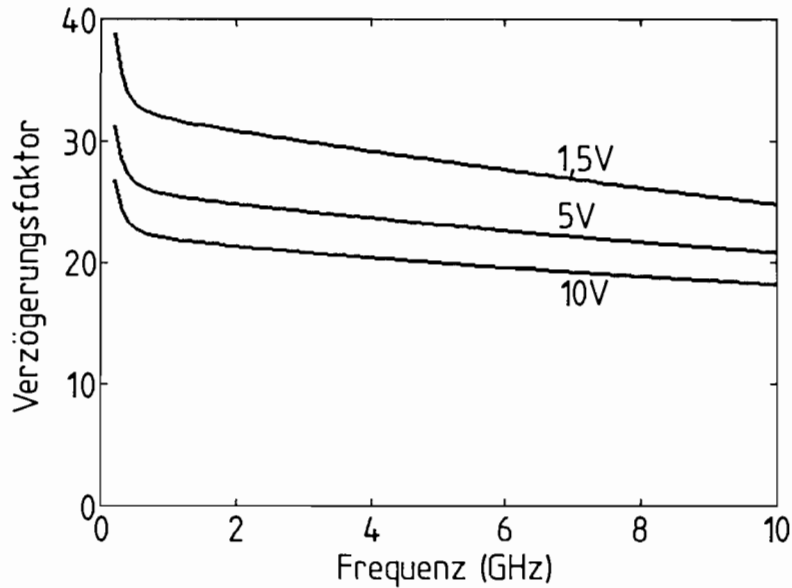


Abbildung 3.7: Theoretisch bestimmter Verzögerungsfaktor  $\lambda_o/\lambda$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 3.3. Parameter ist die Sperrspannung  $V_{=}$ .

Phasenkonstante der Leitung bei Vernachlässigung resistiver Effekte in erster Näherung durch

$$\beta \cong \omega \sqrt{L' \cdot C'_S} \quad (3.13)$$

beschrieben werden kann, besteht offensichtlich die Möglichkeit, durch Variation der Sperrspannung die Wellenlänge von außen reversibel zu verändern (siehe auch Kapitel 5).

Für viele Anwendungen ist die Dämpfungskonstante - also die Dämpfung pro Weg - nicht die entscheidende Größe. Vielmehr ist die über

$$Q = \frac{\beta}{2 \alpha} \quad (3.14)$$

definierte Güte  $Q$  ein wesentlicher Parameter, da ihr Kehrwert ein Maß für die Dämpfung pro Wellenlänge darstellt. In Abbildung 3.8 ist daher die Güte der Leitung aus Abbildung 3.3 abgebildet, wobei die Gleichspannung erneut als Parameter fungiert. Auffällig ist hier im Frequenzbereich von ungefähr 2 bis 3 GHz das Auftreten eines Maximums mit einem Wert von etwa  $Q \cong 2$  für die Güte. Während die Güte für abnehmende Frequenzen unter 1 GHz wegen der dort dominierenden Metallisierungsverluste nicht merklich durch die Gleichspannung beeinflusst wird, kann sie oberhalb von 3 GHz durch Vergrößerung der Sperrspannung deutlich erhöht werden.

Die Variation der Leitungseigenschaften durch die Sperrspannung verdeutlicht, daß auch andere Halbleitergrößen jetzt als zusätzliche freie Parameter auftreten. Für die Leitungseigenschaften bieten sich somit über die Elemente des Ersatzschaltbildes Variationsmöglichkeiten, die weit über die der Standard-Koplanarleitung hinausgehen. Bei unterschiedlicher Dotierung kann der spezifische Widerstand der halbleitenden Schicht verändert werden, ohne daß sich

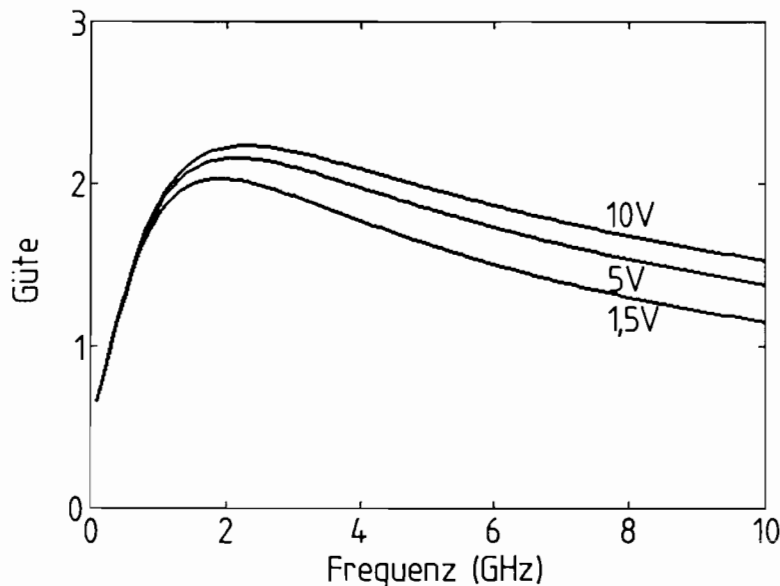


Abbildung 3.8: Theoretisch bestimmte Güte einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 3.3. Parameter ist die Sperrspannung  $V_{\text{=}}$ .

die relative Permittivität ändert. Eine Abmessung der Leitung, die Dicke der halbleitenden Schicht kann durch Epitaxie variiert werden. Im folgenden wird eine weitere (irreversible) Variation von Elementen des Ersatzschaltbildes und damit der Leitungseigenschaften an einer monolithischen Verzögerungsstruktur mit einer isolierenden Schicht zwischen Metallisierung und Halbleiter demonstriert.

Zur Berechnung des komplexen Ausbreitungsmaßes einer solchen, zum Beispiel durch Ionenimplantation entstandenen und in Analogie zu oben (vgl. Abschnitt 2.3.2) als **MIS-Koplanarleitung** bezeichneten Struktur wird bei der Bestimmung des Kapazitätsbelages nur die Sperrschichtweite durch die Implantationstiefe  $d_{imp}$  ersetzt. Die Auswirkungen der Implantation auf die resistiven Elemente werden vernachlässigt. Die mit diesen Annahmen berechnete Phasenkonstante für Frequenzen bis 20 GHz ist in Abbildung 3.9 zusammen mit der Phasenkonstanten einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung (SK) dargestellt. Dabei wird für die implantierte Leitung (MIS) eine Implantationstiefe von  $2,6 \mu\text{m}$  angenommen, während alle anderen Parameter mit der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung übereinstimmen. Die Reduzierung des Kapazitätsbelages wegen der Ersetzung der Sperrschichtweite durch die größere Implantationstiefe äußert sich in einer nach Gleichung 3.13 auch erwarteten drastischen Verminderung der Phasenkonstanten  $\beta$  der Leitung. Um eine solche Variation der Phasenkonstanten über die Gleichspannungsabhängigkeit der Sperrschichtweite zu erreichen, müßte bei diesen Parametern eine Spannung von über 200 V angenommen werden.

In Abbildung 3.10 sind die Dämpfungskonstanten der beiden Leitungen aus Abbildung 3.9 als durchgezogene Linien dargestellt. Die Verluste werden offensichtlich durch die Verringerung des Kapazitätsbelages enorm reduziert. Um dies plausibel zu machen oder anschaulich zu verstehen, ist es hilfreich, die



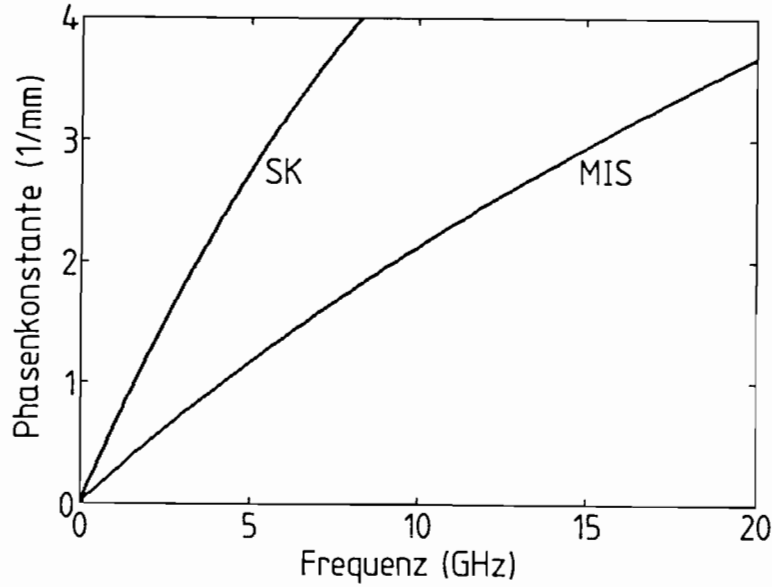


Abbildung 3.9: Theoretisch bestimmte Phasenkonstante einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung (SK) und einer koplanaren MIS-Verzögerungsstruktur (MIS) mit folgenden identischen Parametern:  $h = 400 \mu\text{m}$ ;  $\rho_{HI} = 0,04 \Omega\text{cm}$ ;  $\epsilon_r = 12,9$ ;  $w = 140 \mu\text{m}$ ;  $s = 40 \mu\text{m}$ ;  $t = 1 \mu\text{m}$ ;  $\rho_{Me} = 4 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$ . Bei (SK) ist  $V_D = 1 \text{ V}$ ,  $V_- = 5 \text{ V}$  und  $N_D = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , bei (MIS) gilt:  $d_{imp} = 2,6 \mu\text{m}$ .

Dämpfungs-konstante eines jeden der drei hier durch die resistiven Elemente bewirkten Verlustmechanismen separat zu berechnen, indem nur dieses resistive Element im Ersatzschaltbild berücksichtigt wird. Im Verzögerungsbereich können die drei Verlustmechanismen dann näherungsweise mit

$$\alpha_{Me} \cong \frac{R'_{Me}}{2} \cdot \sqrt{\frac{C'_S}{L'}} \quad (3.15)$$

$$\alpha_{HI} \cong \frac{\omega L'}{2R'_{HI}} \cdot \omega \sqrt{L' \cdot C'_S} \quad (3.16)$$

$$\alpha_B \cong \frac{\omega C'_S}{2G'_B} \cdot \omega \sqrt{L' \cdot C'_S} \quad (3.17)$$

abgeschätzt werden. Eine Verringerung des Kapazitätsbelages  $C'_S$  führt bei *jeder* der drei Verlustmechanismen zu einer Reduzierung der Dämpfungskonstanten, so daß anschaulich auch die Abnahme der exakt mit dem gesamten Ersatzschaltbild berechneten Dämpfungskonstanten erwartet wird.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch kurz die wesentliche Bedeutung des Skin-effektes im Halbleiter für monolithische Verzögerungsstrukturen herausgestellt werden. Das geschieht durch den Vergleich der hier für die MIS-Verzögerungsstruktur berechneten Dämpfungskonstanten mit der Dämpfungskonstanten, die aus der von Champlin [45] angegebenen Theorie für MIS-Verzögerungsleitungen folgt. Letztere berücksichtigt beim Induktivitätsbelag nicht die Wechselwirkung von magnetischem Feld und halbleitendem Substrat. Um alle anderen möglichen Ursachen für einen Unterschied in der Dämpfungskonstanten auszuschließen, wird beim Leitwertsbelag für alle Theoriekurven in Abbildung 3.10 die endliche Substratdicke durch das entsprechende elliptische Integral berücksichtig-

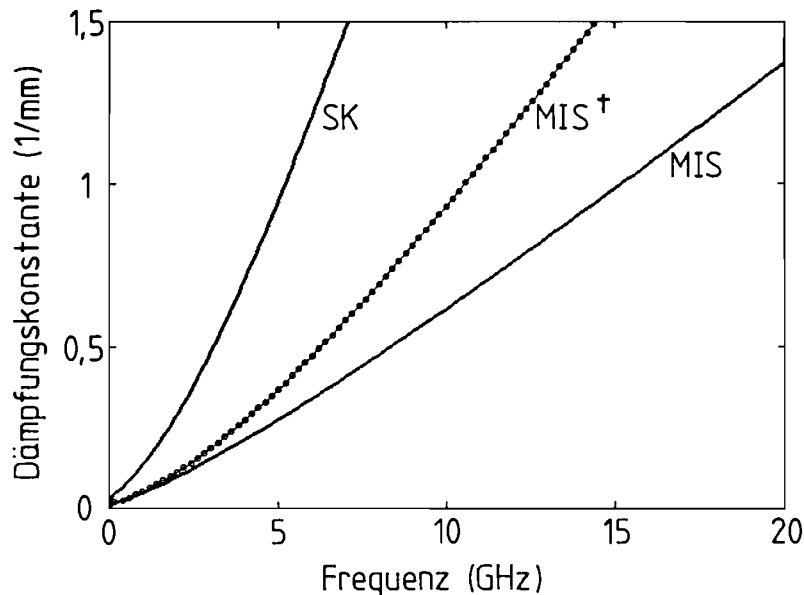


Abbildung 3.10: Theoretisch bestimmte Dämpfungskonstante einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung (SK) und einer koplanaren MIS-Verzögerungsstruktur (MIS) mit identischen Parametern (vgl. Abbildung 3.9). Die mit MIS<sup>†</sup> bezeichnete Kurve wurde nach [45] berechnet (vgl. Text).

sichtigt. Dadurch ist selbst dieser - bei der Halbleiterdicke von  $h = 400 \mu\text{m}$  minimale - Unterschied im resistiven Element  $G'_B$  ausgeschlossen. Die dritte eingezeichnete Kurve (MIS<sup>†</sup>) in Abbildung 3.10 ist also mit denselben Parametern wie die mit (MIS) bezeichnete Kurve berechnet worden, aber nach der von Champlin [45] angegebenen Theorie. Man erkennt deutlich, daß ab 5 GHz die Dämpfungskonstante bei (MIS) wesentlich kleiner als bei (MIS<sup>†</sup>) ist. Die erheblichen quantitativen Unterschiede für die Dämpfungskonstante sind also nur durch den Skinneffekt im Halbleiter und die dadurch verursachte Verminderung des Induktivitätsbelages begründet. Die Grenzfrequenz des von Champlin als quasistatisch bezeichneten Gültigkeitsbereiches liegt hier bei etwa 12 GHz. Daraus folgt, daß die **Dispersion des Induktivitätsbelages** auf halbleitendem Substrat auch *im* quasistatischen Bereich nicht vernachlässigt werden darf.

In diesem Kapitel wurde der Aufbau der durch den Übergang von dielektrischem zu halbleitendem Substrat entstehenden monolithischen Verzögerungsstrukturen verdeutlicht. Daraus sind anschließend sowohl

- die Beschaffenheit eines differentiellen Ersatzschaltbildes als auch
- Näherungsformeln für dessen Elemente abgeleitet worden.

Mit Hilfe dieses Ersatzschaltbildes wurden dann theoretisch für typische Materialparameter und Abmessungen

- die Leitungseigenschaften einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung berechnet,
- die Abhängigkeit ihrer Ausbreitungskonstanten von der Gleichspannung demonstriert und

- am Beispiel einer MIS-Struktur auf GaAs gezeigt, daß die Dispersion des Induktivitätsbelages durch den Skin-Effekt im Halbleiter nicht vernachlässigt werden darf.

Durch die Kenntnis der Elemente des Ersatzschaltbildes und deren Abhängigkeit von Materialdaten und Abmessungen der Leitung wurde ein tieferes Verständnis der physikalischen Mechanismen ermöglicht als durch die wenig anschaulichen numerischen Methoden. Diese hier theoretisch gewonnenen Ergebnisse sollen mit den experimentell erhaltenen Resultaten verglichen werden. Dazu folgt im nächsten Kapitel eine Erläuterung der für die Charakterisierung von koplanaren Leitungen benutzten Meßtechniken.

# Kapitel 4

## Meßtechnik für koplanare Leitungen

In diesem Kapitel sollen konventionelle [99,100] und schwerpunktmäßig neuartige elektrische und optoelektronische *Meßverfahren im Frequenz- und im Zeitbereich* vorgestellt werden, die in dieser Arbeit zur Charakterisierung der koplanaren Verzögerungsstrukturen benutzt werden. Zur Verdeutlichung der Arbeitsweise des jeweiligen Verfahrens werden eine typische Meßkurve und ein daraus gewonnenes repräsentatives experimentelles Ergebnis vorgestellt. Ziel ist, die komplexe Ausbreitungskonstante quantitativ zu bestimmen. Unter diesem Gesichtspunkt wird kurz diskutiert, inwieweit die jeweilige Methode sich somit zur experimentellen Überprüfung der theoretischen Modellvorstellung eignet.

### 4.1 Impulsmeßtechnik im ps-Zeitbereich

Im *ps-Zeitbereich* wird üblicherweise die sogenannte Impulsmeßtechnik [99,100] verwendet, um Informationen über ein Meßobjekt zu erhalten. Dabei wird in einem Pulsgenerator periodisch eine Gleichspannung ein- und ausgeschaltet, deren steile Schaltflanken sich in dem coaxialen 50- $\Omega$ -Meßsystem ausbreiten. An jeder Störung im Meßsystem - zum Beispiel durch ein Meßobjekt mit abweichendem Wellenwiderstand - wird der Puls mehr oder weniger stark reflektiert. Die mit einem Sampling-Oszillographen abgetasteten reflektierten Pulse können durch ihre Laufzeit und durch ihre Form, Größe und Polarität Informationen über den Ort und auch über die Art der Unstetigkeitsstelle vermitteln. Weil bei mehreren aufeinander folgenden Reflexionstellen das reflektierte Signal leichter zu deuten ist, wird bei dieser Methode und den dabei eingesetzten Pulsgeneratoren anstelle eines kurzen Pulses eine steile Einschaltflanke mit möglichst großer Pulslänge verwendet. Wegen der im Zeitbereich erfolgenden Darstellung und Auswertung des reflektierten Signales wird diese Meßtechnik heute meist als „Time Domain Reflectometry“ (TDR) bezeichnet [101].

Bei Vierpolen und Leitungen wie der Schottky-Kontakt-Leitung können aber nicht nur aus dem reflektierten Signal über eine Laplace-Transformation [97,99,100] Rückschlüsse auf den komplexen Reflexionsfaktor der Sprungstelle und somit auf die Impedanz der Probe geführt werden. Auch das transmittierte

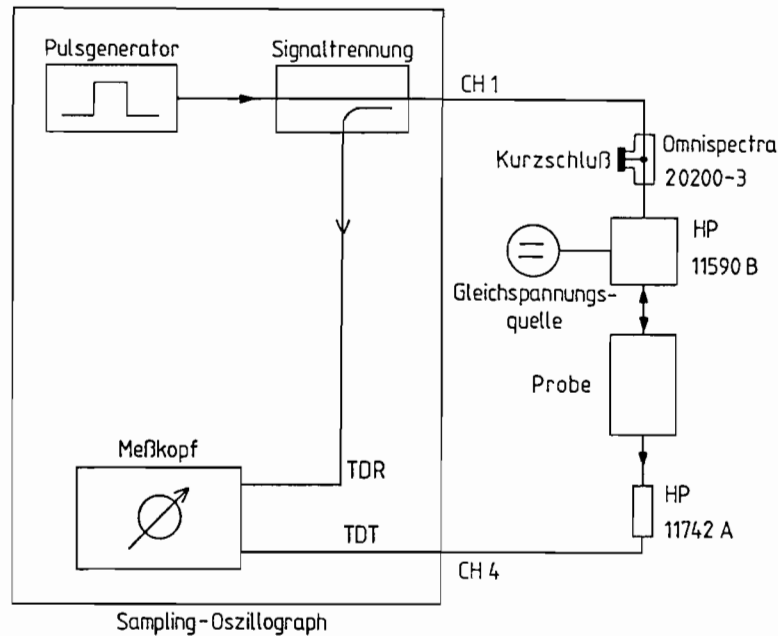


Abbildung 4.1: Blockschaltbild des für die TDT-Messungen benutzten Aufbaus, siehe Text.

Signal erlaubt durch Vergleich eines ohne Probe zum Meßkopf gelaufenen Signales mit dem Signal, das zusätzlich noch die Probe passiert hat, eine Aussage über die Probe. Aus der Laufzeit und Deformation des Signales können Informationen über die komplexe Ausbreitungskonstante einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung erhalten werden. Für dieses Verfahren wird im Gegensatz zur TDR anstelle einer Stufenfunktion ein kurzer Puls verwendet.

In Abbildung 4.1 ist das Blockschaltbild dieses „Time Domain Transmission“ (TDT) genannten Verfahrens [102] dargestellt. Bei dem hier zur Pulsdetektion benutzten Sampling-Oszillographen HP 54120 T mit einem für TDR-Messungen integrierten Pulsgenerator ist die Anstiegszeit des erzeugten Pulses in der Größenordnung von 35 ps, während die Pulslänge 1  $\mu$ s beträgt. Der sich ausbreitende Puls wird über einen nicht angepaßten Leistungsteiler (Omnispectra 20200-3) zur Probe geführt, wobei der dritte Arm des Leistungsteilers mit einem Kurzschluß abgeschlossen ist (vgl. Abbildung 4.1). Bevor der Puls die Probe erreicht, muß er eine Gleichspannungseinkopplung HP 11590 B passieren, über die die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung von der Gleichspannungsquelle mit einer den Innenleiter in Sperrichtung polenden Spannung versorgt wird. Um den Meßkopf des Sampling-Oszillographen vor dieser Gleichspannung zu schützen, befindet sich nach der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ein Gleichspannungsblock HP 11742 A. Diesen muß der Puls ebenfalls passieren, bevor er am TDT-Eingang des Sampling-Oszillographen detektiert wird.

Der ohne Schottky-Kontakt-Koplanarleitung am TDT-Eingang des Sampling-Oszillographen detektierte Puls - der im folgenden immer „Ursprungspuls“

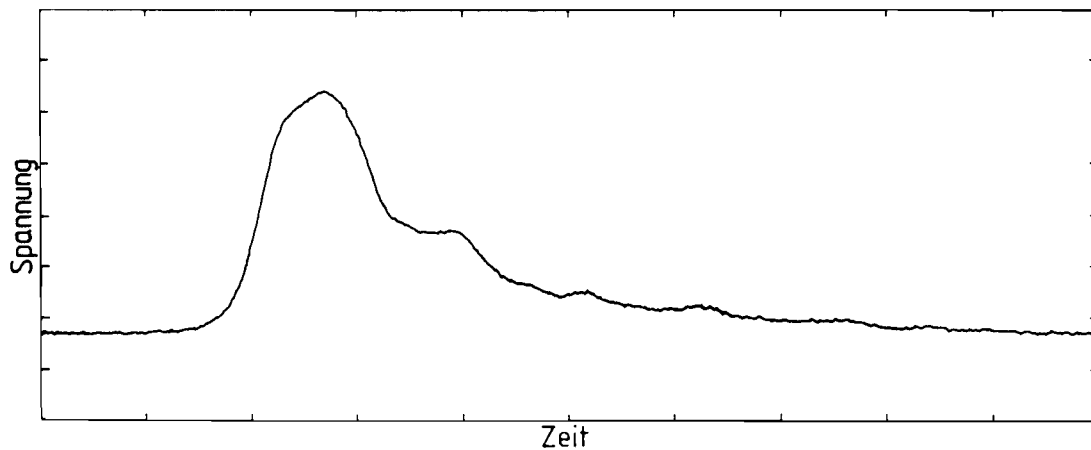


Abbildung 4.2: Für TDT-Messungen erzeugter kurzer Puls, siehe Text. Zeitachse: 100 ps pro Unterteilung, Spannungsachse: 20 mV pro Unterteilung.

genannt wird - ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Man erkennt, daß die Anstiegszeit<sup>1</sup> etwa 60 ps beträgt, während der anschließende Abfall in mehreren Stufen stattfindet und die Abfallszeit des Pulses in der Größenordnung von 250 ps liegt. Dieser für TDT-Messungen geeignete kurze Puls ist durch Überlagerung des 1  $\mu$ s langen Pulses mit dem am Kurzschluß reflektierten Puls umgekehrter Polarität entstanden. Die während des Abfalles auftretenden Stufen sind durch die am nicht angepaßten Leistungsteiler verursachten Vielfachreflexionen bedingt. Die höchste Frequenz, über die hier mit diesem Puls Informationen von einer Probe zu erhalten ist, wird wegen des Abtasttheorems auf etwa 8 GHz geschätzt.

Die auf solche Art erzeugten Pulse laufen jetzt noch zusätzlich über eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, bevor sie am TDT-Eingang des Sampling-Oszillographen detektiert werden. Die Abbildung 4.3 zeigt einige dieser mit dem Sampling-Oszillographen im gleichen Zeitfenster wie der Ursprungspuls detektierten Signale mit einer höheren Amplitudenauflösung. Folgende Effekte sind in Abbildung 4.3 durch Vergleich mit dem Ursprungspuls (Abbildung 4.2) klar zu erkennen:

- Die Anstiegsflanken treten im gleichen Zeitfenster wesentlich später auf, sie sind zeitlich verzögert.
- Die Amplituden sind deutlich kleiner als das Maximum des Ursprungspulses.
- Die Anstiegszeit ist sichtlich vergrößert.

---

<sup>1</sup>Die Anstiegszeit ist hier und im folgenden immer über die Zeitdifferenz zwischen dem 10 % Wert und dem 90 % Wert der Amplitude definiert.

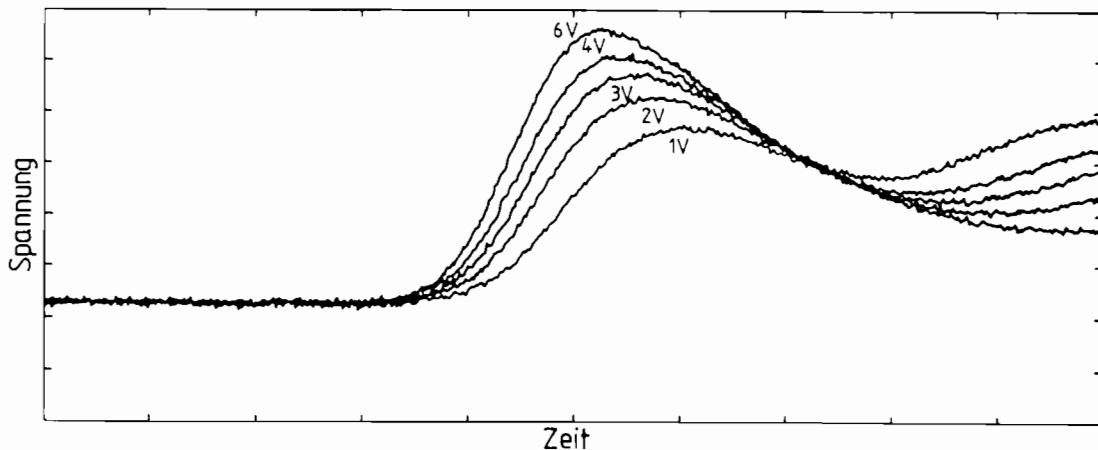


Abbildung 4.3: Mittels TDT-Meßtechnik nach Abbildung 4.1 in demselben Zeitfenster wie in Abbildung 4.2 detektierte Signale. Probe ist eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, Parameter ist die Sperrspannung. Leitungsdaten:  $w = 140 \mu\text{m}$ ,  $s = 40 \mu\text{m}$ ,  $l = 2,5 \text{ mm}$ ,  $N_D \cong 5 * 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Zeitachse: 100 ps pro Unterteilung, Spannungsachse: 2 mV pro Unterteilung.

- Durch steigende Sperrspannung werden die Verzögerung und die Anstiegszeit reduziert und die Amplitude vergrößert.

Ein Beispiel für die aus diesen Meßkurven bestimmbaren Meßergebnisse für die komplexe Ausbreitungskonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung zeigt die Abbildung 4.4. Dort ist die Laufzeit pro Länge, also eine reziproke Geschwindigkeit auf dieser monolithischen Verzögerungsleitung als Funktion der Sperrspannung aufgetragen. Parameter ist dabei der *relative* Wert der Amplitude. Das bedeutet, daß die mit 90% bezeichnete Kurve erhalten wurde, indem die Differenz zwischen den beiden Zeitpunkten der jeweiligen Anstiegsflanke des Ursprungspulses und des Signals in Abbildung 4.3 bestimmt wurde, die dem 90%-Wert der jeweiligen Amplitude zugeordnet sind. Entsprechend wurde für die 10%-Werte der jeweiligen Amplituden verfahren. Dies ist notwendig, weil schon in Abbildung 4.3 eine Vergrößerung der Anstiegszeit im Vergleich zum Ursprungspuls beobachtet wurde.

Betrachtet man zunächst die mit 90% bezeichnete Kurve, so ist erneut offensichtlich, daß die Verzögerung durch die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit steigender Sperrspannung abnimmt. Zusätzlich ist in dieser Auswertung aber zu erkennen, daß die Verzögerung offenbar mit steigender Sperrspannung erst relativ stark abnimmt, um dann bei größeren Sperrspannungen nicht mehr so empfindlich auf deren Variation zu reagieren. Durch eine angelegte Gleichspannung kann die reziproke Geschwindigkeit der Signale auf der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung augenscheinlich von unter 100 ps/mm bis über 150 ps/mm, also um mindestens 50 % variiert werden. Deutlich kann man auch erkennen, daß die anhand der 90 % Werte der Amplituden ermittelte Verzögerung für alle

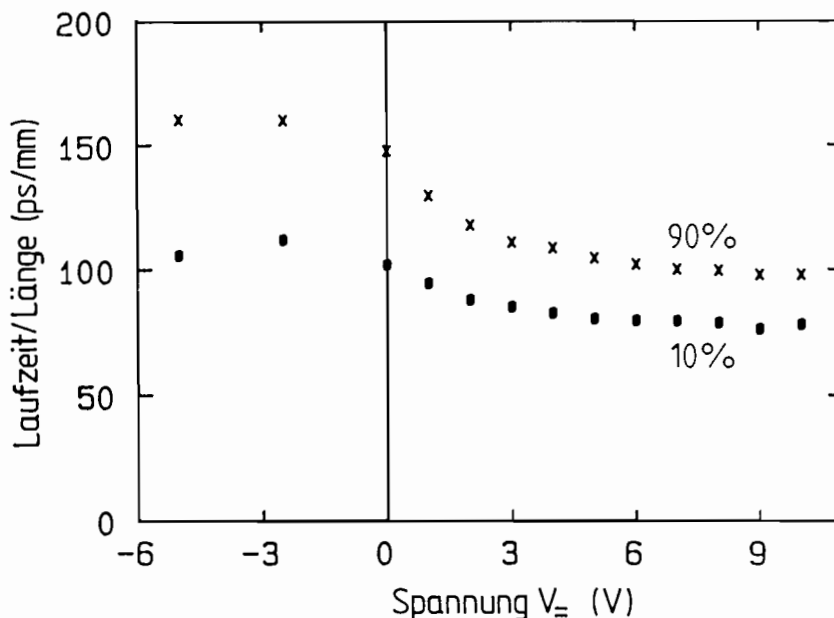


Abbildung 4.4: Signalverzögerung pro mm Weglänge als Funktion der Sperrspannung. Parameter ist die relative Amplitude. Leitungsdaten wie in Abbildung 4.3.

Gleichspannungen größer ist als bei den entsprechenden 10 % Werten. Die reziproke Geschwindigkeit liegt im Bereich von 80 bis 160 ps pro mm Weglänge, das entspricht einer 25- bis 50fachen Verzögerung im Vergleich zur Ausbreitung im Vakuum.

Auch über die Einfügungsdämpfung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung können mit Hilfe der Impulsmeßtechnik Aussagen gemacht werden. In der Abbildung 4.5 ist jetzt die Amplitude nach Einfügung der Leitung als Funktion der angelegten Sperrspannung aufgetragen. Die entsprechende Amplitude des Ursprungspulses (vgl. Abb. 4.2) betrug dabei 93 mV. Wie in der Abbildung 4.5 gut zu erkennen ist, wächst die Amplitude mit steigender Sperrspannung erst relativ stark und nimmt ab etwa acht Volt kaum noch zu.

Dies sind **erstmalig experimentell im Zeitbereich** gewonnene Ergebnisse für eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Obwohl kein direkter Vergleich mit den im dritten Kapitel theoretisch im Frequenzbereich erhaltenen Resultaten durchgeführt werden kann, wird qualitativ folgendes festgestellt:

- Die diskutierte Gleichspannungsabhängigkeit der verteilten Sperrschichtkapazität und die deswegen erwartete Abhängigkeit der Leitungseigenschaften - insbesondere der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung - von der Sperrspannung wurde hier erstmals experimentell im Zeitbereich verifiziert.
- Die hier 25- bis 50fache Verzögerung der Signale liegt ebenfalls in der Größenordnung der im Frequenzbereich theoretisch bestimmten Verzögerungsfaktoren und somit deutlich über den durch die relative Permittivität des Halbleiters möglichen Werten.
- Die Amplitude eines Signales kann durch die an der Schottky-Kontakt-



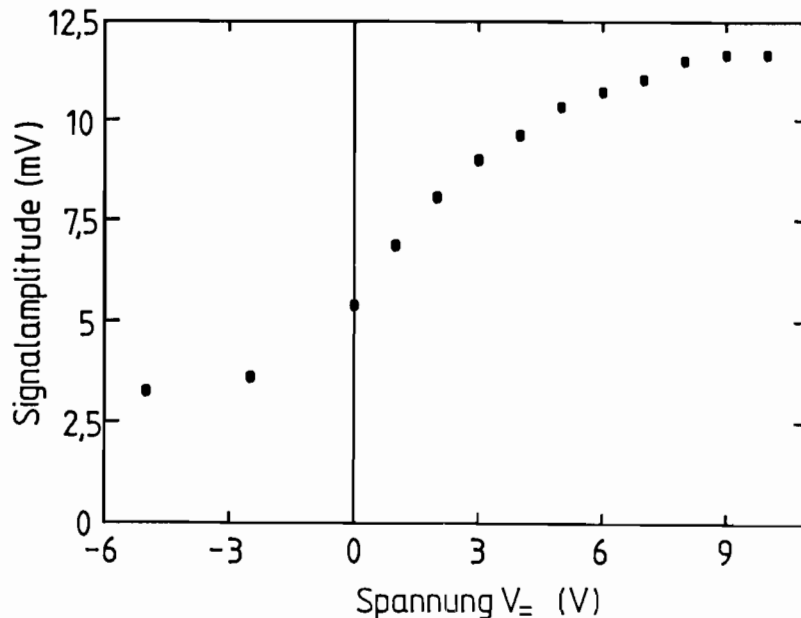


Abbildung 4.5: Signalamplitude als Funktion der Sperrspannung. Leitungsdaten wie in Abbildung 4.3.

Koplanarleitung angelegte externe Gleichspannung stark variiert werden.

- Weil im Zeitbereich die steile Anstiegsflanke des Ursprungspulses durch die Leitung länger wird, kann sogar die im Frequenzbereich vorausgesagte Dispersion hier qualitativ bestätigt werden, falls die Dämpfung dabei keine Rolle spielt.

Zur Unterscheidung der hier bestimmten Einfügungsdämpfung von der Dämpfungskonstanten ist aber die Kenntnis der durch Reflexion verursachten Verluste notwendig. Dazu wird eine Information über die Impedanz der Probe und somit eine weitere Messung (z.B. TDR) benötigt. Die TDT-Meßtechnik ist also für einen quantitativen Vergleich so nicht geeignet.

In Abbildung 4.6 ist das Prinzip eines *optoelektronischen* Meßverfahrens im Zeitbereich angedeutet, welches ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurde. Hierbei wird bei der Pulserzeugung die Tatsache genutzt, daß in der Optik schon längere Zeit wesentlich kürzere Pulsanstiegszeiten zur Verfügung stehen als die oben erwähnten 35 ps. Der gesamte, sehr komplexe experimentelle Aufbau wurde schon an anderer Stelle zusammen mit den experimentellen Ergebnissen ausführlich diskutiert [39,103]. Hier soll daher nur kurz das Prinzip vorgestellt werden. Ein optischer Puls mit sehr kurzer Anstiegszeit<sup>2</sup> und mit einer unterhalb der Bandkante des GaAs liegenden Photonenenergie (Wellenlänge 1064 nm) trifft am Ort 1 von der Unterseite durch das bei dieser Wellenlänge durchsichtige Substrat auf die Metallisierung des in Sperrichtung gepolten Innenleiters einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Die Energie der Photonen reicht aus, um vom Metall Elektronen über die Metall-Halbleiter-Barriere zu

<sup>2</sup>Ein modengekoppeltes Nd:YAG-Lasersystem mit Pulskompressor liefert hier Pulse mit circa 5 ps Anstiegszeit [104].

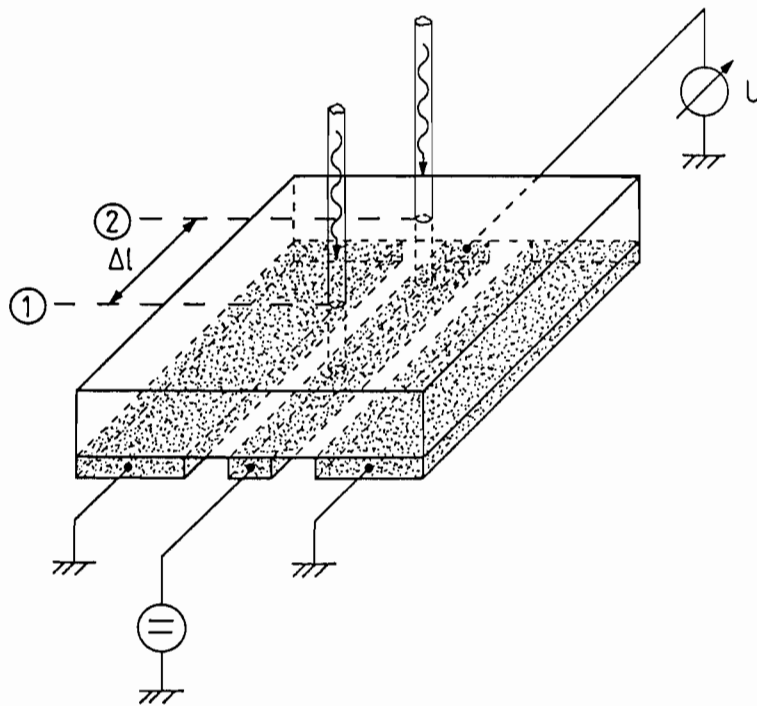


Abbildung 4.6: Prinzip einer optoelektronischen Pulserzeugung für Zeitbereichsmeßtechniken, siehe Text.

heben, die dann im Feld der Raumladungszone zum Strom zwischen Innen- und Außenleiter beitragen<sup>3</sup>. Der Strom bewirkt eine Spannungsänderung, die sich auf der Leitung in beide Richtungen ausbreitet. Durch geeignete Wahl des Zeitfensters wird dieses Signal mit dem in Abbildung 4.6 durch ein Spannungsmeßgerät symbolisierten Sampling-Oszillographen am Ende der Leitung detektiert. Durch Einstrahlung an einem anderen Ort 2 und Erzeugung eines in Relation zum ersten Signal um die Laufzeit auf der Länge  $\Delta l$  verschobenen zweiten Pulses lassen sich durch Vergleich die Ausbreitungseigenschaften der Leitung bestimmen. Das kann auch im Frequenzbereich erfolgen [39,103], wenn von beiden Pulsen mittels einer geeigneten Fourier-Transformation [106,107] das Spektrum nach Betrag und Phase berechnet wird. Eine quantitative Bestimmung der komplexen Ausbreitungskonstanten ist dadurch möglich.

Der Vorteil dieser Meßmethode gegenüber der oben beschriebenen, konventionellen Impulsmeßtechnik liegt darin, daß ein *Vergleich* zweier Pulse durchgeführt wird, die zwei unterschiedliche Laufwege ausschließlich *auf* der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung zurückgelegt haben. Eventuelle Verfälschungen der elektrischen Pulse durch das restliche Meßsystem, insbesondere durch die Koaxial-Koplanar-Übergänge sollten dadurch eliminiert werden. Auch die Kenntnis der Impedanz der Probe ist zur Bestimmung der Ausbreitungskonstanten nicht mehr notwendig. Dafür tritt hier wie auch bei der optoelektronischen Korrelationsmeßtechnik<sup>4</sup> neben technischen Problemen wie z.B. der La-

<sup>3</sup>Dieser Mechanismus wird auch häufig dazu benutzt, um die Barrierenhöhe von Schottky-Kontakten zu bestimmen [58,105].

<sup>4</sup>Durch die *optoelektronische Kreuzkorrelation* können diese prinzipiell auf den Zeitbereich des Sampling-Oszillographen [34] eingeschränkten Meßtechniken - bei geeigneten Lasern - auf den fs-Zeitbereich ausgedehnt werden. Dabei wird auch zum Abtasten des Signales ein ultrakurzer optischer Puls genutzt. Für eine solche Korrelation des auf der Leitung propagierten Pulses mit einem Abtastpuls muß aber die Lebensdauer der durch den optischen Puls erzeugten La-

serstabilität auch als zusätzliche Fehlerquelle die Transformation vom Zeitbereich in den Frequenzbereich auf [39,103]. Es ist daher notwendig, die monolithischen koplanaren Verzögerungsleitungen auch direkt im Frequenzbereich zu untersuchen, um mit den theoretischen Ergebnissen quantitativ vergleichen zu können.

## 4.2 Netzwerkanalyse im GHz-Frequenzbereich

Mit der vektoriellen Netzwerkanalyse können die Eigenschaften einer Leitung direkt im *Frequenzbereich* bestimmt werden. In diesem Abschnitt werden zwei Methoden der vektoriellen Netzwerkanalyse dargestellt: die konventionelle Netzwerkanalyse und die Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz. Nach einer kurzen Beschreibung der gemeinsamen Grundlagen werden die Eigenarten beider Verfahren näher erläutert und dann an typischen Meßkurven oder Meßergebnissen die Verwendbarkeit der Methoden für den Vergleich mit der Theorie diskutiert.

Bei der Netzwerkanalyse (NWA) der Verzögerungsleitungen werden der komplexe Reflexionsfaktor  $\mathcal{R}$  und Transmissionsfaktor  $\mathcal{T}$  als Funktion der Frequenz  $f$  bestimmt [100,99,110]. Diese sind definiert als das Verhältnis von reflektierter, bzw. transmittierter Welle zur einfallenden Welle und werden zur Bestimmung der komplexen Leitungseigenschaften Wellenwiderstand und Ausbreitungskonstante benutzt [111,112].

Abbildung 4.7 zeigt den schematisierten Aufbau der NWA mit den Signalwegen. Das vom Mikrowellengenerator erzeugte sinusförmige Signal breitet sich in dem koaxialen 50- $\Omega$ -Meßsystem aus, bis es an dem durch die Probe verursachten Wellenwiderstandssprung teilweise reflektiert wird. Die reflektierte Welle wird hier von einem zur Signaltrennung benutzten Richtkoppler auf den Testeingang des Analysators geleitet und mit der hinlaufenden Welle verglichen. Dazu wurde von dieser ein Bruchteil - das sogenannte Referenzsignal - ebenfalls vom Richtkoppler ausgekoppelt und dem Referenzeingang zugeführt, so daß beide Signale miteinander verglichen werden können. Ein Teil der hinlaufenden Welle breitet sich auf der Leitung aus. Am Ende des Vierpols tritt ein erneuter Sprung im Wellenwiderstand durch den Übergang ins Meßsystem auf. Der ins 50- $\Omega$ -System eintretende Anteil wird transmittiertes Signal genannt und durch Vergleich mit der hinlaufenden Welle zur Bestimmung des Transmissionsfaktors benutzt. Aufgrund der zweiten Reflexionsstelle kommt es also bei diesem Signalfluß zu Vielfachreflexionen, so daß sich sowohl  $\mathcal{R}$  als auch  $\mathcal{T}$  durch die aus der Optik für ein Fabry-Perot-Interferometer bekannt gewordene Airy-Formel beschreiben lassen [113].

Reflexions- und Transmissionsfaktor werden in der Literatur häufig auch Streuparameter oder S-Parameter  $S_{ij}$  (mit  $i, j = 1, 2$ ) des Vierpols genannt

---

dungsträger sehr kurz, nämlich in der Größenordnung der Anstiegszeit des optischen Pulses sein. Bei koplanaren Leitungen auf halbleitendem Material mit entsprechender Trägerlebensdauer, zum Beispiel bei amorphem SiO<sub>2</sub>-Material ist diese Technik bereits mit Erfolg demonstriert worden [31,32,33,108]. Bei koplanaren Verzögerungsstrukturen auf einem „echten“ Halbleiter müßte entweder eine spezielle Eigenschaft der Sperrschicht-Photodiode [109] oder die Ionenimplantation lokal am Ort der Abtastung genutzt werden, um die Trägerlebensdauer zu reduzieren.

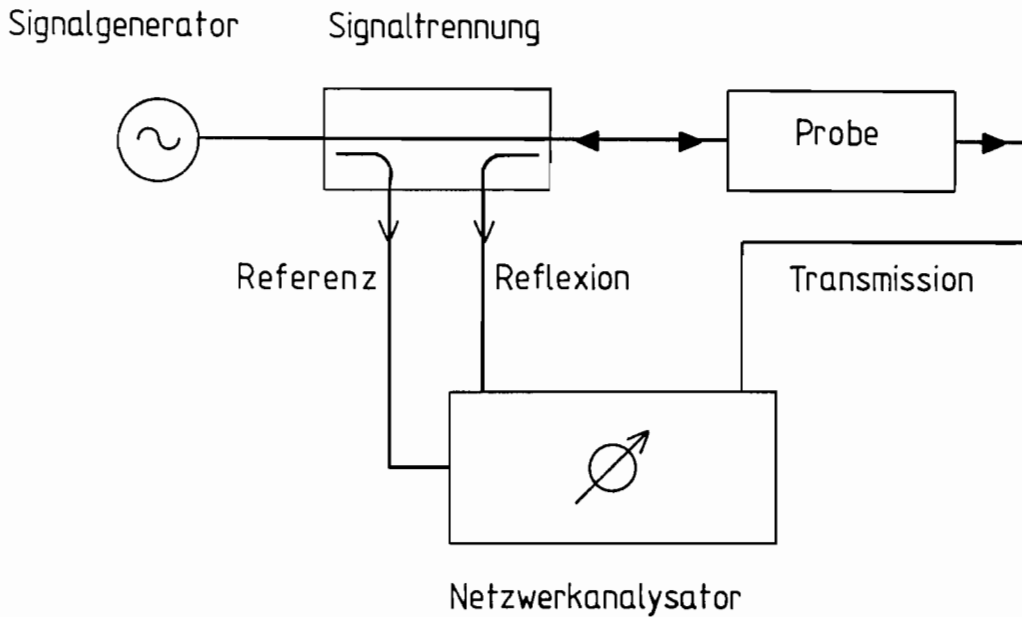


Abbildung 4.7: Schematisches Blockschaltbild der Netzwerkanalyse, siehe Text.

[100,110], wobei wegen der Symmetrie der Leitungen hier

$$\mathcal{R} = S_{11} = S_{22} \quad (4.1)$$

$$\mathcal{T} = S_{21} = S_{12} \quad (4.2)$$

gilt. Durch die Definition von  $\mathcal{R}$  und  $\mathcal{T}$  werden Anfang und Ende der Probe, also die Orte, an denen die Sprünge im Wellenwiderstand auftreten, als Bezugs- oder Referenzebenen ausgezeichnet. Weil es aber nicht möglich ist, direkt in diesen Ebenen zu messen und andererseits bei diesen hohen Frequenzen die elektrische Länge der Zuleitungen nicht mehr vernachlässigt werden darf, werden nicht die wirklichen Streuparameter gemessen. Diese erhält man erst durch zusätzliche Eichmessungen, die z.B. die Phasendrehung des Signals auf dem Weg vom Ende der Probe zum Testeingang eliminieren [114,115]. So wird z.B. durch einen Kurzschluß der Reflexionsfaktor als Quotient von reflektierter und einfallender Welle eindeutig auf  $\mathcal{R} = e^{i(-\pi)} = -1$  festgelegt. Durch Vergleich der gemessenen Streuparameter der Probe mit jeweils einem bekannten Eichstandard in Reflexion und Transmission kann die *Bezugsebene* an den Ort des Übergangs transformiert werden.

Auch nach dieser Transformation sind in der Regel immer noch nicht die gesuchten S-Parameter bestimmt worden, da zahlreiche Meßfehler auftreten [100,115]. *Zufällige Fehler* entstehen durch nicht reproduzierbare Veränderungen wie Rauschen, Störungen aus der Umgebung des Meßsystems oder durch Änderung der physikalischen Eigenschaften des Systems zwischen Messung und Eichung wie zum Beispiel das Verbiegen von Anschlußkabeln oder unterschiedliches Anschrauben von Verbindern. In dieser Arbeit wurde versucht, diese Fehler durch Mittelwertbildung, einen möglichst starren Aufbau des Meßsystems mit sogenannten „semi-rigid“ Kabeln und einem Drehmomentschlüssel zum Anziehen der Verbinden zu vermindern.

Nicht zu vermeiden sind auch *systematische Fehler* verschiedenster Art. Aufgrund nichtidealer *Richtwirkung* der verwendeten Richtkoppler wird beispiels-

weise am Testeingang des Netzwerkanalysators ein Teil der hinlaufenden Welle fälschlicherweise als reflektiertes Signal gemessen. Bei nichtideal geschirmten Verbindungsleitungen und Koaxialrelais können diese auch als *Verkopplung* bezeichneten Meßfehler noch durch *Übersprechen* und auch durch unbeabsichtigte Verkopplung *im* Empfänger verstärkt werden. Ein weiterer systematischer Fehler, der die genannten Effekte sogar multiplikativ verstärkt, ist die *Fehlanpassung*. So kommt es nicht nur durch die Probe zu Vielfachreflexionen, sondern ein nicht angepaßter Sender oder Empfänger können ebenso wie nichtideale Steckverbindungen die Meßsignale erheblich modifizieren. Außerdem haben alle koaxialen Komponenten, insbesondere Stecker, Richtkoppler und Dämpfungsglieder selbst frequenzabhängige Streuparameter, so daß es durch den *Frequenzgang* der gesamten Anordnung zu einem weiteren systematischen Fehler kommt.

Diese durch das benutzte Meßsystem verursachten systematischen Fehler werden in dieser Arbeit weitgehend durch *zusätzliche Eichmessungen* eliminiert. Dazu müssen pro Streuparameter jeweils drei Eichmessungen an verschiedenen bekannten Reflexions- bzw. Transmissionsstandards vorgenommen werden, um die Streuparameter eines gedachten, nicht symmetrischen Fehlervierpols zwischen Probe und jetzt idealem Richtkoppler zu bestimmen [115,116]. Weil hierzu üblicherweise in Reflexion die drei Eichstandards Leerlauf ( $\mathcal{R} = +1$ ), Kurzschluß ( $\mathcal{R} = -1$ ) und Anpassung ( $\mathcal{R} = 0$ ) benutzt werden<sup>5</sup>, die drei verschiedenen Punkten in der komplexen Ebene entsprechen, nennt man dieses Verfahren „3-Punkt-Korrektur“. Die englische Bezeichnung „12-term error-correction procedure“ meint dasselbe Verfahren, angewandt auf alle vier S-Parameter und ohne die Voraussetzung der Symmetrie des Probenvierpols [114,117,121,122,123,124,125].

#### 4.2.1 Konventionelle koaxiale Netzwerkanalyse

Weil die konventionelle Netzwerkanalyse ein koaxiales Meßsystem verwendet, die hier zu untersuchenden monolithischen Verzögerungsstrukturen aber in einer koplanaren Metallisierung vorliegen, müssen sie mit Hilfe spezieller, selbst hergestellter Koaxial-Koplanar-Übergänge in das System eingefügt werden. Diese wurden durch Modifikation eines Standard-Übergangs von einer SMA-Buchse (Sub-Miniatur-A) auf Mikrostreifenleitung entwickelt und sind ebenso wie der komplette hier benutzte Aufbau ausführlich bei Olberding [112] beschrieben. Da die durch den Wechsel in der Struktur definierte Bezugsebene um eine Laufzeit von 100 ps von der durch koaxiale Eichstandards in der SMA-Buchse definierbaren Ebene abweicht, können auch diese üblichen Standards nicht verwendet werden. Es wurden daher spezielle Eichnormale angefertigt [112] und durch die TDR-Meßmethode überprüft. Dabei stimmte die durch diese Standards definierte Bezugsebene bis auf Laufzeitunterschiede in der Größenordnung von  $\pm 5$  ps mit der durch den Wechsel in der Struktur definierten Ebene überein.

---

<sup>5</sup>Prinzipiell ist eine Korrektur dieser systematischen Fehler aber auch durch Eichmessungen an anderen bekannten Standards möglich. So wird oft auf die Messung des Abschlusses oder des Leerlaufs zugunsten der „TSD“-Methode (Through, Short, Delay) verzichtet [117,118,119,120], wobei sowohl Durchgangsleitungen verschiedener Länge als auch „Offset“-Kurzschlüsse üblich sind.

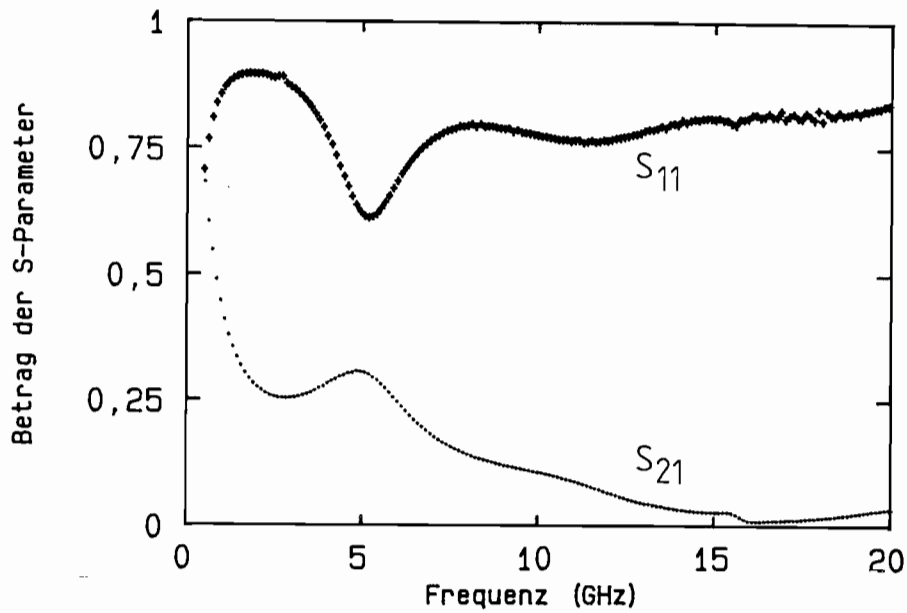


Abbildung 4.8: Betrag der Streuparameter einer implantierten, koplanaren Verzögerungsstruktur. Leitungsdaten:  $w = 140 \mu m$ ,  $s = 40 \mu m$ ,  $N_D \cong 5 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ . Implantation:  $300 keV$  und  $1 \cdot 10^{14} cm^{-2}$ .

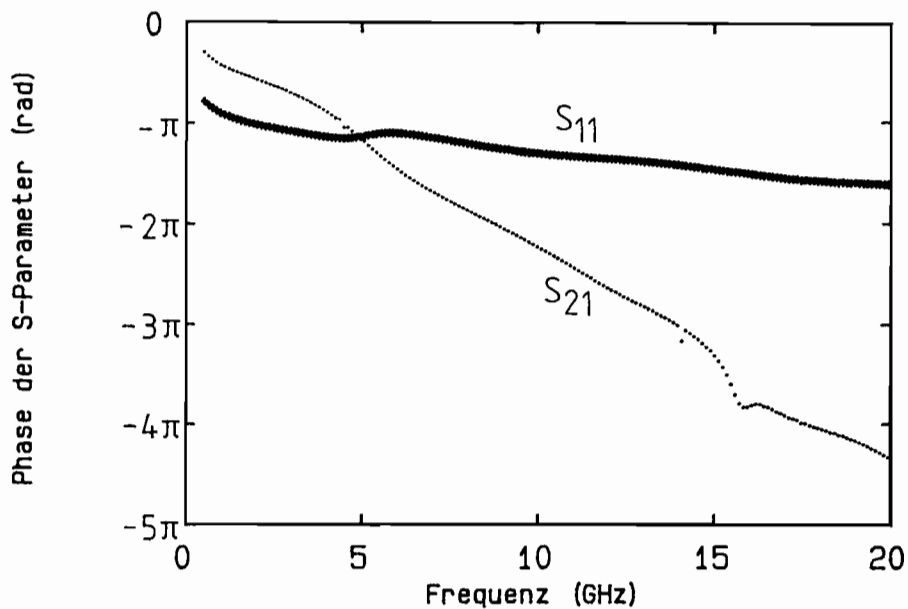


Abbildung 4.9: Phase der Streuparameter einer implantierten, koplanaren Verzögerungsstruktur, Leitungsdaten wie in Abbildung 4.8.

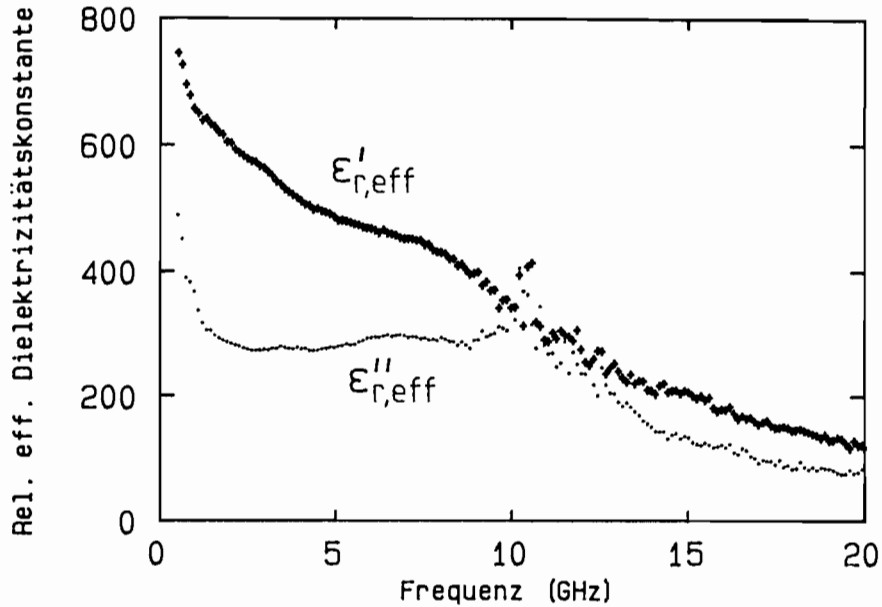


Abbildung 4.10: Komplexe relative effektive Dielektrizitätskonstante einer koplanaren Verzögerungsstruktur als Funktion der Frequenz. Leitungsdaten:  $w = 130 \mu m$ ,  $s = 10 \mu m$ ,  $N_D \cong 5 * 10^{16} cm^{-3}$ ,  $V_{\pm} = 5 V$ .

Die Abbildung 4.8 zeigt den Betrag und die Abbildung 4.9 die Phase des durch konventionelle Netzwerkanalyse mit diesen Standards bestimmten Reflexions- und Transmissionsfaktors einer koplanaren Verzögerungsleitung. Es handelt sich um eine MIS-Struktur, die durch homogene Implantation von n-GaAs mit Protonen hergestellt wurde. Ihre Streuparameter sind als Funktion der Frequenz bis 20 GHz dargestellt. Der Betrag des Transmissionsfaktors ( $S_{21}$ ) nimmt von Werten um 0,7 bei einigen hundert MHz - mit Ausnahme eines relativen Maximums bei etwa 5 GHz - ab, bis er bei fast 20 GHz Null erreicht. Der Betrag des Reflexionsfaktors dagegen bleibt bei etwa 0,8 näherungsweise konstant, zeigt allerdings im selben Frequenzbereich wie der Transmissionsfaktor ein relatives Extremum. Die Phase von  $T$  wird über den großen Bereich von beinahe Null bis über  $-4 \pi$  fast linear mit der Frequenz gedreht, während die Phase von  $S_{11}$  nur um etwas mehr als  $\pi/2$  von  $-\pi$  nach  $-3/2 \pi$  abnimmt.

Da diese Streuparameter über die Airy-Formel mit den komplexen Leitungseigenschaften Wellenwiderstand  $Z$  und Ausbreitungskonstante  $\gamma$  der im koaxialen Meßsystem eingebetteten Probe verknüpft sind, können diese daraus im Frequenzbereich bestimmt werden [111,112]. Mit der Ausbreitungskonstanten ist dann über die folgenden Gleichungen auch eine die Wellenausbreitung auf der Leitung beschreibende effektive relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{r,eff} = \epsilon'_{r,eff} + i\epsilon''_{r,eff}$  gegeben[98],

$$\epsilon'_{r,eff} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_0^2} \quad (4.3)$$

$$\epsilon''_{r,eff} = \frac{2 \beta \alpha}{\beta_0^2} \quad (4.4)$$

mit der Phasenkonstanten  $\beta_0$  im leeren Raum. Die effektive relative Dielek-

trizitätskonstante ist - wegen der Berücksichtigung der Dämpfung - jetzt eine komplexe Größe. Bei Vernachlässigung der Dämpfung geht der Realteil  $\epsilon'_{r,eff}$  dieser komplexen Zahl selbstverständlich wieder in die Bedeutung der in Abschnitt 2.1 definierten reellen Größe über.

Die Abbildung 4.10 zeigt die mit den obigen Formeln aus dem experimentell bestimmten Ausbreitungsmaß berechnete *effektive relative Dielektrizitätskonstante* einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Über den gesamten hier dargestellten Frequenzbereich von fast zwei Zehnerpotenzen nimmt der Realteil monoton ab, unterhalb von etwa 8 GHz allerdings nach einer anderen Gesetzmäßigkeit als oberhalb von 8 GHz. Der Imaginärteil, der für die Dämpfung der Leitung verantwortlich ist, bleibt im Bereich von etwa 1 bis 8 GHz relativ konstant und nimmt dann - etwa wie man es von Relaxationsprozessen her kennt - nach einem relativen Maximum monoton ab. Auffallend sind die sehr großen absoluten Zahlen. So bedeutet ein Wert von etwa  $\epsilon'_{r,eff} \cong 490$  bei der Frequenz von 5 GHz für den Realteil der effektiven relativen Dielektrizitätskonstanten, daß die Wellenlänge auf der Leitung ungefähr 2,7 mm beträgt. Man hat es also in der Tat bei diesen Verzögerungsstrukturen schon im unteren GHz-Bereich mit „mm-Wellen“ zu tun.

Die mit den hier beobachteten sehr großen Dielektrizitätszahlen verbundenen kleinen Wellenlängen im mm-Bereich zeigen zwei wesentliche Probleme der konventionellen Netzwerkanalyse von monolithischen koplanaren Verzögerungsstrukturen auf. Einerseits bedeuten bei diesen Wellenlängen und typischen Probenlängen im Bereich von einigen Millimetern schon zwei extrem verkürzte Innenleiterspitzen des Standard-Überganges von Koaxial- auf Mikrostreifenleitung von jeweils 0,3 mm Länge eine bedeutende Unsicherheit für die wirksame Probenlänge. Da diese aber bei der Normierung des Ausbreitungsmaßes auf die Längeneinheit benötigt wird, ergibt sich damit für die Ausbreitungskonstante - je nach Probenlänge<sup>6</sup> - ein Fehler in der Größenordnung von mindestens 15 %. Für einen quantitativen Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen ist das zu viel und nicht akzeptabel.

Andererseits sollte nach Möglichkeit ein abrupter Übergang wegen der damit selbst bei identischen Wellenwiderständen verbundenen Feldverzerrung vermieden werden. Denn durch die plötzliche Strukturänderung koaxial-koplanar werden Stromumwege erzeugt, die zu zusätzlichen Reflexionen und Verlusten führen. Diese können bei den Eichungen nicht berücksichtigt werden, weil die Eichungen genau *in* der Referenzebene des Überganges von koaxialer nach koplanarer Struktur stattfinden müssen. Da die Umwandlung von der koaxialen in die koplanare Mode aber durch die *nach* der Referenzebene liegende koplanare Metallisierung erzwungen wird, werden die dadurch verursachten Störungen durch die Eichungen bestimmt nicht vollständig eliminiert und führen dann zu einer Verfälschung der so bestimmten Leitungseigenschaften. Eine elegante Lösung dieser beiden wesentlichen Probleme der konventionellen Netzwerkanalyse von koplanaren Verzögerungsstrukturen erfolgt durch die Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz, die im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

---

<sup>6</sup>Eine wesentliche Vergrößerung der Probenlänge zur deutlichen Reduzierung des relativen Fehlers ist nicht möglich, da die bei höheren Frequenzen große absolute Dämpfung eine Bestimmung der Ausbreitungskonstanten dann ebenfalls unmöglich macht.



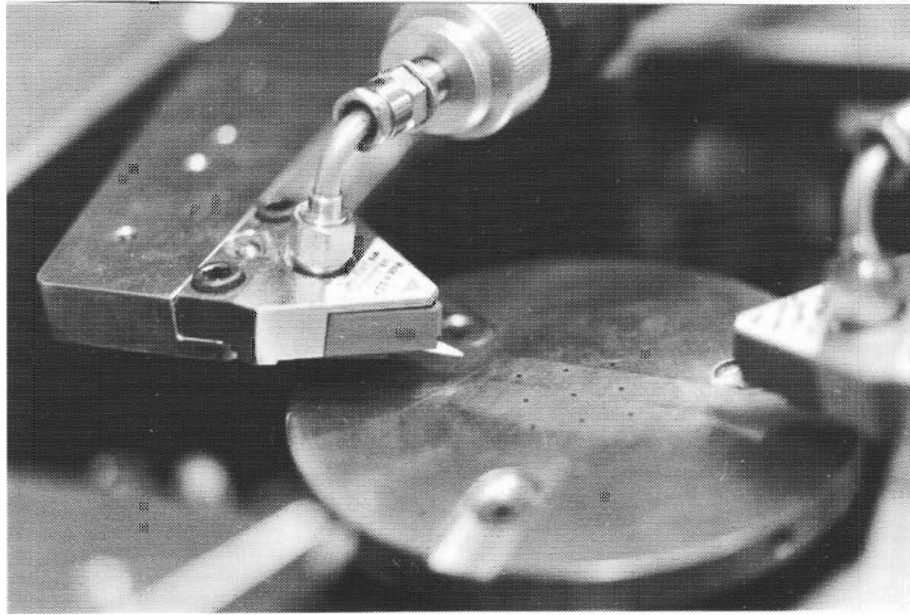


Abbildung 4.11: Meßspitzen eines „Wafer Probers“ der Firma Cascade.

#### 4.2.2 Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz

Die Entwicklung der Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz wurde 1982 durch die Untersuchungen an monolithischen GaAs MESFETs eingeleitet [41]. Die exakte Charakterisierung solcher integrierter Höchsthfrequenz-Bauelemente im Frequenzbereich oberhalb von etwa 5 GHz noch auf dem Wafer war damals kaum möglich. Die dafür benutzten Meßnadeln verfälschten die Ergebnisse zu sehr. Die Grundidee der Neuentwicklung war, diese für höchstfrequente Messungen wegen ihrer parasitären Serieninduktivitäten und Parallelkapazitäten untauglichen Meßnadeln ganz zu vermeiden, anstatt sie noch weiter zu verkleinern [126]. Stattdessen wird zur Kontaktierung eine Hochfrequenzleitung benutzt, die wegen der planaren Struktur der auf dem Wafer befindlichen Meßobjekte selbst eine 50- $\Omega$ -Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat ist.

Die Realisation dieser Idee wird seit 1984 u.a. von der Firma Cascade Microtech [42,127,128] vertrieben und ist in Abbildung 4.11 in Form von zwei Meßspitzen mit der koaxialen Zuleitung zu sehen. In den Meßspitzen findet zunächst ohne wesentliche Querschnittsänderungen ein Koaxial-Koplanar-Übergang statt. Die Koplanarleitung - im Bild auf der Unterseite des spitz zulaufenden dielektrischen Substrates - dient dann zur weiteren Signalführung. Die absoluten Abmessungen der Leitung werden dabei auf die zur Kontaktierung der monolithischen Strukturen notwendige mikroskopische Größe verringert. Dabei macht man sich die Tatsache zu Nutzen, daß bei der durch das Substratmaterial festliegenden relativen Dielektrizitätskonstanten der Wellenwiderstand der koplanaren Leitung konstant gehalten werden kann, wenn nur das *Verhältnis* der Leitungsmetallisierungen erhalten bleibt (vgl. Gleichungen 2.5 und 2.11 in Abschnitt 2.1). Durch Verwendung eines geeigneten Eichsubstrates, auf dem verschiedene für die NWA benötigte Eichnormale in planarer Form realisiert sind, kann die Referenzebene direkt in den Aufsetzpunkt der Spitzen transformiert werden [129,130,131].

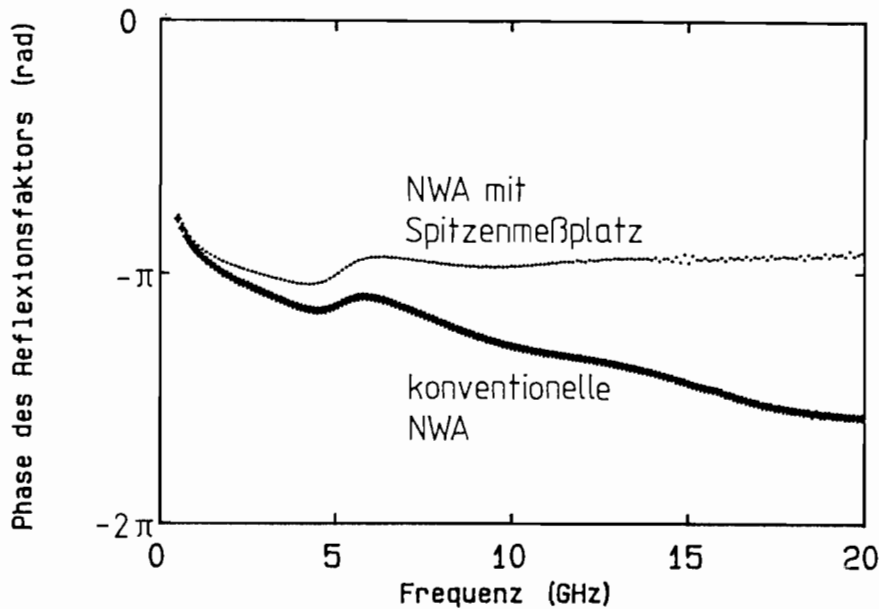


Abbildung 4.12: Phase des Reflexionsfaktors einer implantierten, koplanaren Verzögerungsstruktur. Leitungsdaten wie in Abbildung 4.8 und 4.9. Vergleich zwischen konventioneller NWA und NWA mit Spitzenmeßplatz.

Ein solcher Spitzenmeßplatz Cascade Station 42 mit Spitzen des Types WPH-005-08 wurde ebenfalls für die Netzwerkanalyse von monolithischen koplanaren Verzögerungsstrukturen verwendet. Um diese NWA mit Spitzenmeßplatz mit der konventionellen, rein koaxialen NWA zu vergleichen, wird *dieselbe* Probe charakterisiert, deren durch konventionelle NWA bestimmten S-Parameter in den Abbildungen 4.8 und 4.9 dargestellt sind. In Abbildung 4.12 ist die mit beiden Meßmethoden bestimmte Phase des Reflexionsfaktors in einer vergrößerten Auflösung dargestellt. Während die durch konventionelle NWA bestimmte Phase - wie schon oben beschrieben - mit wachsender Frequenz von etwa  $-\pi$  nach  $-3/2 \pi$  gedreht wird, ist die durch NWA mit Spitzenmeßplatz charakterisierte Phase des reflektierten Signales nur schwach frequenzabhängig. Für Frequenzen oberhalb von etwa 5 GHz bleibt sie fast konstant bei einem Wert, der geringfügig größer als  $-\pi$  ist.

Da es sich jedoch um genau dieselbe Probe handelt, kann in diesem Fall der Unterschied nur darin begründet sein, daß die durch die Umwandlung der koaxialen in die koplanare Mode (im folgenden immer Modenumwandlung genannt) bedingten Störungen bei der NWA mit Spitzenmeßplatz verhindert worden sind. Das ist darin begründet, daß die Modenumwandlung jetzt auf der Koplanarleitung der Meßspitze stattfindet, und zwar auf einer Länge, die groß gegen die Querabmessungen ist und daher die vollständige Umwandlung in die koplanare Mode erlaubt. Als Teil des nun *vor* der Referenzebene der entsprechenden Kalibrierungen liegenden realen Meßsystems ist der Einfluß der Modenumwandlung durch Bestimmung des Fehlerzweitores mit Hilfe der „3-Punkt-Korrektur“ eliminiert worden.

Durch die Charakterisierung derselben Probe durch beide Meßmethoden ergibt sich jetzt die Möglichkeit, den Einfluß der *Modenumwandlung* koaxial-

koplanar der oben bei der konventionellen NWA benutzten Übergänge sogar quantitativ zu erfassen. Dazu wird im folgenden kurz skizziert, wie aus den experimentell durch beide Methoden gewonnenen Daten Streuparameter abgeleitet werden können, die ausschließlich die durch die Modenumwandlung verursachten Störungen bei der konventionellen NWA beschreiben. Diese Streuparameter werden dann dazu benutzt, um ein Ersatzschaltbild zu bestimmen, mit dessen Hilfe die Modenumwandlung näherungsweise beschrieben werden kann.

Unter der Annahme, daß durch die NWA mit Spitzenmeßplatz die „wirkliche“ Streumatrix

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{pmatrix}$$

der Leitung bestimmt wurde und daß die bei der konventionellen NWA ermittelte Streumatrix

$$\begin{pmatrix} S_{11}^k & S_{21}^k \\ S_{21}^k & S_{11}^k \end{pmatrix}$$

sich im Sinne der Vierpoltheorie [97,132] durch die hintereinandergeschaltete „Streumatrix der Modenumwandlung koaxial-koplanar“, der Streumatrix der „wirklichen“ Leitung und der „Streumatrix der Modenumwandlung koplanar-koaxial“ ergibt und unter der Annahme, daß die Streumatrizen der Modenumwandlung gleich und symmetrisch sind, gilt die folgende Matrixgleichung:

$$\begin{pmatrix} S_{11}^k & S_{21}^k \\ S_{21}^k & S_{11}^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}^m & S_{21}^m \\ S_{21}^m & S_{11}^m \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{11}^m & S_{21}^m \\ S_{21}^m & S_{11}^m \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Die Größen  $S_{11}^m$  und  $S_{21}^m$  sind dabei i. allg. komplexe, frequenzabhängige Streuparameter, welche die durch *eine* Modenumwandlung koaxial-koplanar bedingten Störungen beschreiben. Sie ergeben sich durch Umformung der obigen Matrixgleichung somit zu:

$$2S_{11}^m = \sqrt{\frac{S_{11}^k + S_{21}^k}{S_{11} + S_{21}}} - \sqrt{\frac{S_{11}^k - S_{21}^k}{S_{11} - S_{21}}} \quad (4.6)$$

$$2S_{21}^m = \sqrt{\frac{S_{11}^k + S_{21}^k}{S_{11} + S_{21}}} + \sqrt{\frac{S_{11}^k - S_{21}^k}{S_{11} - S_{21}}} \quad (4.7)$$

Beide Größen sollten rein reell sein, wenn der Übergang koaxial-koplanar ideal wäre. Außerdem sollte der Betrag des Transmissionsfaktors dann gleich Eins ( $S_{21}^m = 1$ ) und der des Reflexionsfaktors gleich Null ( $S_{11}^m = 0$ ) sein. In der Abbildung 4.13 ist der Betrag des Reflexionsfaktors dieser durch die Modenumwandlung verursachten Störungen als Funktion der Frequenz bis 20 GHz in einem logarithmischen Maßstab dargestellt. Man erkennt deutlich, daß der Betrag mit wachsender Frequenz von  $-40$  dB bis auf etwa einen Wert von  $-17$  dB bei ungefähr 5 GHz ansteigt. Dieser Wert fällt dann wieder auf etwa  $-25$  dB bei 10 GHz ab und bleibt dann bis 20 GHz relativ frequenzunabhängig. Durch die Kenntnis dieser Streuparameter ist es hiermit im Sinne einer Eichung möglich, aus den Streuparametern einer beliebigen mittels konventioneller NWA charakterisierten Leitung durch einfache Umformung der obigen Matrixgleichung die „wirklichen“ Streuparameter der Probe - also die, die durch NWA mit Spitzenmeßplatz bestimmt würden - zu berechnen.

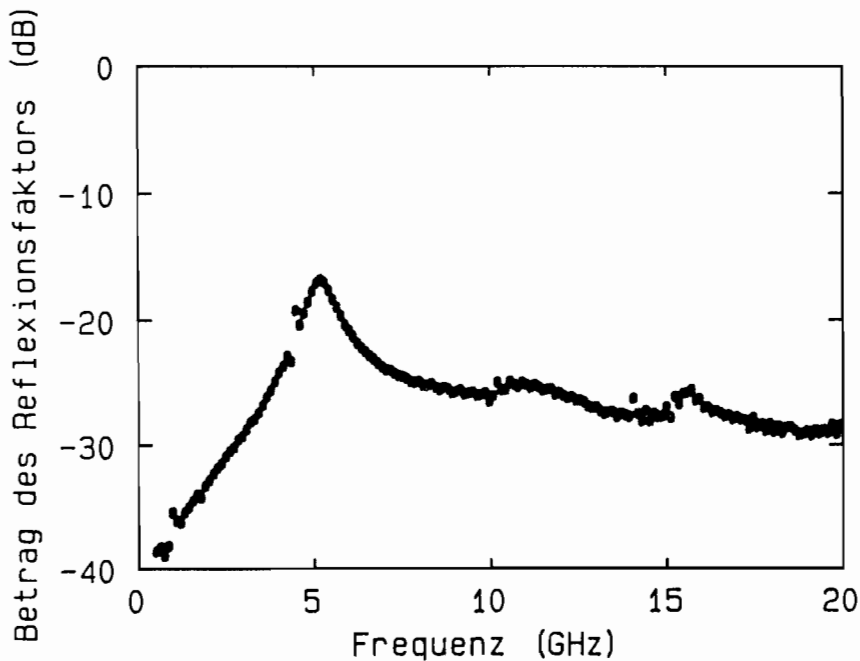


Abbildung 4.13: Betrag des Reflexionsfaktors  $S_{11}^m$  der durch die Modenumwandlung koaxial-koplanar verursachten Störungen als Funktion der Frequenz. Dieser wurde aus den experimentell - durch konventionelle NWA und durch NWA mit Spitzenmeßplatz - bestimmten S-Parametern *einer* Verzögerungsleitung berechnet, siehe Text.

Mit Hilfe der Vierpoltheorie [97,132] kann aus den Streuparametern ein Ersatzschaltbild mit der komplexen Längsimpedanz  $W_m = R_m + j\omega L_m$  und der Queradmittanz  $Y_m = G_m + j\omega C_m$  bestimmt werden. Damit kann auch eine Darstellung der Modenumwandlung durch ein Quasi-TEM-Ersatzschaltbild erfolgen. Dabei ist zu beachten, daß der wirkliche Übergang koaxial-koplanar als Leitung mit einer physikalischen Länge schon durch die vorausgegangenen Eichungen berücksichtigt wurde und hier nur noch die durch die Modenumwandlung bedingten Störungen charakterisiert werden sollen. Da die hierfür wesentlichen Querschnittsänderungen des Übergangs aber relativ abrupt sind, haben sie longitudinale Abmessungen, die klein gegen alle hier auftretenden Wellenlängen sind. Das rechtfertigt die Annahme, daß die Modenumwandlung durch ein Ersatzschaltbild aus konzentrierten Elementen mit frequenzunabhängigen Werten beschrieben werden kann.

In der Abbildung 4.14 ist der so aus den S-Parametern bestimmte Imaginärteil der Längsimpedanz  $Im(W_m)$  als Funktion der Frequenz dargestellt. Man erkennt sehr gut, daß dieser in erster Näherung linear mit der Frequenz ansteigt, wenn man einen kleinen Frequenzbereich um etwa 5 GHz vernachlässigt. Das gilt auch für den hier nicht dargestellten Imaginärteil der Queradmittanz  $Im(Y_m)$ , während die beiden - ebenfalls nicht dargestellten - Realteile stark frequenzabhängig sind. Sie sind jedoch über den gesamten Frequenzbereich - mit Ausnahme des kleinen Bereiches bei ungefähr 5 GHz - um etwa eine Größenordnung kleiner als die Imaginärteile und werden daher hier nicht berücksichtigt. Aus dem näherungsweise linearen Verlauf beider Imaginärteile mit der Frequenz folgt, daß die oben gemachte Annahme gerechtfertigt ist und daß

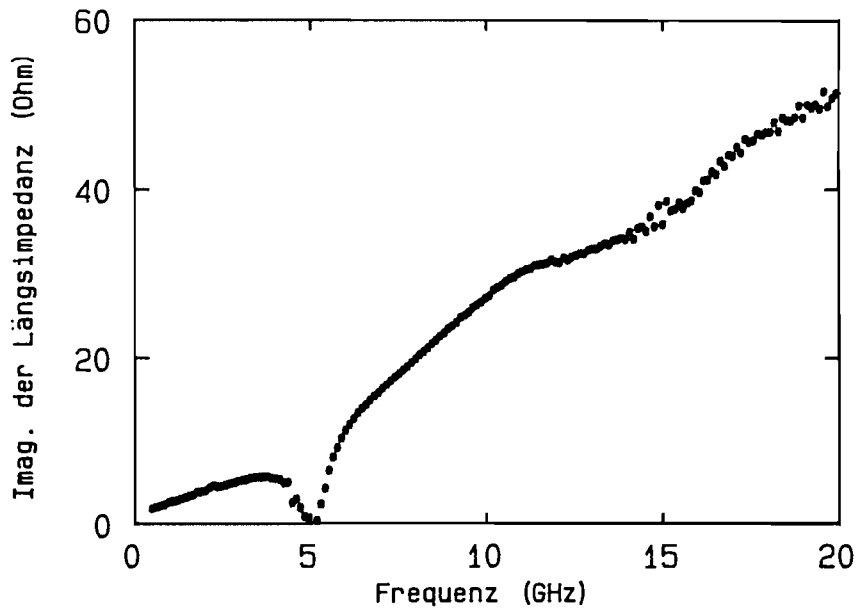


Abbildung 4.14: Imaginärteil der Längsimpedanz  $W_m$  der durch die Modenumwandlung koaxial-koplanar verursachten Störungen als Funktion der Frequenz. Dieser wurde aus den experimentell - durch konventionelle NWA und durch NWA mit Spitzenmeßplatz - bestimmten S-Parametern einer Verzögerungsleitung berechnet, siehe Text.

eine **Modenumwandlung koaxial-koplanar** im Frequenzbereich von 0 bis 20 GHz näherungsweise durch ein Ersatzschaltbild mit einer Induktivität  $L_m$  im Längsweig und einer Kapazität  $C_m$  im Querweig beschrieben werden kann, wobei gilt:

$$L_m \cong 0,42 \text{ nH}$$

$$C_m \cong 0,15 \text{ pF}$$

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die hier verwendeten Koaxial-Mikrostreifenleitungsübergänge für koplanare Leitungen modifiziert wurden, ist die gute Übereinstimmung sowohl des Ersatzschaltbildes als auch der absoluten Werte mit den kürzlich in der Literatur [133,134] für einen Koaxial-Mikrostreifenleitungsübergang veröffentlichten Werten ( $L \cong 0,3 \text{ nH}$ ;  $C \cong 0,1 \text{ pF}$ ) überraschend. Dieses Ersatzschaltbild könnte dazu benutzt werden, um den Einfluß der durch die Modenumwandlung bedingten Störungen bei der konventionellen NWA einer monolithischen Verzögerungsstruktur ohne die aufwendige - oben erwähnte - Matrizenmultiplikation von komplexen und frequenzabhängigen Größen qualitativ abzuschätzen.

Durch die Eliminierung dieses Problems der Modenumwandlung bei der konventionellen NWA von monolithischen Verzögerungsstrukturen eröffnet die Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz [36,135,136,137,138] die Möglichkeit hochpräzise Messungen durchzuführen. Die Abbildung 4.15 zeigt den durch NWA mit einem Cascade Spitzenmeßplatz bestimmten Betrag des Transmissionsfaktors einer koplanaren Verzögerungsstruktur auf einer Epitaxieschicht als

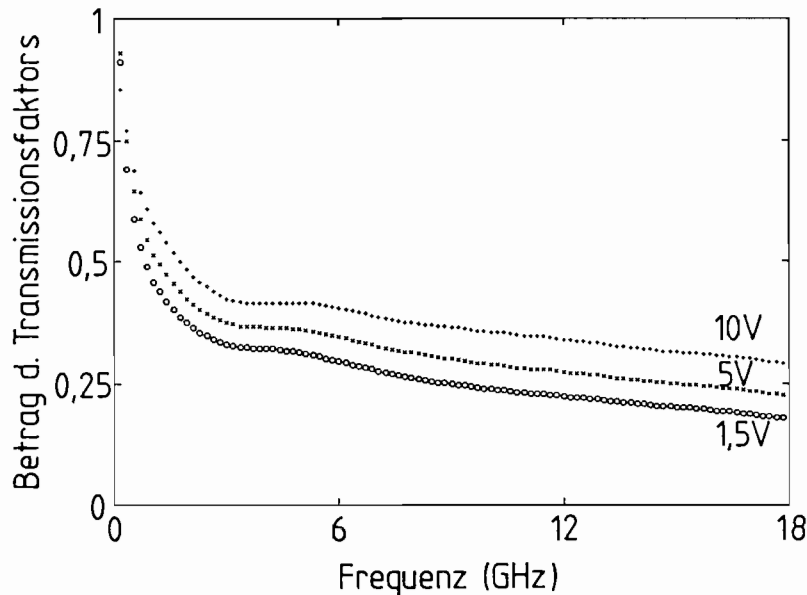


Abbildung 4.15: Betrag des Transmissionsfaktors einer periodisch mit Protonen implantierten koplanaren Verzögerungsstruktur auf epitaxialem n-GaAs als Funktion der Frequenz. Die Länge der implantierten Gebiete ist  $990 \mu\text{m}$  und die der geschützten  $110 \mu\text{m}$ . Leitungsdaten:  $w = 80 \mu\text{m}$ ;  $s = 10 \mu\text{m}$ ;  $l = 4,8 \text{ mm}$ . Implantationsparameter: Dosis  $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ; Energie  $200 \text{ keV}$ . Andere Parameter: Schichtdicke  $d_{\text{epi}} = 0,7 \mu\text{m}$ ; Dotierung  $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; Substrat: semi-isolierendes GaAs. Parameter ist die Sperrspannung.

Funktion der Frequenz bis 18 GHz. Bei der Probe handelt es sich um eine lokal periodisch implantierte Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Man erkennt deutlich, daß sich der Betrag des transmittierten Signales sehr gut durch die angelegte Sperrspannung variieren läßt. Dies ist offenbar wegen des in den geschützten Gebieten vorliegenden Schottky-Kontaktes möglich. Über die Dämpfungskonstante dieser monolithischen Verzögerungsleitung, die für die Überprüfung der leitungstheoretischen Beschreibung benötigt wird, ist anhand dieser Abbildung allerdings noch keine Aussage möglich. Die Variation des Betrages des Transmissionsfaktors - der daher treffenderweise als „Einfügungsdämpfung“ oder „insertion loss“ bezeichnet wird - könnte ja auch durch eine gleichspannungsbedingte Veränderung der Reflektivität des Bauelementes verursacht sein.

Durch Verwendung eines Eichsubstrates, auf dem die für die NWA benötigten Eichnormale in planarer Form realisiert sind, wird bei der NWA mit Spitzenmeßplatz die für eine Bestimmung der S-Parameter benötigte Bezugsebene direkt in die aufsetzenden Spitzen transformiert. Dadurch ist nun die Leitungslänge - je nach Dimensionierung der Spitzen - in der Größenordnung von  $50 \mu\text{m}$  exakt bekannt und somit auch das zweite wesentliche Problem der konventionellen NWA von Verzögerungsstrukturen eliminiert. Der durch die Unsicherheit für die wirksame Probenlänge bei der konventionellen NWA bedingte relative Fehler der komplexen Ausbreitungskonstanten kann jetzt mit Spitzenmeßplatz auf die Größenordnung von 1 % vermindert werden.

Bei der NWA mit Spitzenmeßplatz können also alle bisher diskutierten sy-

stematischen Fehler quantitativ erfaßt und die Meßergebnisse somit korrigiert werden. Ein weiterer systematischer Fehler könnte aber selbst bei dieser Methode noch auftreten. Das Modul  $k$  (vgl. Abschnitt 2.1, Gleichung 2.5) der Koplanarleitung in den Meßspitzen ist durch die Dielektrizitätszahl des Substrates und durch die Wahl eines Wellenwiderstandes von  $50 \Omega$  festgelegt. Es läßt sich daher in der Regel nicht vermeiden, daß die Metallisierungsabmessungen der zu untersuchenden monolithischen koplanaren Verzögerungsleitung von den Abmessungen der Meßspitze abweichen.

In diesem Abschnitt wurden mit der konventionellen NWA und der NWA mit Spitzenmeßplatz zwei Meßmethoden vorgestellt und diskutiert, die Ergebnisse im Frequenzbereich liefern. Während die erste Methode ein ausschließlich *koaxiales* Meßsystem verwendet, liegt bei der NWA mit Spitzenmeßplatz ein Teil des Meßsystems in *koplanarer* Struktur vor. Die folgenden wesentlichen experimentellen Ergebnisse für koplanare Verzögerungsstrukturen wurden im Frequenzbereich erzielt:

- Es wurden erstmals die Streuparameter einer MIS-Verzögerungsstruktur auf GaAs präsentiert, die durch destruktive Ionenimplantation hergestellt wurde.
- Eine die Wellenausbreitung längs einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung beschreibende komplexe relative Dielektrizitätskonstante wurde über einen Frequenzbereich von fast zwei Zehnerpotenzen bestimmt.
- Eine die Modenumwandlung eines Überganges koaxial-koplanar beschreibende Streumatrix wurde im Frequenzbereich von 0 bis 20 GHz bestimmt und durch ein einfaches Ersatzschaltbild angenähert.
- Es wurde demonstriert, daß der Transmissionsfaktor einer periodischen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung im Frequenzbereich von 0 bis 18 GHz durch eine externe Gleichspannung variiert werden kann.

In diesem Kapitel wurden sowohl die konventionelle und die optoelektronische Impulsmeßtechnik als auch die konventionelle Netzwerkanalyse und die NWA mit Spitzenmeßplatz als experimentelle Methoden zur Charakterisierung von koplanaren Leitungen vorgestellt. Es wurden typische Meßkurven zur Verdeutlichung der entsprechenden Methode präsentiert. Unter dem Gesichtspunkt eines quantitativen Vergleichs der im dritten Kapitel leitungstheoretisch gewonnenen Eigenschaften der koplanaren Verzögerungsstrukturen mit dem Experiment erfolgte eine Diskussion der Meßergebnisse. Die Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz erwies sich dabei als die beste Methode und wird deswegen im folgenden Kapitel benutzt, wenn die Eigenschaften der Verzögerungsstrukturen im Hinblick auf eine technische Anwendung der Leitungen als Bauelement diskutiert werden.

# Kapitel 5

## Die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Bauelement

Seitdem die Schottky-Kontakt-Leitung vorgeschlagen wurde, sind ihre elektronisch veränderbaren Leitungseigenschaften immer wieder Anlaß für eine Vielfalt von technisch interessanten Vorschlägen zur Nutzung als Bauelement. Die möglichen Anwendungen reichen vom Tiefpaßfilter mit elektronisch einstellbarer Grenzfrequenz [139] über schnelle Mikrowellenschalter [40] und variable Dämpfungsglieder [140] bis zum Ausnutzen von nichtlinearen Effekten [162], zum Beispiel zur effizienten Frequenzverdopplung. In den letzten Jahren wird den Verzögerungsleitungen zunehmende Aufmerksamkeit geschenkt, da sie insbesondere als *variable Phasenschieber* Interesse hervorgerufen haben. Die ersten experimentellen Ergebnisse an Verzögerungsstrukturen als Phasenschieber wurden Anfang der siebziger Jahre mit der Mikrostreifenleitung erzielt [8,9,11,12]. Bei diesen im UHF-Bereich arbeitenden Strukturen konnte erstmals über die verteilte Sperrschichtkapazität die Phasengeschwindigkeit *elektrisch* durch die angelegte Sperrspannung kontrolliert werden.

Die ersten Experimente an einem ausschließlich im GHz-Bereich arbeitenden Phasenschieber wurden wegen der benötigten Technologie kleinster Strukturen und der schwierigen Meßtechnik erst in den achtziger Jahren gewonnen [141,142,143,144,145]. Dabei wies die verwendete Leitung zwar eine koplanare Metallisierung auf, aber wegen der niederohmigen Epitaxieschicht aus einem entarteten Halbleiter nur wenige Mikrometer unter dem Innenleiter wurde sie von Krowne [141] als Mikrostreifenleitung bezeichnet. Eine theoretische Beschreibung konnte bei der komplexen Struktur nicht erwartet werden und gelang auch bisher nicht [146].

Begünstigt durch die Entwicklung des Spitzenmeßplatzes (vgl. Abschnitt 4.2.2) gelang Champlin dann vor zwei Jahren die erste experimentelle Untersuchung einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf Silizium-Substrat als variabler Phasenschieber [44]. Eine theoretische Beschreibung wurde nicht versucht.

In den letzten Jahren ist auch das Interesse gewachsen, Mikrowellen-Halbleiterbauelemente direkt mit *optischen* Signalen zu steuern. Physikalisches



Grundprinzip ist die Erzeugung freier Ladungsträger, durch welche die elektronischen Eigenschaften des Elementes beeinflusst werden. Schon Anfang der achtziger Jahre wurde beispielsweise die Möglichkeit untersucht, die Phase eines Mikrowellensignales durch optische Steuerung eines MESFET [147] oder eines BARITT-Oszillators [148] zu kontrollieren. Auch bei den elektronisch gesteuerten Antennen (phased array radar), bei denen durch viele separate Phasenschieber und Sendeelemente eine trägheitslose Kontrolle der Richtcharakteristik erzielt werden kann, ist eine optische Einstellung von Interesse. Ein Weg zur Realisierung ist die optisch induzierte Variation der Ausbreitungskonstanten eines als dielektrischer Wellenleiter fungierenden hochreinen Halbleiters [149]. Zur Zeit wird jedoch die Koplanarleitung als der vielversprechendste Wellenleiter für Anwendungen in MMICs angesehen [150,151], nicht zuletzt wegen der problemlosen Ankopplung an den MESFET. Die großen Vorteile der offenen koplanaren Anordnung gegenüber der Sandwich-Struktur der Mikrostreifenleitung sind eindeutig. In den letzten Jahren wurden daher verstärkt auch optisch bewirkte Änderungen in der Phasenkonstanten [30,152,153] und der Dämpfungskonstanten [154,155] von koplanaren Leitungen auf hochreinem, isolierendem Halbleitersubstrat experimentell und theoretisch untersucht.

Für all diese Anwendungen waren wiederholt „periodische“ Strukturen angeregt worden, um die relativ hohen Verluste zu vermindern und die Verzögerungsleitungen somit für technische Anwendungen noch interessanter zu machen. Bastida und Donzelli [156] kombinierten eine verlustarme Koplanarleitung auf semi-isolierendem GaAs mit Overlap-Kondensatoren, um die Wellenlänge durch einen hohen Kapazitätsbelag zu reduzieren. Seki und Hasegawa [157] hatten dagegen erkannt, daß eine Verzögerungsstruktur physikalisch immer auf einer räumlich getrennten Speicherung von elektrischer und magnetischer Energie beruht. Die bis dahin *transversale* Trennung ergänzten sie durch eine *longitudinale* Trennung. Dabei benutzten sie eine Leitung mit in Ausbreitungsrichtung abwechselnden Abmessungen von einerseits mehr induktivem und andererseits mehr kapazitivem Charakter auf semi-isolierendem Substrat. Beide Vorschläge wurden nicht auf einem halbleitendem Substrat realisiert und waren somit unter dem Gesichtspunkt der monolithischen Integrierbarkeit wenig attraktiv.

Erst Itoh und später Jäger schlugen *monolithische periodische* Verzögerungsstrukturen vom MIS- [158,159] und Schottky-Kontakt-Typ [160,161,162] vor. Bei diesen sollte durch Epitaxie oder Ionenimplantation ein Substrat aus abwechselnd semi-isolierendem und halbleitendem GaAs geschaffen werden. Die aufgrund der Periodizität auftretenden dispersiven Effekte (siehe z.B. [163]) waren bei all diesen periodischen Strukturen nicht beabsichtigt und sollten in einem höherfrequenten, nicht genutzten Bereich auftreten. In dem ihnen zugedachten Frequenzbereich können die vorgeschlagenen Strukturen daher als ein neues, künstliches Medium betrachtet werden, wie es z.B. auch von Übergitterstrukturen gebildet wird. Das Ziel der Vorschläge war, die relativ große Dämpfung der monolithischen Verzögerungsstrukturen zu verringern, aber dabei auch die Vorteile, kleine Wellenlängen und externe Steuerbarkeit im Falle der Schottky-Kontakt-Leitung, zu erhalten.

Im folgenden wird zunächst die bisher interessanteste Anwendungsmöglichkeit der Verzögerungsleitungen, der *elektrisch gesteuerte variable Phasenschieber* vorgestellt. Dazu werden die *experimentell* mit Hilfe der NWA mit Spitzenmeßplatz gewonnenen Leitungseigenschaften einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung und insbesondere die komplexe Ausbreitungskonstante als Funktion der Sperrspannung präsentiert. Diese Leitungsparameter werden mit den im dritten Kapitel theoretisch berechneten Eigenschaften quantitativ verglichen. Ziel ist, die Gültigkeit des Quasi-TEM-Ersatzschaltbildes zu überprüfen und damit dem Anwender die Möglichkeit zu eröffnen, Grenzdaten des Bauelementes zu berechnen, den Einsatzbereich abzuschätzen und eine Optimierung durchzuführen. Diese *Verbesserung* des elektrisch gesteuerten variablen Phasenschiebers ist durch das Verständnis der Wirkungsweise möglich und wird anschließend durch die Charakterisierung von monolithischen periodischen Verzögerungsstrukturen, die durch Ionenimplantation hergestellt wurden, auch experimentell verifiziert. Abschließend wird ein sehr effizienter *optischer Kontrollmechanismus* für die als variabler Phasenschieber eingesetzte Schottky-Kontakt-Koplanarleitung demonstriert und der zugrunde liegende physikalische Mechanismus auch durch Experimente identifiziert.

## 5.1 Der elektrisch gesteuerte Phasenschieber

In diesem Abschnitt werden experimentelle Ergebnisse für den elektrisch gesteuerten variablen Phasenschieber vorgestellt. Die Leitungseigenschaften einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung - mit denselben Abmessungen und Halbleiterparametern wie die in Abschnitt 3.3 theoretisch diskutierte Leitung - werden experimentell mit Hilfe der NWA mit Spitzenmeßplatz bestimmt. Die so gewonnenen Eigenschaften des Bauelementes und vor allem die komplexe Ausbreitungskonstante als Funktion der Gleichspannung werden mit den theoretischen Ergebnissen verglichen.

### 5.1.1 Eigenschaften des Bauelementes

Im folgenden werden zunächst kurz die Leitungseigenschaften der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung bei konstanter Gleichspannung von 5 V vorgestellt, bevor dann die Gleichspannungsabhängigkeit der komplexen Ausbreitungskonstanten ausführlich diskutiert wird.

Die beiden wesentlichen Leitungseigenschaften, die im Rahmen der Leitungstheorie selbst bei Vernachlässigung von resistiven Elementen nicht verschwinden, sind die Phasenkonstante  $\beta$  und der Realteil des Wellenwiderstandes. Durch einen Vergleich erkennt man, daß die in Abbildung 5.1 dargestellte Phasenkonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung quantitativ mit der theoretischen Kurve (Abbildung 3.6) übereinstimmt. Das gilt insbesondere auch für den Einsatzpunkt der Dispersion, der in beiden Diagrammen nur unter streifendem Aufblick zu erkennen ist und im Bereich von etwa 2 bis 3 GHz liegt.

Der experimentell bestimmte Realteil  $\text{Re}(Z)$  des Wellenwiderstandes ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die absoluten Werte liegen zwischen 2 und 3  $\Omega$ . Das

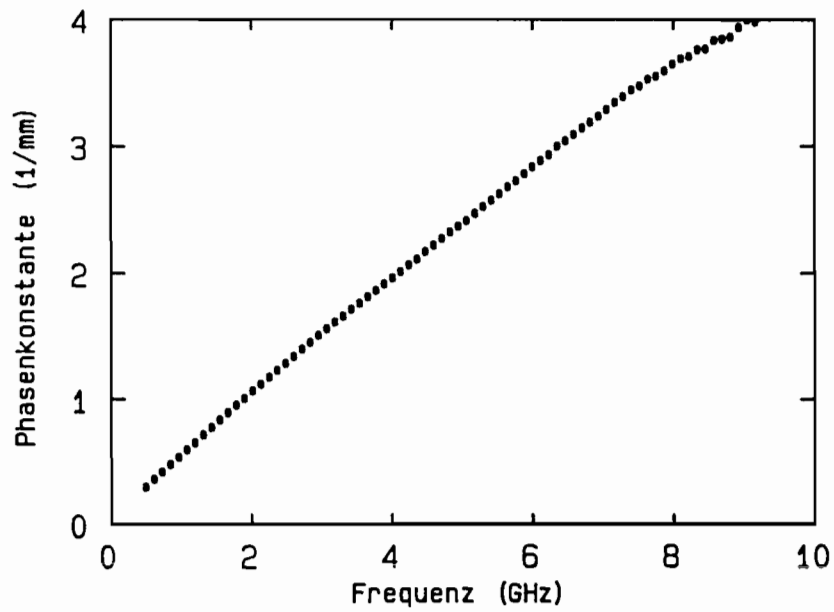


Abbildung 5.1: Experimentell bestimmte Phasenkonstante  $\beta$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf GaAs. Leitungsparameter:  $N_D \cong 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $w = 130 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $s = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $V_{\text{=}} = 5 \text{ V}$ .

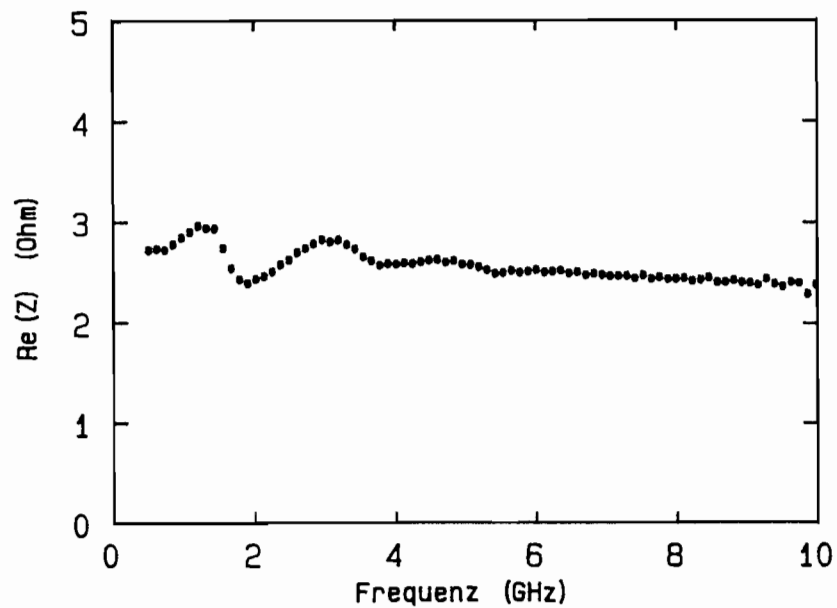


Abbildung 5.2: Experimentell bestimmter Realteil  $\text{Re}(Z)$  des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.1.

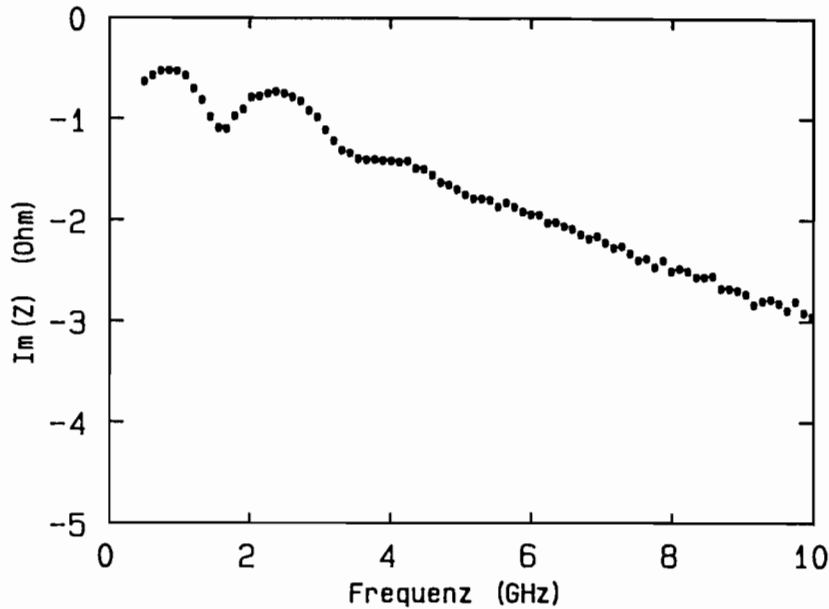


Abbildung 5.3: Experimentell bestimmter Imaginärteil  $\text{Im}(Z)$  des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.1.

stimmt mit den von der Theorie in Abbildung 3.3 vorausgesagten Werten ebenfalls gut überein. Die in Abbildung 5.2 im Frequenzbereich von ungefähr 1 bis 4 GHz erkennbare Frequenzabhängigkeit ist auf Meßfehler zurückzuführen, die durch Resonanzerscheinungen [112] verstärkt werden. Die ab etwa 4 bis 5 GHz auftretende leichte Dispersion - die durch den Induktivitätsbelag bedingt ist - wurde ebenfalls theoretisch vorausgesagt, wie durch Vergleich mit Abbildung 3.3 zu erkennen ist.

Die absoluten Werte des in der Abbildung 5.3 dargestellten Imaginärteils  $\text{Im}(Z)$  des Wellenwiderstandes sind negativ und liegen zwischen  $-0,5$  und  $-3 \Omega$ . Für die Frequenzabhängigkeit im Bereich von 1 bis 4 GHz sind dieselben Resonanzeffekte wie beim Realteil  $\text{Re}(Z)$  verantwortlich, da beide Größen im wesentlichen durch das von der Probe *reflektierte* Signal geprägt sind. Bei den Frequenzen, an denen der Imaginärteil ein relatives Extremum annimmt, liegt beim Realteil ein Wendepunkt vor. Ab etwa 4 bis 5 GHz ist bei wachsender Frequenz eine fast lineare Abnahme des Imaginärteils des Wellenwiderstandes zu erkennen. Der Vergleich mit der theoretisch bestimmten Kurve (vgl. Abbildung 3.4) zeigt eine qualitative Übereinstimmung in Bezug auf das in beiden Abbildungen vorliegende kapazitive Verhalten. Im Gegensatz zu dem experimentell bestimmten Imaginärteil wurde theoretisch allerdings ein näherungsweise konstanter Wert vorhergesagt.

In Abbildung 5.4 ist die experimentell bestimmte Dämpfungskonstante  $\alpha$  dargestellt. Dieser Realteil der komplexen Ausbreitungskonstanten stimmt - wie schon die Phasenkonstante und auch der Realteil des Wellenwiderstandes - nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ gut mit der theoretisch bestimmten Kurve in Abbildung 3.5 überein.

Der Verzögerungsfaktor ist - wie schon in Abschnitt 3.3 dargestellt - ein Maß für die Verkürzung der Wellenlänge auf der Leitung in Relation zur Vaku-

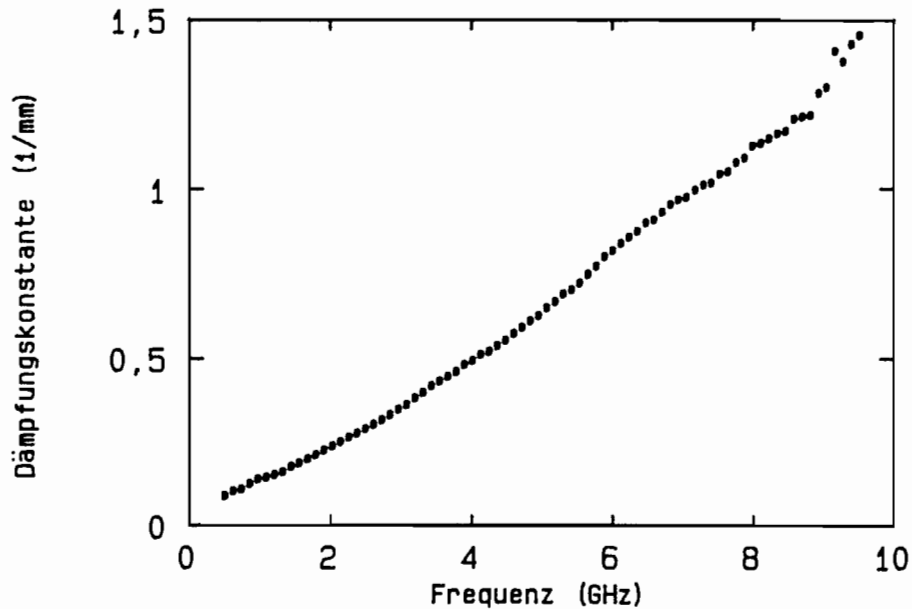


Abbildung 5.4: Experimentell bestimmte Dämpfungskonstante  $\alpha$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.1.

umwellenlänge. Um die Abhängigkeit dieser Eigenschaft der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung von der angelegten Sperrspannung zu verdeutlichen, wurde aus der bei 5 V bestimmten Phasenkonstanten von Abbildung 5.1 und aus den bei 1,5 V und 10 V gemessenen Phasenkonstanten jeweils der Verzögerungsfaktor  $\lambda_o/\lambda$  der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung berechnet und in Abbildung 5.5 dargestellt. Die absoluten Werte für den Verzögerungsfaktor liegen im Bereich von knapp 20 bis etwa 35 und sind somit um ungefähr eine Zehnerpotenz größer als die durch die relative Dielektrizitätszahl des GaAs erreichbaren Werte (vgl. Abschnitt 2.1). Bei einer Gleichspannung von 1,5 Volt werden die größten Verzögerungsfaktoren beobachtet, mit steigender Spannung nehmen die Werte ab. Die Differenz der Verzögerungsfaktoren bei Änderung der Gleichspannung von 1,5 Volt nach 5 V ist klar größer als bei Änderung von 5 V nach 10 V. Bei konstanter Sperrspannung ist deutlich eine Dispersion zu erkennen, der Verzögerungsfaktor nimmt mit wachsender Frequenz stetig ab. Die Übereinstimmung mit den in Abbildung 3.7 theoretisch berechneten Kurven ist wiederum sehr gut, auch was das relative Verhältnis der für unterschiedliche externe Gleichspannungen gemessenen Verzögerungsfaktoren betrifft. Bei 4 GHz zum Beispiel ist der Verzögerungsfaktor tatsächlich von einem Wert von etwa 20 auf knapp 30, also um fast 50 % - wie in Abschnitt 3.3 berechnet - durch Variation der Gleichspannung von 10 V nach 1,5 Volt zu verändern. Eine bei konstanter Frequenz durch einen äußeren Kontrollparameter wie die Gleichspannung bedingte Veränderung des Verzögerungsfaktors ist aber auch gleichbedeutend mit einer Änderung der elektrischen Länge der Leitung. Solche Bauelemente, die eine Veränderung des Phasenwinkels zwischen den Spannungen am Ein- und Ausgang ermöglichen, bezeichnet man als Phasenschieber. Die hier experimentell beobachtete Änderung des Verzögerungsfaktors um 50 % bedeutet in diesem Fall, daß für eine damit verbundene elektrisch gesteuerte Phasenänderung von  $180^\circ$  schon eine nur gut einen Millimeter lange Leitung ausreicht. Diese Möglich-

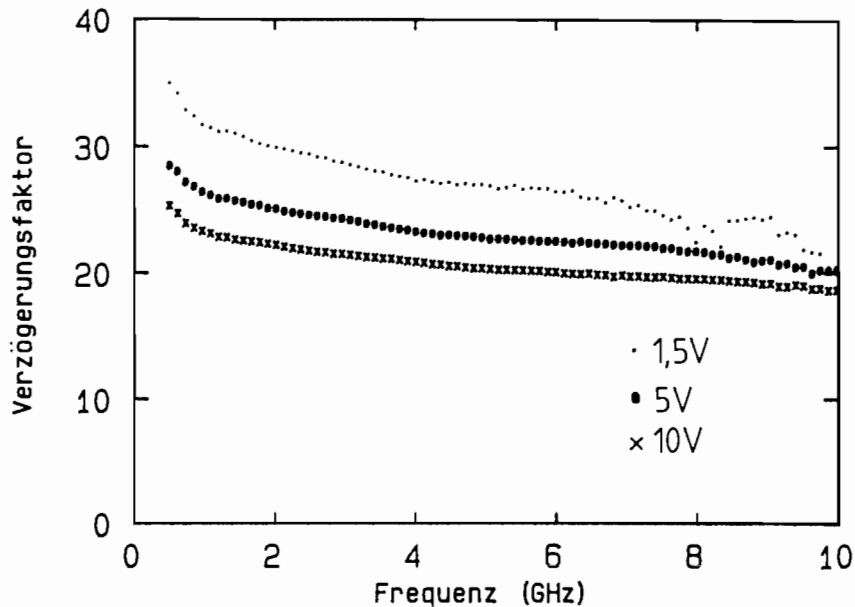


Abbildung 5.5: Experimentell bestimmter Verzögerungsfaktor  $\lambda_o/\lambda$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.1. Parameter ist die Sperrspannung.

keit, die Phase durch einfache Änderung der anliegenden Spannung variieren zu können, macht solche Schottky-Kontakt-Koplanarleitungen für Anwendungen als *variabler Phasenschieber* in MMICs sehr attraktiv.

Gerade wegen der oben festgestellten enormen Verkleinerung der Wellenlänge bei Verzögerungsstrukturen ist für viele Anwendungen die Dämpfungskonstante - also die Dämpfung pro Weg - gar nicht mehr die entscheidende Größe. So könnte für einen variablen Phasenschieber die ebenfalls in Abschnitt 3.3 definierte Güte eine größere Bedeutung haben. Denn in die Güte gehen zwei für einen Phasenschieber wesentliche Größen ein, der Real- und der Imaginärteil der komplexen Ausbreitungskonstanten. Die absoluten Werte für die Güte liegen, wie in Abbildung 5.6 zu erkennen ist, zwischen eins und etwa 2,5. Die Güte steigt von niedrigen Frequenzen kommend relativ steil auf einen Maximalwert bei ungefähr 2 bis 3 GHz an, um dann vergleichsweise schwach bei weiter wachsender Frequenz wieder abzunehmen. Die Meßwerte der Güte zeigen ebenfalls eine Abhängigkeit von der Gleichspannung, wobei die Werte mit wachsender Sperrspannung zunehmen. Die durch die Gleichspannung bewirkte Änderung ist bei Variation von 1,5 V nach 5 V deutlich größer als von 5 V nach 10 Volt. Man erkennt zusammenfassend, daß die Güte der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, die als das Verhältnis zweier Eigenschaften dieses Bauelementes ein sehr empfindlicher Indikator beim Vergleich von gemessenen und theoretisch bestimmten Größen ist, exzellent mit den in Abbildung 3.8 dargestellten und mit Hilfe des Quasi-TEM-Ersatzschaltbildes berechneten Werten übereinstimmt.

Es kann daher festgestellt werden, daß der Vergleich der experimentell erhaltenen Leitungseigenschaften einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit den auf der Basis des im dritten Kapitel vorgeschlagenen Ersatzschaltbildes berechneten Ergebnissen im Frequenzbereich von 0 bis 10 GHz bei den wesentlichen

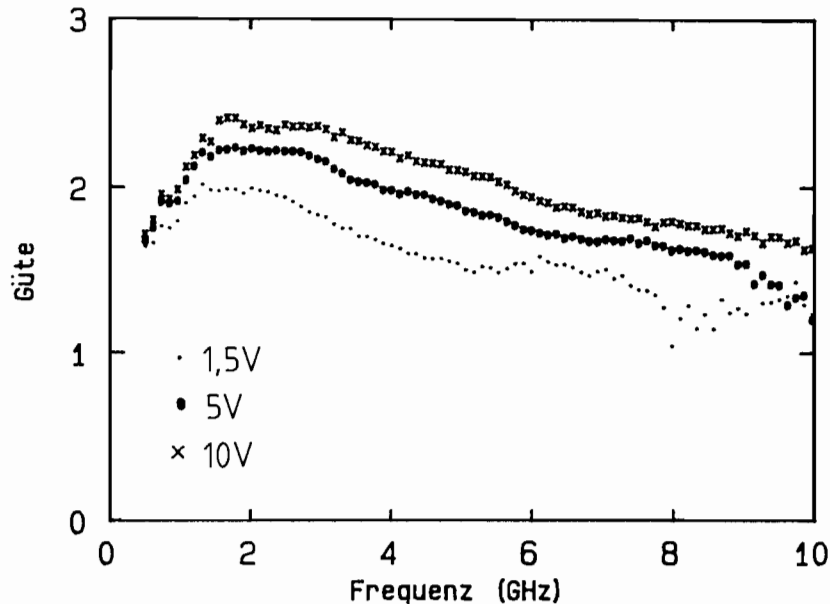


Abbildung 5.6: Experimentell bestimmte Güte  $Q$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.1. Parameter ist die Sperrspannung.

Größen zu einer **ausgezeichneten Übereinstimmung** führt. Nur bei dem Imaginärteil des Wellenwiderstandes, der für einen variablen Phasenschieber eine relativ unwichtige Größe ist, konnte keine quantitative Übereinstimmung beobachtet werden. Ein möglicher Grund dafür wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

### 5.1.2 Diskussion

Der Vergleich der in Abschnitt 3.3 erhaltenen theoretischen Ergebnisse mit den hier experimentell gewonnenen Leitungseigenschaften ist beim Imaginärteil des Wellenwiderstandes unbefriedigend, weil für Frequenzen oberhalb von 2 GHz die Werte um etwa 1 bis 3  $\Omega$  voneinander abweichen. Die Möglichkeit, daß hier ein eventuell nicht eliminiertes systematischer Fehler vorliegt, muß daher untersucht werden. Um Hinweise auf die Herkunft eines solchen Fehlers zu erhalten, wurden in einer theoretischen Simulation der Betrag und die Phase der beiden Streuparameter systematisch variiert. Ziel war dabei, durch Vergleich der so berechneten Leitungseigenschaften mit den ohne Variation berechneten Eigenschaften festzustellen, wie sich eventuelle Meßfehler in den Streuparametern auf die Leitungseigenschaften auswirken. Daher wurden drei der vier Größen der beiden komplexen S-Parameter konstant gehalten und die vierte mit dem relativen Fehler von  $\pm 10\%$  beaufschlagt. Interessanterweise wurde festgestellt, daß ein solcher Fehler in der *Phase des reflektierten Signales* zu der drastischen Abweichung von  $\mp 130\%$  vom Sollwert des Imaginärteils des Wellenwiderstandes führt. Derselbe relative Fehler in den anderen drei Eingangsgrößen hatte nur Abweichungen im Promille-Bereich bei  $\text{Im}(Z)$  zur Folge. Als mögliche Ursache eines solchen Meßfehlers kommt nach der im vierten Kapitel durchgeführten Diskussion der NWA mit Spitzenmeßplatz der in dieser Arbeit nicht zu vermei-

dende Unterschied zwischen den Abmessungen der koplanaren Meßspitze und der koplanaren Verzögerungsstruktur in Frage.

Der Imaginärteil des Wellenwiderstandes ist allerdings eine für einen variablen Phasenschieber relativ unwichtige Größe. Er entsteht im Rahmen der Leitungstheorie erst durch die Einführung der resistiven Elemente, kann als Maß für die dadurch verursachten Reflexionen interpretiert werden und ist nur eine Korrektur der Annahme einer TEM-Wellenausbreitung. Für die Vermeidung von unerwünschten Fehlanpassungen des Bauelementes in der Anwendung ist vielmehr der Realteil des Wellenwiderstandes die wesentlichere Größe. Dieser wird sowohl durch die richtigen absoluten Werte als auch in seiner Dispersion gut beschrieben. Die für die Funktion eines elektrischen Phasenschiebers entscheidenden Größen Phasenkonstante, Dämpfungskonstante, Verzögerungsfaktor und sogar die Güte als Funktion der Frequenz und der externen Gleichspannung stimmen mit den theoretisch vorhergesagten Werten exzellent überein. Das oben vorgestellte Quasi-TEM-Ersatzschaltbild beschreibt daher erstmals alle wesentlichen Leitungseigenschaften der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ sehr gut.

Diese gute Übereinstimmung ist auf die konsequente Berücksichtigung des in Abschnitt 3.2 erläuterten Skineffektes im Halbleiter zurückzuführen, der bei koplanaren Leitungen auf halbleitendem Substrat eine wichtige Rolle spielt. Daß der Einfluß des Skineffektes auf den Induktivitätsbelag der Verzögerungsleitungen selbst bei miniaturisierten Leitungsabmessungen nicht zu vernachlässigen ist, läßt die erste und bisher einzige Veröffentlichung über einen als Schottky-Kontakt-Koplanarleitung konstruierten variablen elektrischen Phasenschieber [44] auf Si vermuten. Trotz des in [44] gewählten sehr kleinen effektiven Plattenabstandes der Koplanarleitung ( $s + w/2 = 17,5 \mu\text{m}$ ) ergibt sich nach der hier vorgeschlagenen Gleichung 3.2 durch den sehr niedrigen spezifischen Widerstand des halbleitenden Substrates ( $\rho_{HI} = 5 * 10^{-3} \Omega\text{cm}$ ) eine Grenzfrequenz des konstanten Induktivitätsbelages von nur 10,3 GHz, während sich der quasistatische Bereich nach Champlin [45] bis 41 GHz erstrecken sollte. Die nach der hier vorgestellten Theorie somit ab etwa 10 GHz zu erwartende Dispersion ist in [44] tatsächlich im Verzögerungsfaktor oder - bei streifendem Aufblick - trotz der geringen Anzahl von Meßpunkten sogar in der Phasenkonstanten zu erkennen. Das bedeutet vermutlich, daß die Dispersion des Induktivitätsbelages selbst *im quasistatischen Bereich* einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die wichtigen Leitungsgrößen ausübt.

Sogar die theoretische Beschreibung der als Synthese von Mikrostreifen- und Koplanarleitung agierenden Verzögerungsstrukturen von Krowne [141] ist durch das hier vorgestellte Ersatzschaltbild möglich. Die in [141] experimentell beobachtete starke Dispersion der Phasenkonstanten kann als Folge der Umwandlung von einer koplanaren Mode zu der dort gewünschten Mikrostreifenleitungsmodus verstanden werden, die durch den Skineffekt im Halbleiter verursacht wird. Die hier als Ansatz für den Induktivitätsbelag vorgeschlagene Formel erfaßt auch die durch diese Umwandlung bedingten Änderungen.

Um die oben geäußerte Vermutung vom Einfluß des Skineffektes auch im quasistatischen Bereich hier noch weiter zu untersuchen, soll die experimentell



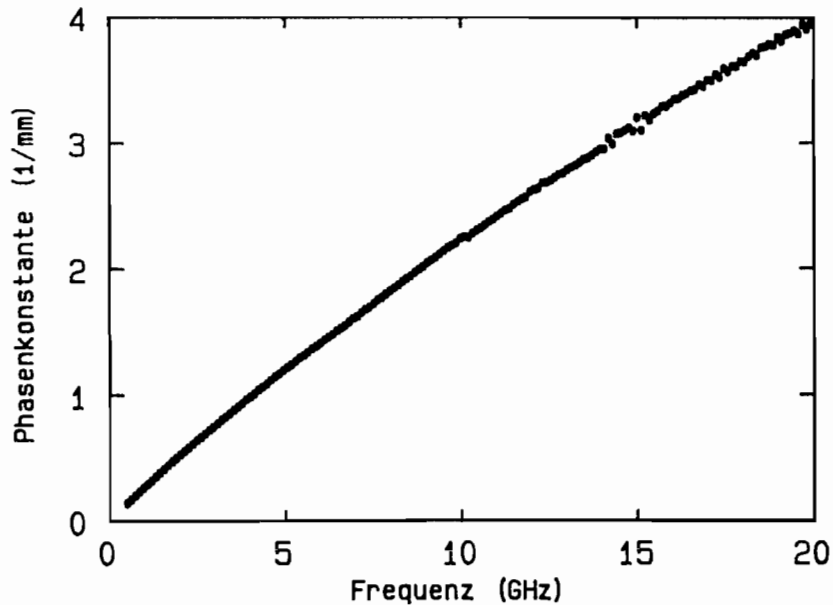


Abbildung 5.7: Experimentell bestimmte Phasenkonstante einer durch Implantation erzeugten MIS-Verzögerungsstruktur. Leitungsparameter :  $s = 40 \mu\text{m}$ ;  $w = 140 \mu\text{m}$ ;  $N_D \cong 5 * 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Implantation mit Protonen der Energie  $300 \text{ keV}$  und der Dosis  $1 * 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

bestimmte komplexe Ausbreitungskonstante einer durch destruktive Ionenimplantation hergestellten koplanaren MIS-Verzögerungsstruktur diskutiert werden. Sowohl die Phasenkonstante  $\beta$  in Abbildung 5.7 als auch die in Abbildung 5.8 dargestellte Dämpfungskonstante  $\alpha$  wurden bis zu einer Frequenz von 20 GHz bestimmt. Für diese MIS-Struktur wurde schon im dritten Kapitel ein Vergleich der hier vorgeschlagenen und der von Champlin [45] für MIS-Leitungen angegebenen Theorie durchgeführt, wobei die obere Frequenzgrenze des quasistatischen Gültigkeitsbereiches nach Champlin sich zu etwa 12 GHz ergab. Im Gegensatz dazu sollte sich nach der im dritten Kapitel vorgestellten Theorie die Dispersion der Induktivität nach Gleichung 3.2 schon ab etwa 2 GHz bemerkbar machen.

Durch streifenden Aufblick aus Richtung des Ursprungs wird in Abbildung 5.7 deutlich, daß tatsächlich ab etwa zwei bis drei GHz eine Dispersion der experimentell bestimmten Phasenkonstanten auftritt. Die theoretisch unter Annahme einer Implantationstiefe von  $2,6 \mu\text{m}$  berechnete Kurve ist in Abbildung 3.9 im gleichen Maßstab aufgetragen (MIS). Der Vergleich zeigt qualitativ eine sehr gute Übereinstimmung. Die absoluten Werte sind im Experiment bei hohen Frequenzen ab 12 GHz gut 5 % größer. Dies könnte durch das Verlassen des quasistatischen Bereiches bedingt sein.

Auch die experimentell ermittelte Dämpfungskonstante in Abbildung 5.8 stimmt sehr gut mit der theoretisch berechneten Kurve (vgl. Abbildung 3.10, MIS) überein. Selbst außerhalb des als quasistatisch bezeichneten Bereiches für Frequenzen größer als 12 GHz sind die theoretisch berechneten Werte maximal 5 % größer als die experimentell bestimmten Werte der Dämpfungskonstanten. Die Anwendbarkeit der hier vorgestellten Theorie auch auf MIS-Leitungen wird dadurch bestätigt. Der Vergleich mit der von Champlin [45] für MIS-Verzögerungs-

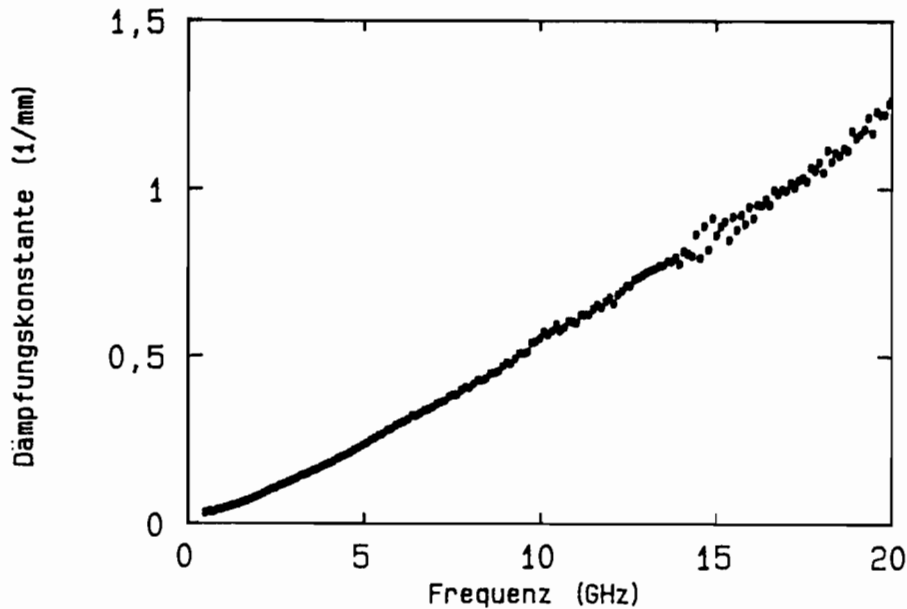


Abbildung 5.8: Experimentell bestimmte Dämpfungskonstante einer durch Implantation erzeugten MIS-Verzögerungsstruktur. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.7.

rungsstrukturen angegebenen Theorie - in Form der in Abbildung 3.10 aus denselben Parametern berechneten und durch MIS<sup>†</sup> gekennzeichneten Kurve - verdeutlicht aber auch, daß *sogar im quasistatischen Bereich* zwischen 5 und 12 GHz seine theoretischen Ergebnisse um mehr als 30 % über den hier experimentell beobachteten Werten liegen. Die hier im dritten Kapitel vorgestellte Theorie beschreibt die experimentellen Ergebnisse offensichtlich besser. Der Einfluß der Dispersion des Induktivitätsbelages auf die Dämpfungskonstante ist offenbar nicht zu vernachlässigen.

Diese „Reduzierung“ der Dämpfungskonstanten einer MIS-Struktur durch den **Skineffekt im Halbleiter** in Relation zu der bisher durch die theoretische Beschreibung von Champlin [45] vorausgesagten Dämpfungskonstanten ist ein aus Sicht des Anwenders sehr erfreulicher Aspekt, weil die obere Frequenzgrenze des nutzbaren Bereiches dieser Leitungen dadurch erhöht wird. Um eine weitere Auswirkung der Dispersion des Induktivitätsbelages anzudeuten, ist in Abbildung 5.9 der Realteil des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Funktion der Frequenz bis 18 GHz aufgetragen. Ab etwa 6 GHz ist der  $\text{Re}(Z)$  bei allen drei Sperrspannungen gut durch eine Gerade anzunähern. Die Steigung dieser Geraden fällt mit sinkender Sperrspannung. Bei 1,5 V Sperrspannung liegt ab 5 GHz ein fast frequenzunabhängiger Wellenwiderstand im Frequenzbereich bis 18 GHz vor. Aufgrund der bei sinkender Gleichspannung ebenfalls sinkenden Grenzfrequenz der verteilten Schottky-Diode resultiert als Funktion zunehmender Frequenz üblicherweise ein Anstieg der Werte des Wellenwiderstandes. Hier ist zu erkennen, daß eine solche Dispersion in einem eingeschränkten Frequenzbereich durch die Dispersion des Induktivitätsbelages kompensiert wird.

Als wesentliches Ergebnis bleibt die experimentell eindeutig bestätigte Tatsache, daß durch das vorgestellte Quasi-TEM-Ersatzschaltbild die komplexe

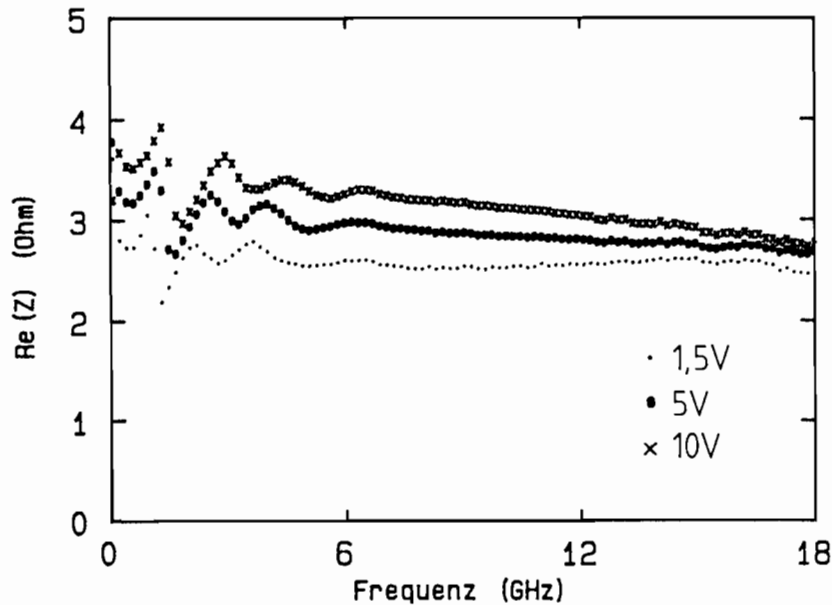


Abbildung 5.9: Experimentell bestimmter Realteil  $\text{Re}(Z)$  des Wellenwiderstandes einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsparameter :  $N_D \cong 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $w = 140 \text{ } \mu\text{m}$ ;  $s = 40 \text{ } \mu\text{m}$ . Parameter ist die Sperrspannung.

Ausbreitungskonstante von koplanaren Schottky-Kontakt- und MIS-Verzögerungsstrukturen ausgezeichnet beschrieben werden kann. Dabei wurde - nicht zuletzt durch die Einführung der **Dispersion des Induktivitätsbelages** - ein Verständnis der Wellenausbreitung erzielt, das erstmals eine quantitative Beschreibung des variablen Phasenschiebers erlaubt.

Neben der hier im Mittelpunkt stehenden Anwendung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als variabler Phasenschieber werden bei der experimentellen Untersuchung aber auch weitere für den Anwender interessante Eigenschaften der Leitung deutlich, wie im folgenden an zwei experimentellen Beispielen aufgezeigt wird.

Schon im vierten Kapitel wurde bei der Diskussion der TDT-Meßtechnik die Eignung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als *Modulator*, *Schalter* oder *variables Dämpfungsglied* erkannt (vgl. Abbildung 4.5). Dort wie auch in Abbildung 4.15 - wo bei der Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz festgestellt wurde, daß die Einfügungsdämpfung gut variiert werden kann - könnte es sich allerdings auch nur um eine durch die Gleichspannung bewirkte Änderung der Reflektivität des Bauelementes handeln. In Abbildung 5.10 ist deswegen die aus den entsprechenden S-Parametern berechnete Dämpfungskonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung aus Abbildung 5.9 dargestellt. Parameter ist wiederum die Gleichspannung, die bei dieser Leitung zwischen +10 V und -5 V variiert wird. Man erkennt, daß die Dämpfungskonstante durch die Gleichspannung in einem großen Bereich eingestellt werden kann. Durch Veränderung der Gleichspannung wird bei einer nur 3 mm langen Leitung bei der Frequenz von 6 GHz die Dämpfung um 30 dB erhöht, selbst wenn die Leitung angepaßt ist. Nachteilig ist hier allerdings die noch relativ hohe Grunddämpfung, die aber sehr wirkungsvoll vermindert werden kann [40,140]. Dazu müßte eine halblei-

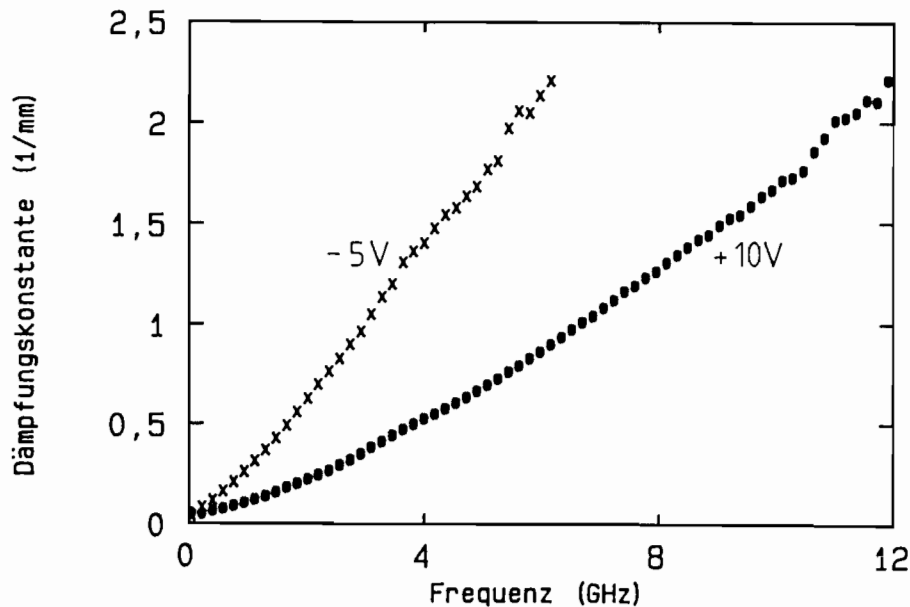


Abbildung 5.10: Dämpfungskonstante einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Funktion der Frequenz. Leitungsdaten wie in Abbildung 5.9. Parameter ist die Gleichspannung.

tende Epitaxieschicht auf semi-isolierendem Substrat verwendet werden und die Spaltbreite der koplanaren Leitung ebenso wie die Epitaxieschichtdicke oder -dotierung so gewählt werden, daß durch Variation der Sperrschichtweite über die Gleichspannung eine völlige Verarmung der Epitaxieschicht an beweglichen Ladungsträgern im gesamten Bereich zwischen den Masseleitern und dem Innenleiter und unter demselben erreicht werden kann.

Die zweite weitere Eigenschaft des Bauelementes wird aus der Abbildung 5.11 deutlich. Es handelt es sich um die Ortskurve des Queradmittanzbelages  $Y'$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Die Ortskurve beginnt bei einer Frequenz von 500 MHz in der Nähe des Ursprungs der komplexen Ebene im ersten Quadranten. Bei einer Frequenz von etwa 1,5 GHz wechselt die Kurve in den zweiten Quadranten und entfernt sich bis 12 GHz mit wachsender Frequenz - einem Kreisbogen ähnlich - weiter vom Ursprung. Der Realteil des Queradmittanzbelages  $Re(Y')$  weist dabei negative Werte auf, was theoretisch nicht erwartet wird.

Obwohl bei dieser Schottky-Kontakt-Koplanarleitung somit ein negativer differentieller Leitwert gemessen wurde, wird keine Verstärkung, sondern eine Dämpfung des transmittierten Signales beobachtet. Der Verlauf der Ortskurve ist offenbar durch das reflektierte Signal verursacht. Um für das reflektierte Signal auch den oben erwähnten systematischen Fehler durch unterschiedliche Abmessungen von Meßspitzen und Verzögerungsstruktur noch ausschließen zu können, wäre es denkbar, eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit mehreren Meßspitzen *verschiedener* Abmessungen zu charakterisieren. Durch den Vergleich könnten Rückschlüsse auf eventuelle Einflüsse geführt werden. Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

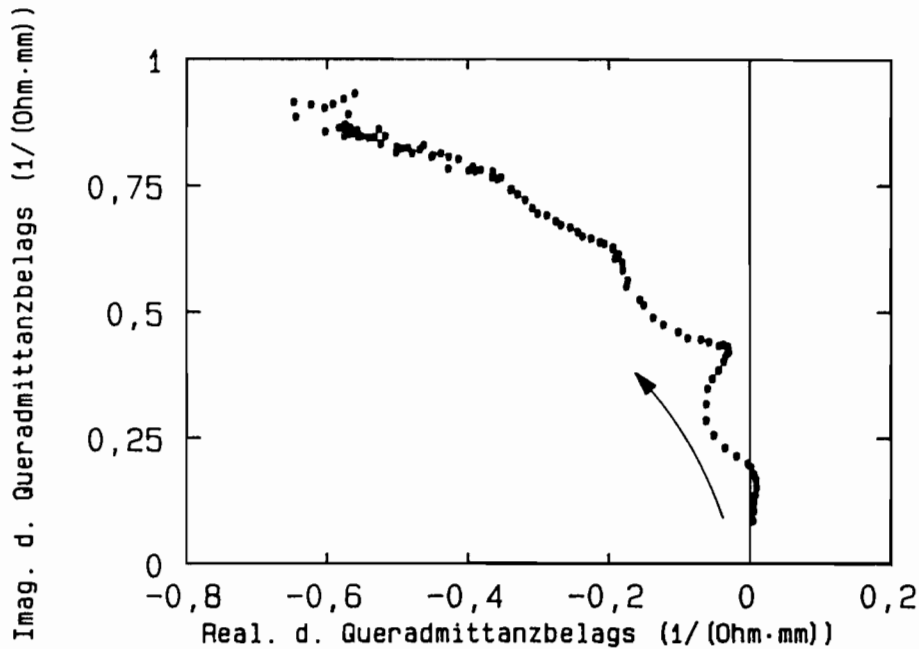


Abbildung 5.11: Ortskurve der Queradmittanz  $Y'$  einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Leitungsdaten:  $w = 130 \mu\text{m}$ ;  $s = 10 \mu\text{m}$ ;  $N_D \cong 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $V_{\text{=}} = 10 \text{ V}$ . Die Frequenz nimmt in Pfeilrichtung von 500 MHz nach 12 GHz zu.

Weil diese Effekte auch an anderen koplanaren Verzögerungsstrukturen [164] mit unterschiedlichen Abmessungen beobachtet werden konnten, kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß es sich hier um experimentell beobachtete „aktive“ Wellenausbreitung handelt. Wenn auch in den letzten 20 Jahren sehr viele theoretische Arbeiten (für eine Übersicht siehe [165]) über einen solchen „solid-state travelling-wave amplifier“ veröffentlicht wurden, so ist dies doch die erste experimentelle Beobachtung an einer monolithischen koplanaren Verzögerungsstruktur. Die beiden wesentlichen physikalischen Effekte, die in den theoretischen Arbeiten diskutiert werden, sollen deswegen hier noch kurz skizziert werden.

Durch die unter den Masseleitern der Leitung ebenfalls noch vorhandenen Schottky-Kontakte (vergleiche Abbildung 3.1) ähnelt die Struktur im Querschnitt einer verteilten MSM-BARITT-Diode<sup>1</sup> [166], so daß prinzipiell das aktive Verhalten durch einen Laufzeiteffekt der Ladungsträger zwischen Innenleiter und Masseleitern erklärt werden könnte [167]. Aufgrund der endlichen Laufzeit der Ladungsträger entsteht dabei eine Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom, die in einem gewissen Wertebereich zu einer negativen Wirkleistung führt. Da die anliegende Sperrspannung hier jedoch noch weit unter der Durchgriffsspannung oder gar dem Flachbandfall liegt, dürfte diese Erklärungsmöglichkeit wegen der relativ großen Länge des Bahngebietes ausscheiden.

Andererseits ist von GaAs-Bauelementen bekannt[58], daß unter hohen elektrischen Feldstärken (die Schwellenfeldstärke von etwa 4 kV/cm wird ja in Sperrschichten deutlich überschritten) durch den Elektronentransfer von ei-

<sup>1</sup>engl.: Metal Semiconductor Metal - BARrier Injection Transit Time

nem niederenergetischen Tal im Leitungsband mit hoher Beweglichkeit zu hochenergetischen Satellitentälern mit niedrigerer Beweglichkeit ein negativer differentieller Widerstand auftritt. Bei Bauelementen mit zwei ohmschen Kontakten, die diesen Effekt ausnutzen, werden drei Betriebsbereiche unterschieden [58,168]. Wegen der im meist benutzten Betriebsbereich („transit-time dipol-layer mode“) auftretenden und von Gunn zuerst beobachteten Oszillationen spricht man generell - auch wenn die Oszillationen durch verschiedene Mechanismen [169,170,171,172] unterdrückt werden - vom „Gunn-Effekt“. Auf diesem Gunn-Effekt beruht auch die einzige bisher bekannt gewordene Verstärkung eines Mikrowellensignales längs einer koplanaren Leitung mit ohmschen Kontakten auf einem Halbleiter [173,174].

Theoretisch wurde inzwischen gezeigt, daß bei Ersetzung der ohmschen Kontakte durch eine MESFET-Struktur - wie sie bei den monolithischen Verzögerungsstrukturen hier vorliegt - der Kathodenstrom injektionsbegrenzt wird (siehe auch [175,176,177,178]). Dadurch wird die Bildung von Domänen unterdrückt, und es resultiert auch hier ein negativer differentieller Widerstand der jetzt stabilen Ladungsträgerverarmungszone an der Kathode [179]. Dieses theoretische Ergebnis wurde allerdings bei einer Großsignalaussteuerung der Verarmungsschicht erhalten. Bei den hier durchgeführten Experimenten wurde kein solches „breathing“ der Sperrschicht verursacht, denn die Mikrowellenaussteuerung des durch die Gleichspannung von 10 V eingestellten Arbeitspunktes kann bei einem Ausgangspegel des Signalgenerators von -25 dBm vernachlässigt werden.

Bis zu einer eventuellen Ausnutzung des negativen Leitwertsbelages und einer technisch sicher sehr attraktiven Anwendung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als *Halbleiter-Wanderwellenverstärker* sind also noch intensive Untersuchungen notwendig. Wünschenswert wäre neben der oben vorgeschlagenen Methode auch der Einsatz anderer, möglichst unabhängiger Meßverfahren wie der schon erwähnten optoelektronischen Kreuzkorrelation und auch elektrooptischer Meßmethoden [104].

Insgesamt zeigt die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung also viele Eigenschaften, die für den Anwender interessant sind. Dabei ist die Leitungsstruktur von zentraler Bedeutung, da sie mit den in der monolithischen Integration verwendeten Strukturen kompatibel ist. Aus dem Wunsch nach einem technischen Einsatz resultiert aber auch sofort die Frage nach einer möglichen Optimierung des Bauelementes.

## 5.2 Verbesserung der Güte

In diesem Abschnitt erfolgt eine am Ersatzschaltbild orientierte Verbesserung der Güte des elektrisch gesteuerten variablen Phasenschiebers. Dazu wird zunächst der qualitative Einfluß der Elemente des Ersatzschaltbildes auf die Güte der Verzögerungsstrukturen verdeutlicht. Das dabei theoretisch gewonnene Resultat wird dann durch experimentelle Ergebnisse für eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung und eine MIS-Verzögerungsleitung bestätigt. Mittels

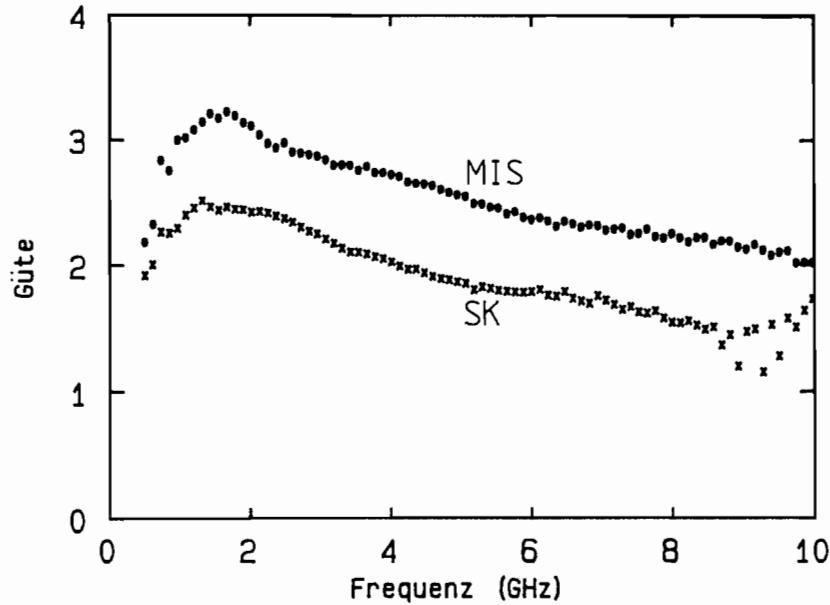


Abbildung 5.12: Experimentell bestimmte Güte einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ( $V_{\pm} = 5V$ ) und einer durch Implantation erzeugten MIS-Verzögerungsstruktur mit *identischen* Metallisierungsabmessungen ( $w = 140 \mu m$ ;  $s = 40 \mu m$ ). Substrat: n-GaAs mit der Dotierung  $N_D \cong 5 * 10^{16} cm^{-3}$ . Implantation (MIS) mit Protonen der Energie  $300 keV$  und der Dosis  $1 * 10^{14} cm^{-2}$ .

lokaler Ionenimplantation werden anschließend erstmals monolithische periodische Verzögerungsstrukturen hergestellt, wie sie in [158] bis [162] vorgeschlagen wurden. Deren Leitungseigenschaften werden durch konventionelle Netzwerkanalyse bestimmt.

Die aus den leitungstheoretischen Betrachtungen im dritten Kapitel gewonnenen Modellvorstellungen zum qualitativen Einfluß des Kapazitätsbelages auf die komplexe Ausbreitungskonstante (Gleichung 3.13 bis 3.17) wurden in Abschnitt 5.1 durch experimentelle Ergebnisse an entsprechenden Verzögerungsstrukturen bestätigt. Mit Gleichung 3.14 läßt sich die Güte einer monolithischen Verzögerungsstruktur dann qualitativ - wenn nur der Einfluß der Elemente beurteilt werden soll - einfach durch

$$Q \cong \left\{ \omega \left( \frac{L'}{R'_{HI}} + \frac{C'_S}{G'_B} \right) + \frac{1}{\omega} \left( \frac{R'_{Me}}{L'} \right) \right\}^{-1} \quad (5.1)$$

abschätzen. Man erkennt, daß die Güte in dem nicht durch den Metallwiderstandsbelag dominierten Gebiet durch Verringerung des Kapazitätsbelages erhöht werden müßte. Dies wird für eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung durch die Abbildung 5.6 experimentell bestätigt: Bei Erhöhen der Sperrspannung wird der Kapazitätsbelag des variablen Phasenschiebers erniedrigt und dadurch die Güte verbessert.

Eine Reduzierung des Kapazitätsbelages ist nach den in Abschnitt 3.3 diskutierten theoretischen Ergebnissen (vgl. Diskussion der Abbildung 3.9) auch durch die in Abschnitt 2.3 vorgestellte destruktive Ionenimplantation möglich. Durch eine solche Ionenimplantation kann die Tiefe der hochohmigen Schicht in einem großen Bereich durch die Beschleunigungsenergie variiert werden. Da-

durch ist eine deutliche Verbesserung der Güte in Relation zu einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung möglich.

In Abbildung 5.12 wird diese Verbesserung der Güte durch Implantation an dem Vergleich zweier Koplanarleitungen experimentell bestätigt. Es handelt sich um eine Schottky-Kontakt- und eine MIS-Koplanarleitung, die auf dem gleichen Halbleitersubstrat mit *identischen* Metallisierungsabmessungen realisiert wurden. Durch die homogene Ionenimplantation der MIS-Struktur wurde der Kapazitätsbelag dieser Leitung in Relation zu dem entsprechenden Belag der Schottky-Kontakt-Leitung reduziert. Man erkennt deutlich, daß der qualitative Verlauf beider Kurven auch dem Kurvenverlauf der Güte der schon in Abschnitt 5.1 vorgestellten Schottky-Kontakt-Koplanarleitung entspricht (vgl. Abbildung 5.6). Die Güte steigt auch hier mit wachsender Frequenz zunächst relativ steil an, um nach dem Erreichen eines Maximums bei etwa zwei GHz wieder abzunehmen. Beide Kurven in Abbildung 5.12 verlaufen im gesamten dargestellten Frequenzbereich parallel. Aufgrund des stark reduzierten Kapazitätsbelages ist die Güte der MIS-Leitung wesentlich größer als die der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Die Gleichspannungsabhängigkeit der komplexen Ausbreitungskonstanten geht bei einer solchen MIS-Struktur allerdings verloren, es handelt sich nicht mehr um einen variablen Phasenschieber.

Um die hier gewonnenen leitungstheoretischen Erkenntnisse für eine Verbesserung der Güte des variablen Phasenschiebers zu nutzen, werden durch Ionenimplantation monolithische periodische Strukturen realisiert (vgl. Abbildung 5.13), wie sie in [158] bis [162] vorgeschlagen wurden. Durch die gute Übereinstimmung der Experimente mit der leitungstheoretischen Beschreibung ermutigt, wird dabei in dem Frequenzbereich, in dem die durch die Periodizität der Leitungen verursachte Dispersion noch keine Rolle spielt, eine Reduzierung des „effektiven Kapazitätsbelages“ durch die Implantation erwartet. In diesem Frequenzbereich sollen die Strukturen wie ein künstliches Medium mit einer neuen effektiven relativen Dielektrizitätskonstanten wirken. Damit könnte nicht nur, wie in [158] vorausgesagt, die Dämpfungskonstante der periodischen Leitungen verringert, sondern - wie nach Gleichung 5.1 qualitativ zu erwarten ist - sogar die Güte des variablen Phasenschiebers erhöht werden.

In Abbildung 5.13 sind die wesentlichen Details einer periodisch mit Protonen implantierten Schottky-Kontakt-Koplanarleitung zu erkennen. Nach dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Verfahren werden bei der Herstellung Streifen der Breite  $a$  durch Photolack geschützt, während die Gebiete der Breite  $b$  implantiert und dadurch bis in eine Tiefe von 2,5 bis 3,5  $\mu m$  hochohmig gemacht wurden. Durch die übliche Dünnschichttechnik [80] werden fünf Koplanarleitungen hergestellt, wobei die Metallisierungsabmessungen für alle Leitungen im Rahmen der Herstellungstoleranzen identisch waren. Die Periode  $p = a + b$  ist gegeben als Summe der Länge  $a$  eines geschützten Gebietes und der Länge  $b$  eines implantierten Gebietes und war bei allen Leitungen konstant 600  $\mu m$ . Das Verhältnis  $r = a/p$  der geschützten Gebiete  $a$  zur Periode  $p$  wurde von  $r = 0$  (vollständig implantierte MIS-Verzögerungsstruktur) bis zu  $r = 1$  (vollständig geschützte Schottky-Kontakt-Koplanarleitung) durch die Herstellungstechnologie variiert.

In Abbildung 5.14 sind die durch *konventionelle* Netzwerkanalyse erhalte-



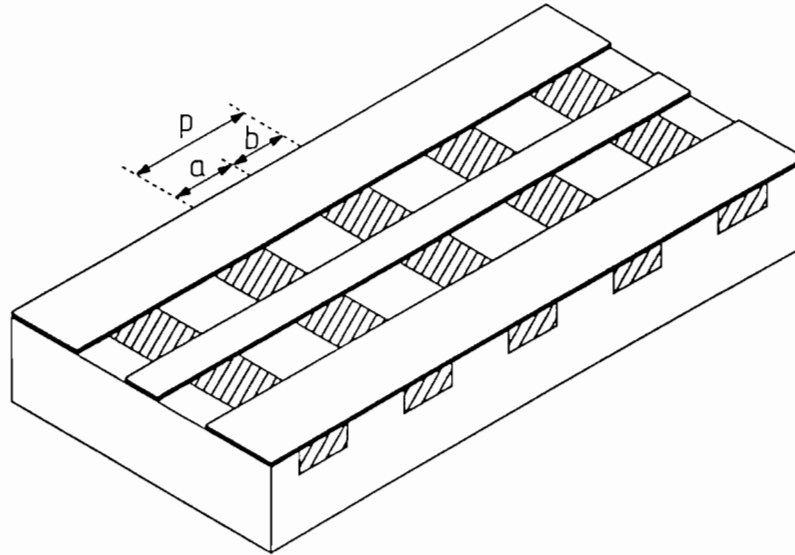


Abbildung 5.13: Skizze der periodischen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Die schraffierten Gebiete des Substrates deuten die Bereiche der Ionenimplantation an.

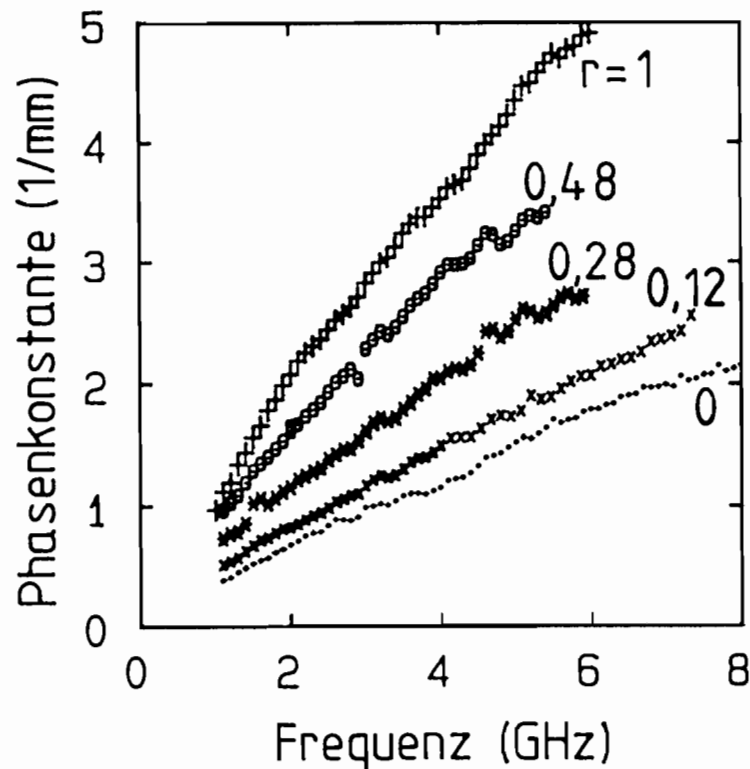


Abbildung 5.14: Experimentell bestimmte Phasenkonstanten der periodisch implantierten Schottky-Kontakt-Koplanarleitungen ( $V_{\text{=}} = 1,5 \text{ V}$ ) mit identischen Metallisierungsabmessungen ( $w = 140 \mu\text{m}$ ;  $s = 40 \mu\text{m}$ ). Parameter ist das Verhältnis  $r = a/p$ . Substrat: n-GaAs mit der Dotierung  $N_D \cong 5 * 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Implantation mit Protonen der Energie  $300 \text{ keV}$  und der Dosis  $1 * 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

nen Phasenkonstanten der periodischen Leitungen bei einer Sperrspannung von 1,5 V als Funktion der Frequenz abgebildet. Deutlich ist zu erkennen, daß

- die periodischen Leitungen im hier dargestellten Frequenzbereich keine stärkere Dispersion als die beiden als Grenzfälle fungierenden homogenen Leitungen zeigen und daß
- die Phasenkonstante der Verzögerungsstrukturen - bei konstanter Frequenz - mit wachsender Länge  $b$  des implantierten Gebietes abnimmt.

In weiteren Experimenten konnte bestätigt werden, daß diese Ergebnisse auch bei einer Sperrspannung von 5 V gelten. Dabei muß als ganz wesentlich bezeichnet werden, daß alle Leitungen - mit Ausnahme der total implantierten Leitung - eine durch die externe Gleichspannung variierbare Phasenkonstante aufweisen.

Um diese Gleichspannungsabhängigkeit zu verdeutlichen und auch den Einfluß der lokalen Implantation auf die Leitungseigenschaften - insbesondere die Güte  $Q$  - quantitativ zu untersuchen, sind diese in Abbildung 5.15 bei konstanter Frequenz als Funktion des Verhältnisses  $r$  für beide Gleichspannungen aufgetragen. Man erkennt in Abbildung 5.15(a) deutlich, daß die Phasenkonstante  $\beta$  mit sinkendem Verhältnis  $r$  - also mit wachsender Länge  $b$  der implantierten Gebiete - abnimmt. Klar ist auch zu erkennen, daß der *Unterschied* zwischen den Phasenkonstanten einer Leitung ( $r = const.$ ) bei unterschiedlicher Gleichspannung (1,5 und 5 V) mit wachsender Länge der implantierten Gebiete abnimmt. Die total implantierte Leitung ( $r = 0$ ) zeigt keine Abhängigkeit der Phasenkonstanten von der Gleichspannung.

Die hier für die Phasenkonstante vorgestellten experimentellen Ergebnisse gelten qualitativ auch für die Dämpfungskonstante, so daß im zweiten Teilbild (b) von Abbildung 5.15 sofort die für einen Phasenschieber wesentlichere Größe, die Güte  $Q$  der periodischen Leitungen, dargestellt ist. Die aufgrund der leitungstheoretischen Überlegungen erwartete Zunahme der Güte bei Reduzierung des „effektiven Kapazitätsbelages“ durch steigende Länge  $b$  der implantierten Gebiete wird hier *auch für periodische Leitungen* experimentell bestätigt. In dem hier untersuchten Frequenzbereich spielt die durch die Periodizität der Leitungen bedingte Dispersion also noch keine Rolle. Bei den hier vorliegenden Parametern kann die Güte von 1,3 auf etwa 2,5 erhöht werden, was eine Zunahme von fast 100 % bedeutet. Das ist ein wichtiges Ergebnis, weil somit experimentell verifiziert wurde, daß die Güte eines *variablen Phasenschiebers* durch Implantation erhöht werden kann.

Im der Abbildung 5.15(c) ist der Wellenwiderstand<sup>2</sup> der periodischen Strukturen ebenfalls bei konstanter Frequenz als Funktion des Verhältnisses  $r$  dargestellt. In der Abbildung ist klar zu erkennen, daß bei Verminderung des Verhältnisses  $r$  - also durch Vergrößerung der Länge  $b$  der implantierten Gebiete - der

---

<sup>2</sup>Der Wellenwiderstand einer periodischen Struktur ist so nicht definiert, da der Wellenwiderstand z.B. entscheidend davon abhängt, mit welchem Medium eine unendlich lange periodische Struktur beginnt [180]. Es muß hier noch einmal betont werden, daß all diese Betrachtungen nur in einem Frequenzbereich erlaubt sind, in dem die durch die Periodizität verursachte Dispersion keine Rolle spielt. In diesem Sinne ist die hier gemessene und diskutierte periodische Struktur als ein künstliches *homogenes* Medium zu verstehen.

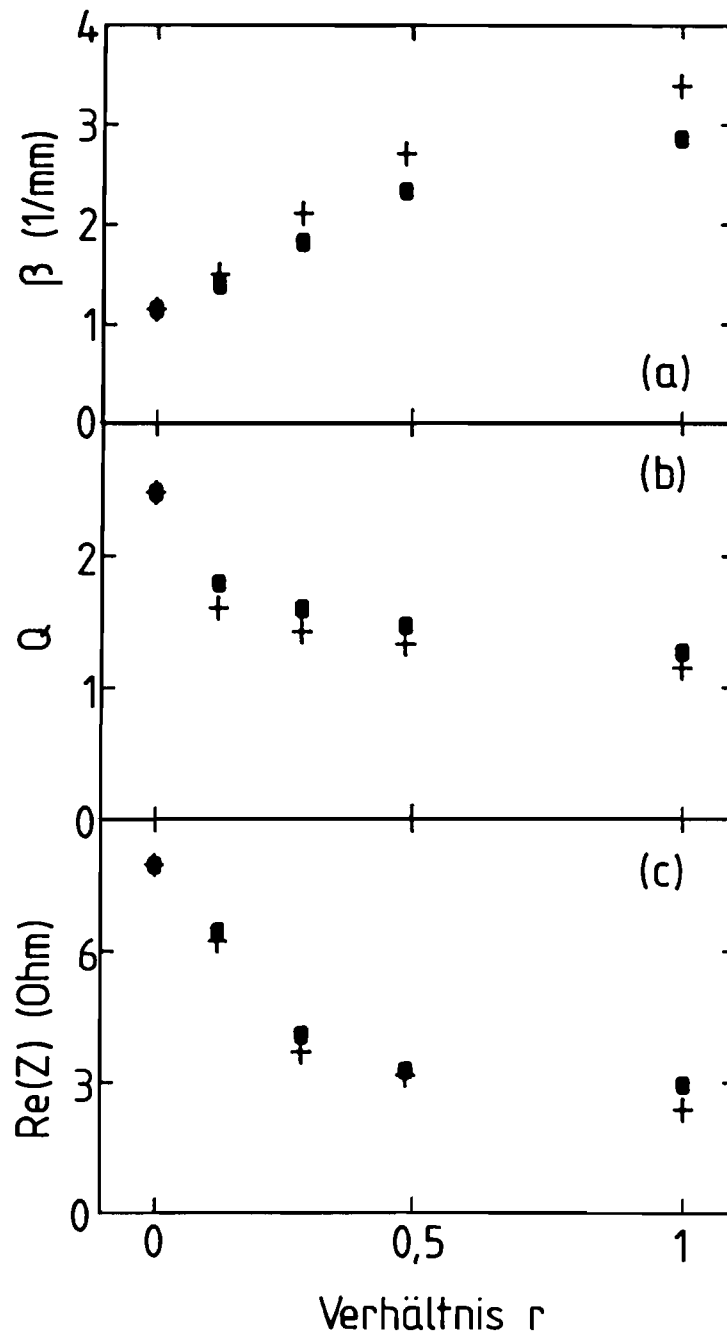


Abbildung 5.15: Experimentell bestimmte (a) Phasenkonstante  $\beta$ , (b) Güte  $Q$  und (c) Realteil des Wellenwiderstandes  $\text{Re}(Z)$  der periodisch implantierten Schottky-Kontakt-Koplanarleitungen bei konstanter Frequenz von 4 GHz. Parameter ist die Sperrspannung: (●) 1,5 V und (+) 5 V.

Realteil  $\text{Re}(Z)$  des Wellenwiderstandes merklich erhöht wird. Der Wellenwiderstand wird im vorliegenden Fall von etwa  $3 \Omega$  bei der reinen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung um gut 150 % in den Bereich von  $8 \Omega$  bei der vollständig implantierten MIS-Leitung angehoben. Auch dies ist ein wichtiges Ergebnis und für variable Phasenschieber von Bedeutung, weil somit unnötige Einfügedämpfungen aufgrund einer Fehlanpassung der Leitung reduziert werden kann.

Auch für monolithische Phasenschieber sind also ohne weiteres Wellenwiderstände von  $50 \Omega$  zu erreichen. Bei der hier verwendeten Dotierung von  $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und entsprechender Wahl der Leitungsabmessungen (z.B.:  $w = 5 \mu\text{m}$  und  $s = 40 \mu\text{m}$ ) wird dieser Wert bei einer Gleichspannung von  $V_{\text{G}} = 5 \text{ V}$  durch Wahl eines Verhältnisses von  $r = a/p \cong 0,2$  erzielt. Dazu muß nur der Kapazitätsbelag der implantierten Gebiete durch eine Erhöhung der Implantationsenergie<sup>3</sup> weiter vermindert werden. Es muß im konkreten Fall bei der Dimensionierung des Phasenschiebers darüber entschieden werden, ob einer minimalen Fehlanpassung, einer maximalen Spannungsabhängigkeit der Phasenschiebung auf der periodischen Leitung oder einem - aus der Sicht eines Bauelementes - optimalen Mittelweg der Vorzug gegeben wird. Die hierdurch mögliche Anpassung des variablen Phasenschiebers ist jedenfalls ein aus Sicht des Anwenders ebenfalls sehr erfreulicher Aspekt. Da hier weitere Einzelheiten und Parameter nicht diskutiert werden können, sei - auch für weitere Informationen zum „effektiven Kapazitätsbelag“ - auf Lackmann [80] und [181,182] verwiesen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die folgenden Ergebnisse von **großer Bedeutung** für variable Phasenschieber sind. Die Güte einer monolithischen Verzögerungsstruktur kann durch periodisches Wechseln von extrem verlustarmen Gebieten (z.B. durch semi-isolierendes GaAs-Substrat) und entsprechend kurzen Gebieten aktiven Materials (mit einem Schottky-Kontakt) bis in die Größenordnung der Güte der auf rein dielektrischem Substrat verlaufenden planaren Leitungen in MICs angehoben werden. Zudem ist es möglich, die Fehlanpassung der Leitung zu reduzieren. Dabei kann die Leitung weiterhin als *elektrisch steuerbarer variabler Phasenschieber* genutzt werden, weil die Spannungsabhängigkeit der Phasenkonstanten erhalten bleibt, falls nicht völlig auf einen Schottky-Kontakt verzichtet wird.

### 5.3 Der optisch gesteuerte Phasenschieber

Zum Abschluß dieses Kapitels und der Diskussion des variablen Phasenschiebers wird durch Orientierung an der vorgestellten leitungstheoretischen Beschreibung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auch ein Weg gefunden, der die *optische Steuerung* der Phasenkonstanten ermöglicht. Dazu wird zunächst der entsprechende physikalische Mechanismus erläutert und dann auch experimentell verifiziert.

---

<sup>3</sup>Bei mehr als 800 keV kann der durch die Implantation erzeugte Kapazitätsbelag der implantierten Gebiete gegen den durch die relative Permittivität des Halbleiters verursachten Kapazitätsbelag vernachlässigt werden.

Eine Änderung des Phasenmaßes der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ist nach der in Abschnitt 3.2 vorgestellten theoretischen Beschreibung prinzipiell durch Veränderung von jedem der fünf Elemente des Ersatzschaltbildes möglich. Nach Gleichung 3.13 erfordert eine wirksame Steuerung jedoch eine Variation der Blindelemente. Hier bietet sich der Kapazitätsbelag an, da er durch die Sperrschichtweite bestimmt wird, die wiederum von der Sperrspannung abhängt. Die Suche nach einer wirksamen optischen Kontrollmöglichkeit der Phasenkonstanten muß also in diesem Fall auch bei der Sperrspannung ansetzen.

Nun hat die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung aber die Struktur einer verteilten (Metall-Halbleiter) Sperrschicht-Photodiode oder eines Phototransistors (vgl. Abbildung 3.1). Von Photodioden ist bekannt [58,68,183], daß bei Beleuchtung durch Photonen einer Energie größer als der Bandkante des Halbleiters sich der Strom ändert oder an den Kontakten eine Photospannung auftritt. Dies ist durch die Ladungsträger verursacht, die optisch in der Nähe einer Potentialbarriere erzeugt und dann getrennt werden. Eine Photodiode wird üblicherweise in einer Serienschaltung mit einem Lastwiderstand und zusätzlich angelegter Sperrspannung betrieben. Bei richtiger Wahl des Lastwiderstandes und angelegter Sperrspannung kann so bei Beleuchtung eine große Änderung des Spannungsteilers aus Lastwiderstand und Photodiode erreicht werden. Im folgenden wird erstmals versucht, diesen Effekt für eine optische Steuerung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auszunutzen. Dabei wird erwartet, daß bei Beleuchtung der Verzögerungsstruktur ebenfalls eine Veränderung der Spannungsverhältnisse und damit auch der Sperrschichtweite auftritt. Nach der im dritten Kapitel diskutierte Leitungstheorie aber sollte das bei der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auch eine Variation des Kapazitätsbelages und damit nach Gleichung 3.13 eine *optisch* bewirkte Änderung der Phasenkonstanten zur Folge haben.

Um diese Vermutung auch experimentell zu bestätigen, wird eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, wie in Abbildung 5.16 skizziert, über einen Widerstand  $R_l = 500 \text{ k}\Omega$  in Sperrichtung mit  $V = 20 \text{ V}$  vorgespannt. Zur optischen Einstrahlung wird ein Titan-Saphir-Laser benutzt, der durch einen Argon-Ionen-Laser gepumpt wird. Durch einen Mikromanipulator kann die Koplanarleitung relativ zum Laserstrahl bewegt werden, so daß eine Abrasterung der gesamten Probenoberfläche möglich ist. Der Strahldurchmesser auf der Probe beträgt ungefähr  $40 \mu\text{m}$  und die auf die Probenoberfläche auftreffende optische Gesamtleistung ungefähr  $10 \text{ mW}$ . Die Wellenlänge wird hier auf  $840 \text{ nm}$  abgestimmt. Somit ist durch Photonenenergien größer als dem Bandabstand von GaAs sichergestellt, daß Ladungsträger generiert werden können. Für weitere Einzelheiten wird ebenso wie zur Beschreibung des kompletten Meßaufbaus auf Block [184] verwiesen.

Die Ausbreitungskonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit und ohne optische Einstrahlung wird im Frequenzbereich von  $500 \text{ MHz}$  bis  $8 \text{ GHz}$  durch konventionelle Netzwerkanalyse bestimmt. Dabei ist der Laserstrahl auf eine Kante des in Sperrichtung vorgespannten Innenleiters gerichtet (vgl. Abbildung 5.16). In der Abbildung 5.17 ist die experimentell bestimmte Phasenkonstante mit ( $\beta_{ml}$ ) und ohne ( $\beta$ ) Beleuchtung als Funktion der Frequenz dar-

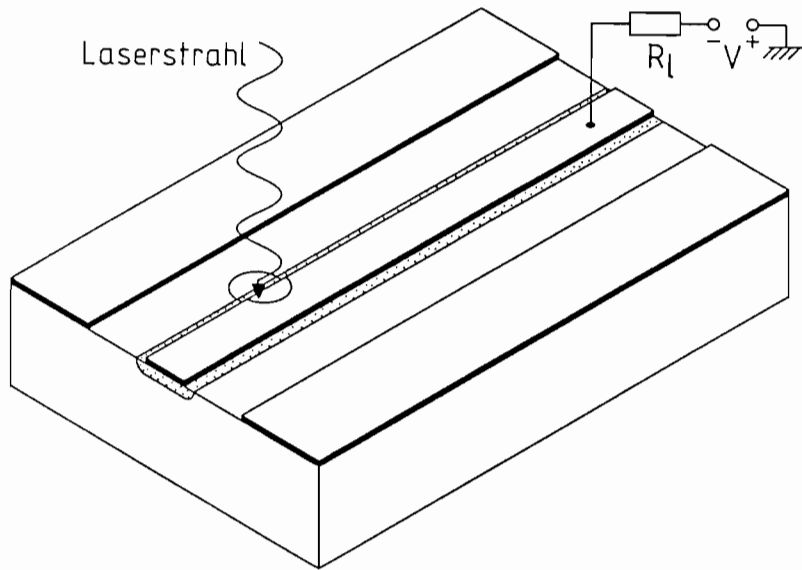


Abbildung 5.16: Skizze der optisch gesteuerten Schottky-Kontakt-Koplanarleitung, siehe Text. Leitungsparameter:  $N_D \cong 4 * 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ;  $w = 130 \text{ } \mu\text{m}$ ;  $s = 30 \text{ } \mu\text{m}$ .

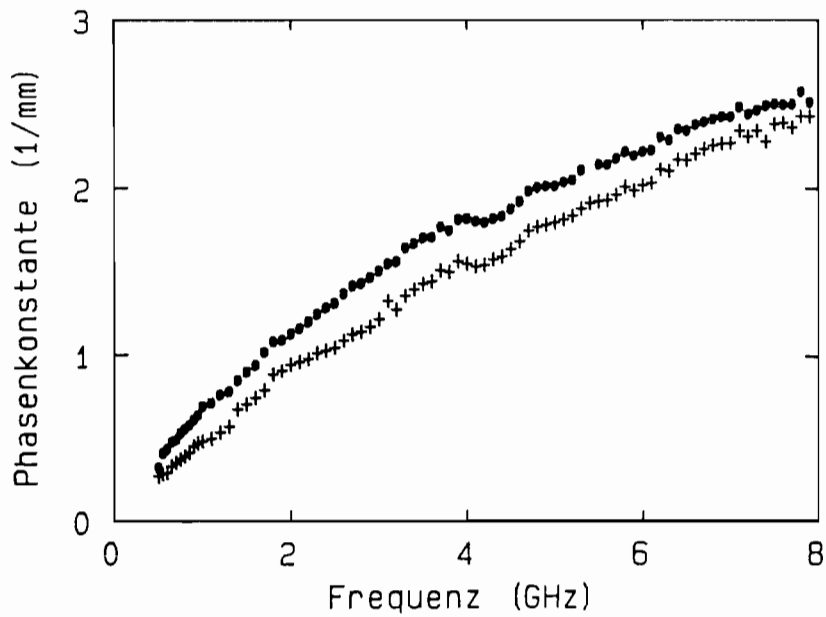


Abbildung 5.17: Experimentell bestimmte Phasenkonstanten einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit (●) und ohne (+) Beleuchtung als Funktion der Frequenz. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.16.

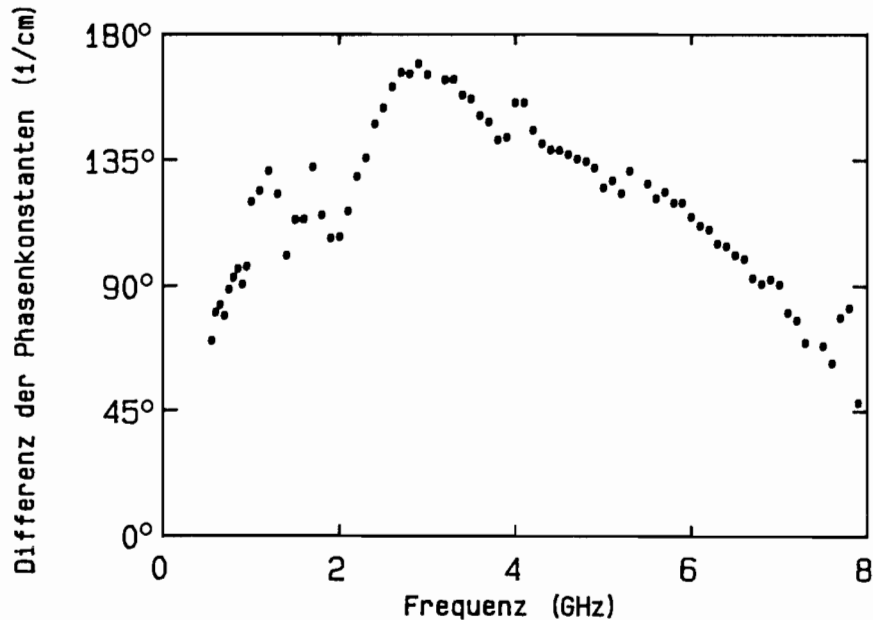


Abbildung 5.18: Experimentell bestimmte Differenz  $\Delta\beta$  der Phasenkonstanten einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung mit und ohne Beleuchtung als Funktion der Frequenz. Leitungsparameter wie in Abbildung 5.16.

gestellt. Man erkennt deutlich, daß

- die Phasenkonstante - ebenso wie die hier nicht abgebildete Dämpfungs-konstante  $\alpha$  - im gesamten Frequenzbereich durch Beleuchtung erhöht wird,
- die bei der beleuchteten Leitung auftretende Dispersion stärker ist als die Dispersion der unbeleuchteten Leitung,
- der durch die Beleuchtung bewirkte Effekt sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Frequenzen abnimmt.

Um quantitativ die Abnahme des durch die Beleuchtung verursachten Effektes an den Grenzen des dargestellten Frequenzbereiches zu bestimmen, ist in Abbildung 5.18 die Differenz

$$\Delta\beta = \beta_{ml} - \beta \quad (5.2)$$

der Phasenkonstanten mit ( $\beta_{ml}$ ) und ohne ( $\beta$ ) Licht als Funktion der Frequenz aufgetragen. Obwohl aufgrund der Differenzbildung zweier Meßkurven eine breitere Streuung der Meßwerte auftritt, kann deutlich ein zunächst steiler Anstieg der optisch bewirkten Änderung der Phasenkonstanten bis etwa drei GHz erkannt werden. Mit weiter steigender Frequenz nimmt die Änderung dann langsam wieder ab. Die hier induzierten Effekte entsprechen einer Verkürzung der Wellenlänge und somit einer optisch verursachten Phasenschiebung. Offensichtlich ist selbst bei den niedrigsten hier gemessenen Frequenzen die durch Licht bewirkte Phasenschiebung auf einer nur einen Zentimeter langen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung schon in der Größenordnung von  $90^\circ$ . Die Größe von  $180^\circ$  Phasenschiebung pro Zentimeter wird schon bei der Frequenz

von drei GHz erreicht. Vergleicht man diese hier erreichten Werte der **optischen Steuerung** der Phasenkonstanten der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung [185] mit den bisher einzigen anderen, ebenfalls erst kürzlich veröffentlichten Werten [186], so werden dort maximal  $50^\circ/cm$  im Bereich bis 10 GHz beobachtet.

Man muß an dieser Stelle darauf hinweisen, daß nicht nur die Größe  $\Delta\beta$  wichtig ist. Es ist leicht einzusehen, daß die Angabe, wieviel Grad Phasenschiebung pro Länge optisch erreicht werden, bei Verzögerungsstrukturen eventuell weniger bedeutsam ist. Für zukünftige technische Anwendungen wird die Größe

$$\Delta\beta \cdot \lambda = \frac{\Delta\beta}{\beta} \cdot 2\pi \quad (5.3)$$

wesentlich werden, da sie ein Maß für die optisch erzielte Phasenänderung auf der Strecke einer *Wellenlänge* darstellt. Auch für diese Größe werden hohe Werte von  $60^\circ$  bis  $180^\circ$  pro Wellenlänge für Frequenzen unter 4 GHz beobachtet.

Um den zugrunde liegenden physikalischen Mechanismus aufzudecken, ist es notwendig, einige weitere experimentelle Ergebnisse zu beschreiben. Falls die hier beobachtete Verkürzung der Wellenlänge tatsächlich auf die optische Erzeugung von Ladungsträgerpaaren zurückzuführen ist, so sollte bei einer Variation der Energie der Photonen im Bereich der Bandkantenenergie die wesentliche Änderung des Meßeffectes beobachtet werden. Um diese Vermutung zu verifizieren, wurde die Wellenlänge der optischen Anregung im Bereich von etwa 835 nm bis 895 nm variiert [184]. Die Energie des Bandabstandes von GaAs bei einer Temperatur von 300 K entspricht der von Photonen einer Wellenlänge von 875 nm. Im Bereich von etwa 840 nm bis 865 nm ist die optisch erzeugte Veränderung der Differenz  $\Delta\varphi$  der am Netzwerkanalysator detektierten *Phase* des transmittierten Signales mit und ohne Licht bei der Variation der Wellenlänge tatsächlich konstant mit einem Fehler von höchstens  $\pm 6\%$ . Bei weiterer Vergrößerung der Wellenlänge im Bereich von 865 nm bis etwa 880 nm nimmt der beobachtete Effekt deutlich um ungefähr 75 % des hier vorliegenden Maximalwertes von etwa  $35^\circ$  ab. Bei der weiteren Reduzierung der Photonenenergie bis zu der Wellenlänge von 895 nm ändert sich dieser Wert im Rahmen des Meßfehlers nicht mehr.

Um auch die oben vermutete Funktion der Sperrschicht als eine die Ladungsträger trennende Potentialbarriere nachzuweisen, wird auch der Ort der optischen Anregung auf der Probenoberfläche variiert. Dabei ist der Laserstrahl auf einen Durchmesser von  $40 \mu m$  fokussiert, der somit deutlich geringer als die Spaltbreite dieser Koplanarleitung ( $s = 100 \mu m$ ) ist. In Abbildung 5.19 ist die Differenz  $\Delta\varphi$  der am Netzwerkanalysator detektierten Phase des transmittierten Signales mit und ohne Licht dargestellt, wobei alle Parameter einschließlich der Frequenz konstant gehalten werden und nur der Laserstrahl transversal zur Leitung bewegt wird. Dabei wird etwa  $55 \mu m$  vom Spalt entfernt auf dem Masseleiter begonnen und der Strahl dann über einen Spalt der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung in Richtung des Innenleiters um  $225 \mu m$  bewegt, bis nur noch der Innenleiter beleuchtet wird.

Während die Phase des transmittierten Signales bei Bestrahlung des nicht transparenten Masseleiters konstant bleibt und die Differenz  $\Delta\varphi$  an der Kante des Massestreifens und bei optischer Anregung im Bahngebiet nur leicht an-



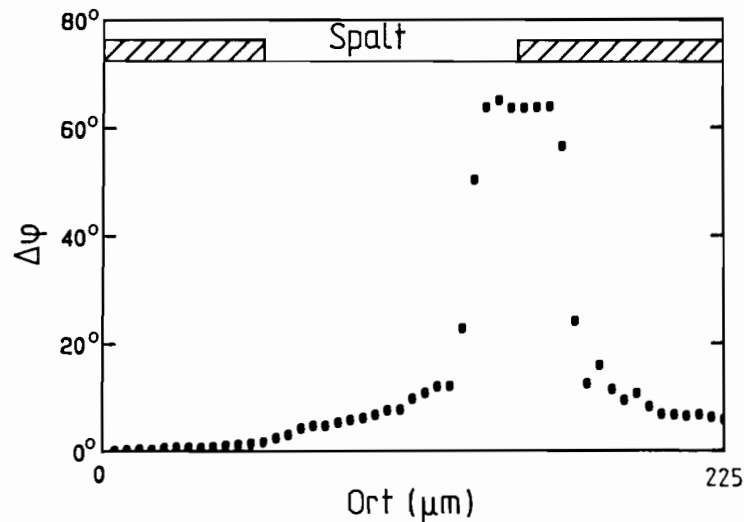


Abbildung 5.19: Experimentell bestimmte Differenz  $\Delta\varphi$  der Phase des transmittierten Signales ( $f = 2,5$  GHz) einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Funktion des Ortes der optischen Anregung. Die schraffierten Flächen deuten - im Querschnitt - die Lage der Leitungsmetallisierungen an (links Masse, rechts Innenleiter). Die optische Leistung beträgt 70 mW bei einer Wellenlänge von 842 nm, der Strahl wird transversal zur Leitung gerastert und hat einen Durchmesser von etwa  $40 \mu\text{m}$ . Parameter:  $N_D \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $w = 130 \mu\text{m}$ ;  $s = 100 \mu\text{m}$ ;  $V = 15 \text{ V}$ ;  $R_l = 500 \text{ k}\Omega$ .

steigt, ist eine deutliche Änderung von  $\Delta\varphi$  zu beobachten, sobald ein Teil des Strahls an der Kante des in Sperrichtung vorgespannten Innenleiters in die Sperrschicht fällt. Auf dem gleichfalls wieder undurchsichtigen Innenleiter geht die Phasendifferenz wieder auf den ursprünglichen Wert zurück. Durch dieses und das davor beschriebene Experiment ist gezeigt worden, daß die optische Steuerung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf die **Erzeugung von Ladungsträgern im Bereich der Sperrschicht** zurückzuführen ist.

Eine weitere Messung der Differenz  $\Delta\varphi$  wurde durchgeführt, indem an der Kante des Innenleiters - also bei maximalem Meßwert für  $\Delta\varphi$  - optisch angeregt wurde und der Auftreffpunkt des Strahles dann longitudinal zur Leitung - in Ausbreitungsrichtung der Welle - über die Probenoberfläche bewegt wurde. Die Messung ergab, daß der optisch induzierte Effekt längs der Leitung überall gleich groß ist, kein Ort ist besonders ausgezeichnet.

Um aber die physikalische Interpretation der oben beschriebenen optisch bewirkten Phasenschiebung noch eindeutiger zu machen, ist es hilfreich, zusätzlich noch die bei Beleuchtung vorliegenden elektrischen Verhältnisse zu untersuchen. Der im wesentlichen durch den Gleichstromwiderstand der Sperrschicht verursachte Dunkelwiderstand der Probe beträgt ungefähr  $470 \text{ k}\Omega$ , so daß zusammen mit dem Lastwiderstand ein Spannungsteiler resultiert, der zu einem Spannungsabfall von  $9,7 \text{ V}$  über der Sperrschicht führt. Durch die Messung des Stromes und des Spannungsabfalls über dem Lastwiderstand kann nun leicht festgestellt werden, daß bei Einstrahlung in die Sperrschicht der Probenwider-

stand auf etwa  $35\text{ k}\Omega$  reduziert wird. Dies führt aufgrund des dann vorliegenden Spannungsteilers zu einem Zusammenbruch der über der Sperrschicht abfallenden Spannung auf  $1,3\text{ V}$ , wodurch dann die Sperrschichtweite ebenfalls stark reduziert wird. Dadurch wächst der Kapazitätsbelag der Leitung und somit die Phasenkonstante.

Daher ist unmittelbar einzusehen, daß eine optische Anregung in der unter und neben dem Innenleiter lokalisierten Sperrschicht unabhängig vom Ort der Einstrahlung auf der in Ausbreitungsrichtung homogenen Schottky-Kontakt-Koplanarleitung stets zu den gleichen Auswirkungen auf die Phase des transmittierten Signales führt. Ebenso klar ist nun, daß der Spannungsteiler für das Erreichen einer möglichst großen, optisch erzielten Änderung der Phasenkonstanten so dimensioniert sein sollte, daß eine optische Reduzierung des Probenwiderstandes zu drastischen Änderungen des Spannungsteilers führen kann. Der Spannungsteiler muß daher einerseits so aufgebaut sein, daß ohne Beleuchtung eine möglichst große Spannung an der Probe abfällt (niedriger Lastwiderstand). Andererseits soll durch die Beleuchtung der Probenwiderstand deutlich kleiner als der Lastwiderstand werden, um eine große Änderung des Teilers zu erreichen (großer Lastwiderstand). Auch ohne dies theoretisch zu optimieren, erwies sich im Experiment ein Lastwiderstand in der Größenordnung des Dunkelwiderstandes der Probe als sinnvoll, um eine große Änderung der Phasenkonstanten zu erreichen. Auf weitere Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden, ausführlich ist dies jedoch bei Block [184] experimentell untersucht worden.

Durch die Messung der elektrischen Verhältnisse ist somit bestätigt worden, daß die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung offensichtlich als **verteilte (Metall-Halbleiter) Photodiode** wirkt. Diese Interpretation verdeutlicht aber auch eine weitere, sehr wichtige Erkenntnis in diesem Zusammenhang. Der durch die optische Einstrahlung kontrollierbare variable Phasenschieber wird offenbar - durch Entstehen einer Photospannung und Änderung eines Spannungsteilers - elektrisch gesteuert. Dies wird experimentell durch den *direkten Vergleich* der optisch induzierten Änderung mit der rein elektrisch erreichten Änderung der Phasenkonstanten bestätigt [184]. Dabei wird ohne Beleuchtung und ohne Lastwiderstand durch Variation der Sperrspannung  $V_{\text{=}}$  von  $9,7\text{ V}$  auf  $1,3\text{ V}$  dieselbe Änderung der Phasenkonstanten erreicht wie in Abbildung 5.17. Im Verzögerungsbereich kann deswegen die Phasenkonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung - die dort im wesentlichen durch die verteilte Kapazität der Sperrschicht bestimmt ist - bei richtiger Wahl der Parameter (z.B. des Lastwiderstandes) optisch im selben Maße wie rein elektrisch variiert werden.

Eine einfache theoretische Beschreibung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als optisch gesteuerter Phasenschieber kann daher ebenfalls durch das oben vorgestellte Ersatzschaltbild erfolgen. Dazu muß allerdings zunächst die von der externen Gesamtspannung  $V$  versorgte Gleichstromschaltung berechnet werden. Diese besteht aus dem Lastwiderstand  $R_l$  und einer in Serie dazu liegenden Parallelschaltung des Gleichstromwiderstandes der Sperrschicht mit einer Stromquelle (siehe z.B. [58,68,183]). Wenn der Quantenwirkungsgrad  $\eta$  bekannt ist, läßt sich aus der optischen Leistung  $P$  des monochromatischen Lichtes der

Frequenz  $\nu$  der optisch bewirkte Photostrom

$$I_{ph} = e\eta \frac{P}{h\nu} \quad (5.4)$$

bestimmen, wobei  $h$  hier das Plancksche Wirkungsquantum ist. Dadurch kann bei Kenntnis der Fläche  $A$  und der Sättigungsstromdichte  $j_s$  des Schottky-Kontaktes mit Hilfe der Strom-Spannungs-Charakteristik der idealen Photodiode

$$I = A j_s \left( \exp\left(\frac{eV_{\pm}}{k_B T}\right) - 1 \right) - I_{ph} \quad (5.5)$$

die über der Sperrschicht abfallende Gleichspannung  $V_{\pm}$  bestimmt werden:

$$V_{\pm} = V - R_l \cdot I \quad (5.6)$$

Der Bahnwiderstand der Schottky-Diode ist dabei vernachlässigt worden. Der Kapazitätsbelag der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung ist somit im beleuchteten und unbeleuchteten Fall ( $I_{ph} = 0$ ) berechenbar.

Zusammenfassend kann somit festgestellt werden, daß ein **optischer** Kontrollmechanismus für die als variabler Phasenschieber eingesetzte Schottky-Kontakt-Koplanarleitung gefunden wurde. Das in dieser Arbeit erreichte Verständnis der Wellenausbreitung war dabei sehr wertvoll, weil es - bei Kenntnis der Eigenschaften der Photodiode - eine Orientierung am Ersatzschaltbild bei der Suche nach einem wirksamen physikalischen Mechanismus ermöglichte. Bei der optischen Erzeugung von Ladungsträgerpaaren in der Nähe der Sperrschicht wirkt die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als verteilte (Metall-Halbleiter) Sperrschicht-Photodiode. Der optisch gesteuerte Phasenschieber kann ebenfalls durch das in dieser Arbeit vorgestellte Quasi-TEM-Ersatzschaltbild beschrieben werden.

In diesem Kapitel wurden theoretische und experimentelle Ergebnisse des elektrisch gesteuerten Phasenschiebers diskutiert. Dabei resultieren die theoretischen Ergebnisse aus dem im dritten Kapitel vorgeschlagenen Quasi-TEM-Ersatzschaltbild und aus den zur Berechnung der Elemente des Ersatzschaltbildes abgeleiteten Formeln. Die experimentellen Resultate wurden mittels der im vierten Kapitel vorgestellten Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz gewonnen. Zusammenfassend kann festgehalten werden:

- Es wurden erstmals experimentelle Ergebnisse für eine Schottky-Kontakt-Koplanarleitung auf GaAs präsentiert, die als elektrisch gesteuerter Phasenschieber eingesetzt wurde.
- Die wohl erste experimentelle Beobachtung von aktiver Wellenausbreitung längs einer koplanaren Verzögerungsstruktur wurde vorgestellt.
- Erste experimentelle Ergebnisse für eine durch destruktive Ionenimplantation hergestellte MIS-Verzögerungsstruktur auf GaAs wurden vorgelegt.

- Das vorgestellte Ersatzschaltbild beschreibt erstmals alle wesentlichen Leitungseigenschaften der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Funktion der Frequenz und der Gleichspannung. Dabei wurde nicht nur eine qualitative, sondern auch eine sehr gute quantitative Übereinstimmung festgestellt.
- Die durch das Ersatzschaltbild ebenfalls mögliche Beschreibung von MIS-Strukturen stellt aufgrund der Dispersion des Induktivitätsbelages durch den Skin-Effekt im Halbleiter eine wichtige Verbesserung des internationalen Standes dar.
- Auch die durch die Dispersion des Induktivitätsbelages bedingte und hier ebenfalls demonstrierte Verminderung der Dämpfungskonstanten und die Kompensation der durch resistive Elemente verursachten Dispersion beim Realteil des Wellenwiderstandes sind wichtige Ergebnisse, die aus Sicht eines Anwenders erfreulich sind.

Wie wertvoll dieses Verständnis der Wellenausbreitung längs koplanarer Leitungen auf halbleitendem Substrat für eine Verbesserung von Leitungseigenschaften sein kann, wurde am Beispiel des variablen Phasenschiebers erstmals demonstriert [182]. Auf der Basis des Ersatzschaltbildes war es möglich,

- die komplexe Ausbreitungskonstante der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung durch lokale Ionenimplantation zu reduzieren und dabei die Gleichspannungsabhängigkeit zu erhalten,
- die Güte des variablen Phasenschiebers zu erhöhen und
- unnötige Einfügungsdämpfung aufgrund von Fehlanpassung zu reduzieren.

Aber auch der Vergleich der hier erreichten, sehr wirksamen optischen Steuerung der Phasenkonstanten der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung [185] mit den bisher bekannten experimentellen Werten [186] verdeutlichte, wie hilfreich die Kenntnis des zugrundeliegenden physikalischen Mechanismus bei der Verbesserung eines Bauelementes sein kann:

- Durch Orientierung am Ersatzschaltbild und durch die Kenntnis der Eigenschaften der Photodiode wurde ein wirksamer optischer Kontrollmechanismus für die als variabler Phasenschieber eingesetzte Schottky-Kontakt-Koplanarleitung gefunden.
- Es wurde experimentell verifiziert, daß die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als verteilte (Metall-Halbleiter) Sperrschicht-Photodiode arbeitet.
- Dadurch ist es möglich, den optisch gesteuerten variablen Phasenschieber ebenfalls durch das Ersatzschaltbild der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung zu beschreiben.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden neuartige koplanare Verzögerungsstrukturen sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Für die experimentelle Charakterisierung werden sowohl Schottky-Kontakt- als auch MIS-Koplanarleitungen auf GaAs hergestellt. Dabei werden Technologien der monolithischen Integration angewendet. Als Bauelemente für Höchstgeschwindigkeitsschaltungen werden diese koplanaren Leitungen auf halbleitendem Substrat speziell als variable Phasenschieber benutzt und weitgehend optimiert.

Im zweiten Kapitel werden zunächst die Grundlagen der koplanaren Strukturen in integrierten Schaltungen kurz zusammengefaßt. Dazu gehören sowohl die Struktur und die theoretische Beschreibung der Koplanarleitung auf dielektrischem Substrat als auch die beim Übergang zu halbleitendem Substrat auftretende Eigenschaft des sperrenden Metall-Halbleiter-Kontaktes, die differentielle Sperrschichtkapazität. Anschließend wird die Herstellung integrierter Strukturen durch die in dieser Arbeit benutzten Technologieprozesse Flüssigphasenepitaxie und Ionenimplantation skizziert.

Diese Grundlagen planarer Strukturen fließen im dritten Kapitel in ein differentielles Quasi-TEM-Ersatzschaltbild ein. Aus dem Aufbau der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung werden sowohl die Beschaffenheit des Ersatzschaltbildes als auch die Näherungsformeln für die Berechnung der Elemente abgeleitet. Diese Verbindung der Abmessungen und Halbleiterdaten mit den Elementen des Ersatzschaltbildes, das Zusammenwirken der Elemente und ihr Einfluß auf die über die Leitungstheorie folgenden Leitungseigenschaften hat ein tieferes Verständnis und eine bessere Einsicht in die für die Wellenausbreitung wesentlichen physikalischen Mechanismen ermöglicht als die üblichen numerischen Methoden. Für typische Daten in der Integration werden dann als Beispiel die Leitungseigenschaften mit Hilfe des Ersatzschaltbildes berechnet. Für verschiedene Sperrspannungen gewonnene Ergebnisse verdeutlichen die Gleichspannungsabhängigkeit der komplexen Ausbreitungskonstanten einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung. Am Beispiel einer MIS-Koplanarleitung wird deutlich, daß der Skineffekt im Halbleiter bei koplanaren Verzögerungsstrukturen ein wichtiger, nicht zu vernachlässigender Effekt ist. Er führt zu der hier erstmals erkannten Dispersion des Induktivitätsbelages, durch die auch erhebliche Abweichungen zu der bisherigen Theorie von MIS-Leitungen auftreten.

Die TDT-Impulsmeßtechnik und die Netzwerkanalyse werden als Meßmetho-

den zur experimentellen Charakterisierung von koplanaren Leitungen im Zeit- und im Frequenzbereich im vierten Kapitel vorgestellt und anhand von typischen Meßkurven und charakteristischen Meßergebnissen diskutiert. Dabei werden die - soweit bekannt - ersten rein elektrisch bestimmten experimentellen Ergebnisse im Zeitbereich an einer Schottky-Kontakt-Koplanarleitung präsentiert und im Frequenzbereich von 0 bis 20 GHz wird eine Modenumwandlung koaxial-koplanar durch ein Ersatzschaltbild charakterisiert. Bei der Diskussion der Meßergebnisse stellt sich die Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz als geeignet heraus, um den quantitativen Vergleich mit der vorgestellten Theorie durchzuführen.

Im fünften Kapitel steht die Anwendung der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als „variabler Phasenschieber“ im Mittelpunkt, während weitere mögliche Bauelementfunktionen - variables Dämpfungsglied und Halbleiter-Wanderwellenverstärker - nur kurz erläutert werden. Im ersten Abschnitt erfolgt am Beispiel des elektrisch gesteuerten variablen Phasenschiebers der quantitative Vergleich von experimentellen und theoretischen Ergebnissen. Dabei zeigt sich, daß durch das vorgestellte Ersatzschaltbild erstmals alle wesentlichen Leitungseigenschaften der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als Funktion der Frequenz und der Gleichspannung qualitativ und quantitativ sehr gut beschrieben werden. Der Vergleich der hier erstmals auf GaAs durch Ionenimplantation hergestellten MIS-Leitungen mit der Theorie demonstriert, daß auch diese Strukturen durch das vorgestellte Ersatzschaltbild beschrieben werden können und erzwingt aufgrund der Dispersion des Induktivitätsbelages eine Korrektur der bisher international akzeptierten theoretischen Beschreibung von MIS-Verzögerungsstrukturen. Diese gute Übereinstimmung der experimentell erzielten Ergebnisse mit den leitungstheoretischen Erkenntnissen ist wegen der Verallgemeinerung auf beide Arten von Verzögerungsleitungen und wegen der Vereinfachung mit Blick auf die numerischen Methoden daher aus *physikalischer Sicht* ein wesentlicher Fortschritt. Aus der Verminderung der vorausgesagten Dämpfungskonstanten und der Kompensierung der Dispersion des Wellenwiderstandes durch die Dispersion des Induktivitätsbelages folgt eine Erhöhung des verwendbaren Frequenzbereiches der Leitungen bei Anwendung in MMICs. Im Sinne einer solchen Anwendung wird auch eine Verbesserung des variablen Phasenschiebers angestrebt.

Diese Verbesserung von Leitungseigenschaften des variablen Phasenschiebers findet im zweiten Abschnitt des letzten Kapitels statt. Die dazu notwendige Reduzierung des „effektiven Kapazitätsbelages“ der Schottky-Kontakt-Koplanarleitung wird durch die Herstellung periodischer Leitungen mittels lokaler Ionenimplantation verwirklicht. Bei einer homogenen Leitung hat eine Verminderung des Kapazitätsbelages immer auch eine Reduzierung der Phasenkonstanten - also eine Vergrößerung der Wellenlänge - zur Folge. Die Frage, wie von dem Grenzfall der verlustlosen Wellenausbreitung im Vakuum mit maximaler Wellenlänge ein Übergang zu der verlustbehafteten, aber mit einer reduzierten Wellenlänge verbundenen Wellenausbreitung in einem homogenen Medium gefunden werden kann, ob zwischen diesen beiden Grenzfällen eventuell - aus Sicht eines Anwenders - ein Optimum für die Güte existiert und welche Rolle hier periodische Strukturen spielen, ist seit vielen Jahren unklar. Unter dem Aspekt

des variablen Phasenschiebers wird hier festgestellt, daß die Gleichspannungsabhängigkeit der Ausbreitungskonstanten erhalten bleibt, falls nicht die gesamte Leitung implantiert wird und daß dabei die Güte des variablen Phasenschiebers erhöht und seine Fehlanpassung reduziert werden kann.

Im letzten Abschnitt des fünften Kapitels wird durch die Demonstration einer optischen Steuerung des variablen Phasenschiebers gezeigt, daß auch eine Anwendung der Verzögerungsstrukturen in OEICs denkbar ist. Dabei wird die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung erstmals als verteilte (Metall-Halbleiter) Sperrschicht-Photodiode benutzt und dadurch eine wirksame optische Steuerung erreicht. Auch hier ist bei Kenntnis der Eigenschaften der Photodiode eine theoretische Beschreibung durch das vorgestellte Ersatzschaltbild möglich.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die koplanaren Verzögerungsstrukturen in den letzten Jahren aufgrund einer möglichen Anwendung als verteiltes Bauelement in monolithischen Höchstgeschwindigkeitsschaltungen ein stark wachsendes Interesse erregt haben. Zusätzliche Impulse gehen im Moment auch von den folgenden Gebieten aus: Metallisierungen aus Hochtemperatur-Supraleitern sollen noch niedrigere Dämpfungen, weniger Dispersion und eine weitere Verkürzung der Wellenlänge als die normalleitenden Verzögerungsstrukturen bewirken [187,188]. Bei weiterer Miniaturisierung der Metallisierungsabmessungen deutet sich auch eine Synthese mit dem „Travelling-Wave“ MESFET an (siehe z.B. [189]). Durch das Zusammenwirken von Höchstfrequenzphysik und Optik entstehen völlig neue Perspektiven für Meßtechnik und Anwendung, wie zum Beispiel durch die optoelektronischen und elektrooptischen Meßmethoden (z.B. [190]), die Vorschläge einer optischen Erzeugung von periodischen Strukturen längs koplanarer Leitungen auf einem Halbleiter [191,192] oder die optisch gesteuerten „Phased-Array“-Antennen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Wen, C. P., 'Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-17, 1969, 1087-1090
- [2] Pucel, R. A., 'Design Considerations for Monolithic Microwave Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-29, 1981, 513-534
- [3] Fairman, R. D. et al., 'Growth of High-Purity Semi-Insulating Bulk GaAs for Integrated-Circuit Applications', IEEE Trans. Electron. Devices, ED-28, 1981, 135-140
- [4] Rosen, A. et al., 'Silicon as a Millimeter-Wave Monolithically Integrated Substrate - A New Look', RCA Review, Vol. 42, 1981, 633-660
- [5] Strohm, K. M. et al., 'Silicon Technology for Monolithic Millimeter Wave Integrated Circuits', Mikrowellen Magazin, Vol. 14, No. 8, 1988, 750-760
- [6] McQuiddy, Jr., D. N. et al. 'Monolithic Microwave Integrated Circuits: An Historical Perspective', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, 1984, 997-1007
- [7] Guckel, H. et al., 'A Parallel-Plate Waveguide Approach to Microminaturized, Planar Transmission Lines for Integrated Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-15, 1967, 468-476
- [8] Jaffe, J. M., 'A High-Frequency Variable Delay Line', IEEE Trans. Electron. Devices, EL-19, 1972, 1292-1294
- [9] Günther, U. und Voges, E., 'Variable Capacitance MIS Microstrip Line', Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik, AEÜ-27, 1973, 131-139
- [10] Hasegawa, H. et al., 'Properties of Microstrip Line on Si-SiO<sub>2</sub> System', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-19, 1971, 869-881
- [11] Hughes, G. W. und White, R. M., 'MIS and Schottky-barrier microstrip devices', Proc. IEEE, Vol. 60, 1972, 1460-1461
- [12] Jäger, D. und Rabus, R., 'Bias-Dependent Phase Delay of Schottky Contact Microstrip Line', Electron. Lett., EL-9, 1973, 201-203



- [13] Jäger, D., 'Slow-Wave Propagation along Variable Schottky-Contact Microstrip Line', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, 1976, 566-573
- [14] Hughes, G. W. und White, R. M., 'Microwave Properties of Nonlinear MIS and Schottky-Barrier Microstrip', IEEE Trans. Electron. Devices, ED-22, 1975, 945-956
- [15] Jäger, D. und Becker, P., 'Distributed Variable Capacitance Microstrip Line for Microwave Applications', Appl. Phys., 1977, 12, 203-207
- [16] Hasegawa, H. und Okizaki, H., 'M.I.S. and Schottky Slow-Wave Coplanar Striplines on GaAs Substrates', Electron. Lett., 1977, 13, 663-664
- [17] Shih, Y. C. und Itoh, T., 'Analysis of Printed Transmission Lines for Microwave Integrated Circuits', Electron. Lett., EL-18, 1982, 585-586
- [18] Fukuoka, Y. und Itoh, T., 'Analysis of Slow-Wave Phenomena in Coplanar Waveguide on a Semiconductor Substrate', Electron. Lett., EL-18, 1982, 589-590
- [19] Sorrentino, R. und Leuzzi, G., 'Full-Wave Analysis of Integrated Transmission Lines on Layered Lossy Media', Electron. Lett., EL-18, 1982, 607-609
- [20] Fukuoka, Y. et al., 'Analysis of Slow-Wave Coplanar Waveguide for Monolithic Integrated Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, 1983, 567-573
- [21] Sorrentino, R. et al., 'Characteristics of Metal-Insulator-Semiconductor Coplanar Waveguides for Monolithic Microwave Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, 1984, 410-416
- [22] Aubourg, M. et al., 'Finite Element Analysis of Lossy Waveguides - Application to Microstrip Lines on Semiconductor Substrat', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, 1983, 326-331
- [23] Tzuang, C.-K. und Itoh, T., 'Finite-Element Analysis of Slow-Wave Schottky Contact Printed Lines', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-34, 1986, 1483-1489
- [24] Hasnain, G. et al., 'Dispersion of Picosecond Pulses in Coplanar Transmission Lines', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-34, 1986, 738-741
- [25] Seki, S. und Hasegawa, H., 'Analysis of Crosstalk in Very High-Speed LSI/VLSI's Using a Coupled Multiconductor MIS Microstrip Line Model', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, 1984, 1715-1720  
oder  
IEEE Trans. Electron. Devices, ED-31, 1984, 1948-1953

- [26] Hasegawa, H. und Seki, S., 'Analysis of Interconnection Delay on Very High-Speed LSI/VLSI Chips Using an MIS Microstrip Line Model', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-**32**, 1984, 1721-1727
- [27] Seguinot, C. et al., 'Time-Domain Response of MIS Coplanar Waveguides for MMICs', Electron. Lett., EL-**21**, 1985, 1185-1186
- [28] Seguinot, C. et al., 'Performance of Interconnections Laid on Insulating and MIS Substrates', Electron. Lett., EL-**22**, 1986, 287-289
- [29] Tzuang, C.-K. C. und Itoh, T., 'High-Speed Pulse Transmission along a Slow-Wave CPW for Monolithic Microwave Integrated Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-**35**, 1987, 697-704
- [30] Cheung, P. et al., 'Optically Controlled Coplanar Waveguide Millimeter Wave Phase Shifter', Proceedings of the 10th International Conference of Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista (Florida), 1985, 303-304
- [31] Ketchen, M. B. et al., 'Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines', Appl. Phys. Lett., **48**, 1986, 751-753
- [32] Grischkowsky, D. et al., 'Electromagnetic Shock Waves from Transmission Lines', Phys. Rev. Lett., **59**, 1987, 1663-1666
- [33] Grischkowsky, D. et al., 'Capacitance Free Generation and Detection of Subpicosecond Electrical Pulses on Coplanar Transmission Lines', IEEE J. Quantum Electron., QE-**24**, 1988, 221-225
- [34] Hypres, Inc., 'Transportable Superconducting Sampling Oscilloscope', Microwave Journal, August 1988, 126
- [35] Browne, J. (Editor), Wiltron GmbH (Gilching), 'Vector Analyzer Breaks 60-GHz Coax Barrier', Microwaves & RF, January 1989, 133-138
- [36] Majidi-Ahy, R. et al., '100 GHz Active Electronic Probe for On-Wafer S-Parameter Measurements', Electron. Lett., EL-**25**, 1989, 828-830
- [37] Valdmanis, J. A., '1 THz-Bandwidth Prober for High-Speed Devices and Integrated Circuits', Electron. Lett., EL-**23**, 1987, 1308-1310
- [38] Mahjidi-Ahy, R. et al., 'Electro-Optic Sampling Measurement of Coplanar Waveguide (Coupled Slot Line) Modes', Electron. Lett., EL-**23**, 1987, 1262-1263
- [39] Paulus, P., 'Pikosekunden-Optoelektronik: Physikalische Grundlagen und Anwendungen des optoelektronischen Schalters', Dissertation, Universität Münster 1988
- [40] Fleming, P. L. et al., 'GaAs SAMP Device for Ku-Band Switching', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-**27**, 1979, 1032-1035

- [41] Strid, E. W. und Gleason, K. R., 'A DC-12 GHz Monolithic GaAsFET Distributed Amplifier', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-30, 1982, 969-975
- [42] Cascade Microtech Inc., 'Introducing the World's First Microwave Wafer Probe Equipment', Firmenprospekt, P. O. Box 2015, Beaverton, OR 97075, USA, und Ingenieurbüro I. Hess, D-8051 Nandlstadt
- [43] Hietala, V. M., Kwon, Y. R. und Champlin, K. S., 'Low-Loss Slow-Wave Propagation along a Microstructure Transmission Line on a Silicon Surface', Electron. Lett., EL-22, 1986, 755-756
- [44] Hietala, V. M., Kwon, Y. R. und Champlin, K. S., 'Broadband Continuously Variable Microwave Phase Shifter Employing a Distributed Schottky Contact on Silicon', Electron. Lett., EL-23, 1987, 675-677
- [45] Kwon, Y. R., Hietala, V. M. und Champlin, K. S., 'Quasi-TEM Analysis of "Slow-Wave" Mode Propagation on Coplanar Microstructure MIS Transmission Lines', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-35, 1987, 545-551
- [46] Collin, R. E., 'Field Theory of Guided Waves', McGraw-Hill, New York Toronto London 1960
- [47] Gupta, K. C., Garg, R. und Bahl, I. J., 'Microstrip Lines and Slotlines', Artech House, Dedham (Massachusetts, USA) 1979
- [48] Hoffmann, R. K., 'Integrierte Mikrowellenschaltungen', Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1983
- [49] Betz, A., 'Konforme Abbildungen', Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg 1948
- [50] Oberhettinger, F. und Magnus, W., 'Anwendungen der Elliptischen Funktionen in Physik und Technik', Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg 1949
- [51] Behnke, H. und Sommer, F., 'Theorie der analytischen Funktionen einer komplexen Veränderlichen', Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1965
- [52] Smirnow, W. I., 'Lehrgang der höheren Mathematik', Teil III/2, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Zwölfte Auflage Berlin 1979
- [53] IBM System/360 Scientific Subroutine Package, (360A-CM-03X) Version III, Programmers Manual, IBM Technical Publications Department, New York 1969
- [54] Hilberg, W., 'Über die Möglichkeit, gewisse Wellenwiderstandsformeln, die Elliptische Integrale enthalten, durch Näherungsformeln beliebig hoch wählbarer Genauigkeit zu ersetzen', Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik, AEÜ-21, 1967, 603-616

- [55] Ghione, G. und Naldi, C., 'Parameters of Coplanar Waveguides With Lower Ground Plane', *Electron. Lett.*, EL-19, 1983, 734-735
- [56] Rowe, D. A. und Bindeg, Y. L., 'Numerical Analysis of Shielded Coplanar Waveguides', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-31, 1983, 911-915
- [57] Ghione, G. und Naldi, C., 'Coplanar Waveguides for MMIC Applications: Effect of Upper Shielding, Conductor Backing, Finite-Extent Ground Planes, and Line-to-Line Coupling', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-35, 1987, 260-267
- [58] Sze, S. M., 'Physics of Semiconductor Devices, Second Edition', Wiley, New York 1981
- [59] Spenke, E., 'Elektronische Halbleiter', Zweite Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1965
- [60] Kesel, G. et al., 'Signalverarbeitende Dioden', Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1982
- [61] Mönch, W., 'On the Present Understanding of Schottky Contacts', *Festkörperprobleme XXVI (Advances in Solid State Physics)*, Editor P. Grosse, Vieweg, Braunschweig, 1986, 67-88
- [62] Schottky, W., 'Halbleitertheorie der Sperrschicht', *Naturwissenschaften*, 26, 1938, 843
- [63] Spicer, W. E. et al., 'New and Unified Model for Schottky Barrier and III-V Insulator Interface States Formation', *J. Vac. Sci. Technol.*, 16, 1979, 1422
- [64] Barry, B. E., 'Vapour Phase Growth of Semiconducting Layers', *Thin Solid Films*, 39, 1976, 35
- [65] Cho, A. Y. und Arthur, J. R., 'Molecular Beam Epitaxie', *Progress in Solid State Chemistry*, 10, 1975, 157-191
- [66] Tuchel, O., 'Koplanare Schottky-Kontakt-Leitungen auf epitaxialem Galliumarsenid für MMIC-Anwendungen', Diplomarbeit, Universität Münster, 1988
- [67] Ruge, I., 'Halbleiter-Technologie', Reihe Halbleiter-Elektronik, Band 4, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1984
- [68] Sze, S. M., 'Semiconductor Devices, Physics and Technology', Wiley, New York 1985
- [69] Nelson, H., 'Epitaxial Growth from the Liquid State and its Application to the Fabrication of Tunnel- and Laserdiodes', *RCA Review*, 24, 1963, 503

- [70] Zschauer, K.-H., 'Liquid-Phase Epitaxie of GaAs and the Incorporation of Impurities', Festkörperprobleme XV (Advances in Solid State Physics), Editor P. Grosse, Vieweg, Braunschweig, 1975, 1-20
- [71] Rosztochy, F. E. et al., 'LPE GaAs for Microwave Applications', J. Crystal Growth, **27**, 1974, 205-214
- [72] Hsieh, J. J., 'Liquid Phase Epitaxie', Handbook of Semiconductors, Vol. 3, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1983
- [73] Dawson, L. R., 'Liquid Phase Epitaxie', Progress in Solid State Chemistry, **7**, 1972, 117-156
- [74] Griess, E. A. und Ghez, R., 'Liquid Phase Epitaxie', Epitaxial Growth, Part A, Academic Press, New York 1975
- [75] Benz, K.-W. und Bauser, E., 'Growth of Binary III-V Semiconductors from Metallic Solutions', Crystal Growth, Properties and Applications, Vol. 3, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1980
- [76] Williams, R. E., 'GaAs Processing Techniques', Artech House, London 1984
- [77] Wohlleben, K. und Beck, W., 'Die Änderung von Konzentration und Beweglichkeit der Ladungsträger in GaAs bei Bestrahlung mit Protonen', Z. Naturforschg., **21 a**, 1966, 1057-1071
- [78] Foyt, A. G. et al., 'Isolation of Junction Devices in GaAs Using Proton Bombardment', Solid-State Electron., **12**, 1969, 209-214
- [79] D'Avanzo, D. C., 'Proton Isolation for GaAs Integrated Circuits', IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-**30**, 1982, 955-963
- [80] Lackmann, U., 'Periodisch implantierte koplanare Schottky-Kontakt-Leitungen für MMIC-Anwendungen', Diplomarbeit, Universität Münster, 1988
- [81] Schade, K., 'Halbleitertechnologie', Band 1 und 2, VEB Verlag Technik, Berlin 1981
- [82] Ryssel, H. und Ruge, I., 'Ionenimplantation', Teubner, Stuttgart 1978
- [83] Pfüller, S., 'Halbleitermeßtechnik', Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg Basel 1977
- [84] Decker, D. R., 'Measurement of Epitaxial Doping Density vs. Depth', J. Electrochem. Soc., **115**, 1968, 1085-1089
- [85] Dr. Ch. Fritzsche, Fraunhofer-Institut IAF Freiburg, persönliche Mitteilung, 1988

- [86] Landolt-Börnstein, 'Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Band 17, Halbleiter', Gesamtherausgabe K.-H. Hellwege und O. Madelung, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo 1984
- [87] Seguinot, C. et al., 'Desktop Computer Appraisal of Potential Slow-Wave Propagation Characteristics for Schottky Coplanar Lines', *Electron. Lett.*, EL-19, 1983, 1065-1067
- [88] Gasch, A., 'Optische Bistabilität im Mikrowellenbereich: Modellsysteme und integrierte Schaltungen', Dissertation, Universität Münster 1988
- [89] Rodwell, M. J. W. et al., 'Generation of 7.8 ps Electrical Transients on a Monolithic Nonlinear Transmission Line', *Electron. Lett.*, EL-24, 1988, 100-102
- [90] Madden, C. J. et al., 'Generation of 3.5-ps Fall-Time Shock Waves on a Monolithic GaAs Nonlinear Transmission Line', *IEEE Electron Device Letters*, EDL-9, 1988, 303-305
- [91] Herrmann, R. und Preppernau, U., 'Elektronen im Kristall', Springer-Verlag, Wien New York 1979
- [92] Wolff, I., 'Einführung in die Mikrostrip-Leitungstechnik', Teil 1 und 2, Dritte Auflage, Verlag H. Wolff, Aachen 1978
- [93] Wheeler, H. A., 'Formulas for the Skin Effect', *Proc. I.R.E.*, 30, 1942, 412-424
- [94] Jäger, D. und Kaiser, D., 'Slow-Mode Propagation on Coplanar GaAs Schottky-contact Transmission Lines for MMIC Applications', Kongreßunterlagen MIOP'87 Wiesbaden, Network GmbH Hagenburg, 1987, 6B-4
- [95] Owyang, G. H. und Wu, T. T., 'The Approximate Parameters of Slot Lines and Their Complement', *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, January 1958, 49-55
- [96] Benghalia, A. et al., 'Accurate Two-Dimensional Approach for Capacitance Calculation in Microcoplanar MES Transmission Lines', *Electron. Lett.*, EL-24, 1988, 996-998
- [97] Küpfmüller, K., 'Einführung in die theoretische Elektrotechnik', Neunte Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1968
- [98] Meyer, E. und Pottel, R., 'Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik', Vieweg Verlag, Braunschweig 1969
- [99] Groll, H., 'Mikrowellenmeßtechnik', Vieweg Verlag, Braunschweig 1969
- [100] 'Meinke Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik', Vierte, völlig neubearbeitete Auflage, Herausgeber K. Lange und K.-H. Löcherer, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo 1986

- [101] HP Application Note 62, 'Time Domain Reflectometry', Hewlett-Packard Company, Palo Alto, CA, USA 1964
- [102] HP 54120 T Digitizing Oscilloscope, 'Reference Manual', Hewlett-Packard Company, Palo Alto, CA, USA 1987
- [103] Drevenstedt, W., 'Optoelektronische Pikosekunden-Meßtechnik für koplare Halbleiterstrukturen', Diplomarbeit, Universität Münster, 1988
- [104] von Wendorff, W. C., Dissertation in Vorbereitung, Universität Münster, seit 1988
- [105] Okumara, T. und Tu, K. N., 'Electrical characterization of Schottky contacts of Au, Al, Gd, Pt on n-type and p-type GaAs', J. Appl. Phys., **61**, 1987, 2955-2961
- [106] Meyer, E. und Guicking, D., 'Schwingungslehre', Vieweg Verlag, Braunschweig 1974
- [107] Stearns, S. D., 'Digitale Verarbeitung analoger Signale', Oldenbourg Verlag, München 1984
- [108] Gallagher, W. J., et al., 'Subpicosecond optoelectronic study of resistive and superconductive transmission lines', Appl. Phys. Lett., **50**, 1987, 350-352
- [109] Krökel, D. et al., 'Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes', Appl. Phys. Lett., **54**, 1989, 1046-1047
- [110] Gerdsen, P., 'Hochfrequenzmeßtechnik', Teubner Studienskripten, Stuttgart 1982
- [111] HP Product Note 8510-3, 'Materials Measurement', Hewlett-Packard Company, Palo Alto, CA, USA 1986
- [112] Olberding, K., 'Coplanare Wellenleiter auf halbleitendem Substrat', Diplomarbeit, Universität Münster, 1986
- [113] Born, M. und Wolf, E., 'Principles of Optics', Pergamon Press, Oxford London Frankfurt 1964
- [114] Criegee, T. 'Hochgenaue s-Parameter-Messung mit Korrektursoftware zum Vector Analyzer ZPV', Neues von Rohde & Schwarz, **86**, 1979, 12-15
- [115] Williams, J., 'Accuracy Enhancement Fundamentals for Vector Network Analyzers', Microwave Journal, March 1989, 99-114
- [116] Dildine, R. G. und Grace, J. D., 'Millimeter-Wave Vector Network Analysis', Hewlett-Packard Journal, April 1988, 12-18

- [117] Shurmer, H. V., 'Calibration Procedure for Computer-Corrected s Parameter Characterisation of Devices Mounted in Microstrip', *Electron. Lett.*, EL-9, 1973, 323-324
- [118] Dunleavy, L. und Katehi, P. B., 'Eliminate Surprises when De-Embedding Microstrip Launches', *Microwaves & RF*, August 1987, 117-122
- [119] Kompa, G., Schlechtweg, M. und van Raay, F. 'Novel Redundant Calibration Procedure for Computer-Corrected S-Parameter Characterization of Microstrip Components', *Proceedings of the Microwave Congress at the 8th International Congress LASER 87 - Microwave Applications*, Edited by H. Groll and W. Waidehlich, Springer-Verlag, Berlin 1987, 65-70
- [120] Kindler, K., 'Streifenleitungs-Kalibrierung automatischer Netzwerk-Analysatoren mit der TSD-Methode', *Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik*, AEÜ-42, 1988, 262-264
- [121] Hackborne, R., 'An Automatic Network Analyzer System', *Microwave Journal*, November 1968, 45
- [122] Kruppa, W. und Sodomsy, K. F., 'An Explicit Solution for the Scattering Parameters of a Linear Two-Port Measured with an Imperfect Test Set', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-19, 1971, 122-123
- [123] Rehnmark, S., 'On the Calibration Process of Automatic Network Analyzer Systems', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-22, 1974, 457-458
- [124] Bauer, R. F. und Penfield, P., 'De-Embedding and Unterminating', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-22, 1974, 282-288
- [125] Fitzpatrick, J., 'Error Models for Systems Measurement', *Microwave Journal*, May 1978, 63-66
- [126] Strid, E. W., Gleason, K. R. und Reeder, T. M., 'On-Wafer Measurements of Gigahertz Integrated Circuits', Chapter 7 in: 'VLSI Electronics Microstructure Science', Editoren N. G. Einspruch und W. R. Wisseman, Academic Press, Orlando New York London 1985
- [127] Browne, J. (Editor), Design Technique (Chatsworth, CA), 'CPW RF Probe Has Low Loss to 26.5 GHz', *Microwaves & RF*, January 1988, 172  
 siehe auch :  
 Step Electronics Application Notes 008 und 009, Steve DiBartolomeo, Tactron Elektronik GmbH, München
- [128] Browne, J. (Editor), Tektronix (Beaverton OR), 'Microwave Probes Evaluate Wafers from DC to 40 GHz', *Microwaves & RF*, April 1989, 152
- [129] Jones, K. und Strid, E. W., 'Verify Wafer-Probe Reference Planes for MMIC Testing', *Microwaves & RF*, April 1988, 144-154



- [130] Sequeira, H. B., Trippe, M. W. und Jakhete, R., 'New Calibration Simplifies MMIC Wafer Probing', *Microwaves & RF*, July 1988, 89-96
- [131] Williams, D. F. und Miers, T. H., 'De-embedding Coplanar Probes with Planar Distributed Standards', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-**36**, 1988, 1876-1880
- [132] Freitag, H., 'Einführung in die Zweitorthorie', Teubner Studienskripten, Stuttgart 1984
- [133] Ueberschaer, F., 'Messung des Wellenwiderstandes von Mikrostreifenleitungen unter Berücksichtigung des Überganges auf Koaxialleitungen', *Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik*, AEÜ-**42**, 1988, 309-314
- [134] Baumer, C. et al., 'Reflexionsarme Übergänge von Koaxialleitung auf Mikrostreifen- und Suspended-Substrate-Leitungen in einfacher Bauform', *Mikrowellen und HF Magazin*, Vol. **15**, No. 1, 1989, 62-66
- [135] HP Product Note 8510-6, 'On-wafer measurements using the HP8510 Network Analyzer and Cascade Microtech wafer probes', Hewlett-Packard Company, Palo Alto, CA, USA 1986
- [136] Hess, F. und Lang, G., 'Testen von Mikrowellenschaltkreisen', *HF-Report*, Februar 1988, 71-74
- [137] Strid, E. W., '26 GHz Wafer Probing for MMIC Development and Manufacture', *Microwave Journal*, August 1986, 71-82
- [138] Strid, E. W., 'mm-Wave Wafer Probes Span 0 to 50 GHz', *Microwave Journal*, April 1987, 177-183
- [139] Becker, P., Jäger, D. und Schäfer, W., 'Abstimmbare Tiefpaßfilter in Streifenleitungstechnik', *Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik*, AEÜ-**31**, 1977, 77-80
- [140] Seguinot, C. et al., 'Performances Prediction of an Ultra Broad-Band Voltage-Controlled Attenuator Using Schottky Contact Coplanar Line Properties', *IEEE Electron Device Letters*, EDL-**7**, 1986, 132-133
- [141] Neidert, R. E. und Krowne, C. M., 'Voltage Variable Microwave Phase Shifter', *Electron. Lett.*, EL-**21**, 1985, 636-638
- [142] Krowne, C. M. und Neidert, R. E., 'Solid State Monolithic Variable Phase Shifter with Operation into the Millimeter Wave Wavelength Regime', *International J. Infrared and Millimeter Waves*, Vol. **7**, 1986, 715-728
- [143] Krowne, C. M. und Cukauskas, E. J., 'GaAs Slow-Wave Phase Shifter Characteristics at Cryogenic Temperatures', *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-**34**, 1987, 124-129

- [144] Krowne, C. M. und Cukauskas, E. J., 'Cryogenic Operation of a Monolithic Slow-Wave Variable Phase Shifter', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-35, 1987, 868-871
- [145] Krowne, C. M. und Thompson, P. E., 'Ion-Implanted GaAs Slow Wave Monolithic Structure', *Solid-State Electron.*, 30, 1987, 497-502
- [146] Benghalia, A. et al., 'Slow-Wave Microcoplanar Variable Phase Shifter', *Electron. Lett.*, EL-25, 1989, 867-868
- [147] De Salles, A. A. A., 'Optical Control of GaAs MESFET's', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-31, 1983, 812-820
- [148] Heidemann, R. und Jäger, D., 'Optical Injection Locking of BARITT Oscillators', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-31, 1983, 78-79
- [149] Vaucher, A. M., Striffler, C. D. und Lee, C. H., 'Theory of Optically Controlled Millimeter-Wave Phase Shifter', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-31, 1983, 209-216
- [150] Jackson, R. W., 'Considerations in the Use of Coplanar Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-34, 1986, 1450-1456
- [151] Muraguchi, M. et al., 'Uniplanar MMIC's and Their Applications', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-36, 1988, 1896-1901
- [152] Cheung, P., Neikirk, D. P. und Itoh, T., 'Experimental Performance of an Optically Controlled Coplanar Waveguide Phase Shifter', *Proceedings of the 12th International Conference of Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista (Florida)*, 1987, 91-92
- [153] Itoh, T., 'Applications of Coplanar Transmission Line Structures for Microwave-Optical Interaction Circuits', *Kongreßunterlagen MIOP'89 Sindelfingen, Network GmbH Hagenburg*, 1989, 5B.1
- [154] Platte, W., 'Photoinduced Microwave Attenuation in LED-Controlled Semiconductor Coplanar Waveguides', *Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik*, AEÜ-42, 1988, 322-325
- [155] Platte, W. und Sauerer, B., 'Optically CW-Induced Losses in Semiconductor Coplanar Waveguides', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-37, 1989, 139-149
- [156] Bastida, E. M. und Donzelli, G. P., 'Periodic Slow-Wave Low-Loss Structures for Monolithic GaAs Microwave Integrated Circuits', *Electron. Lett.*, EL-15, 1979, 581-582
- [157] Seki, S. und Hasegawa, H., 'Cross-Tie Slow-Wave Coplanar Waveguide on Semi-Insulating GaAs Substrat', *Electron. Lett.*, EL-17, 1981, 940-941

- [158] Fukuoka, Y. und Itoh, T., 'Slow-Wave Propagation on MIS Periodic Coplanar Waveguide', *Electron. Lett.*, **EL-19**, 1983, 37-38
- [159] Fukuoka, Y. und Itoh, T., 'Slow-Wave Coplanar Waveguide on Periodically Doped Semiconductor Substrate', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-31**, 1983, 1013-1017
- [160] Fukuoka, Y. und Itoh, T., 'Coplanar Schottky Variable Phase Shifter constructed on GaAs Substrate for Millimeter-Wave Application', *International J. Infrared and Millimeter Waves*, Vol. **5**, 1984, 793-801
- [161] Jäger, D., 'Nonlinear Slow-Wave Propagation on Periodic Schottky Coplanar Lines', *IEEE MTT-S Microwave and Millimeterwave Monolithic Circuits Symposium*, St. Louis, 1985, 15-17
- [162] Jäger, D., 'Characteristics of travelling waves along the non-linear transmission lines for monolithic integrated circuits: a review', *Int. J. Electronics*, **58**, 1985, 649-669
- [163] Wang, T.-H. und Itoh, T., 'Confirmation of Slow Waves in a Crosstie Overlay Coplanar Waveguide and its Applications to Band-Reject Gratings and Reflectors', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-36**, 1988, 1811-1818
- [164] Jäger, D. und Kaiser, D., 'Wave propagation phenomena in planar lines on semiconductor substrate', *PIERS '89 Boston, Conference Proceedings*, Session VI
- [165] Kumabe, K. und Kanbe, H., 'GaAs travelling-wave amplifier', *Int. J. Electronics*, **58**, 1985, 587-611
- [166] Heidemann, R., 'Über Raumladungswellen und Laufzeiteffekte in Halbleiterdioden', *Dissertation*, Universität Münster 1983
- [167] Robson, P. N., 'Low-noise microwave amplification using transferred-electron and baritt devices', *The Radio and Electronic Engineer*, Vol. **44**, 1974, 553-567
- [168] Schlachetzki, A., 'Halbleiterbauelemente der Hochfrequenztechnik', *Teubner Studienskripten*, Stuttgart 1984
- [169] Copeland, J. A., 'Characterization of Bulk Negative-Resistance Diode Behavior', *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-14**, 1967, 461-463
- [170] Robson, P. N. et al., 'Two-Port Microwave Amplification in Long Samples of Gallium Arsenide', *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-14**, 1967, 612-615
- [171] Kino, G. S. und Robson, P. N., 'The Effect of Small Transverse Dimensions on the Operation of Gunn Devices', *Proc. IEEE (Lett.)*, **56**, 1968, 2056-2057

- [172] Kumabe, K., 'Suppression of Gunn Oscillations by a Two-Dimensional Effect', Proc. IEEE (Lett.), **56**, 1968, 2172-2173
- [173] Fleming, P. L., 'The Active Medium Propagation Device', Proc. IEEE (Lett.), **63**, 1975, 1253-1254
- [174] Fleming, P. L. et al., 'Continuous-Wave Operation of Active Medium Propagation Devices', IEEE Trans. Electron. Devices, ED-**26**, 1979, 1267-1272
- [175] Kroemer, H., 'The Gunn Effect Under Imperfect Cathode Boundary Conditions', IEEE Trans. Electron. Devices, ED-**15**, 1968, 819-837
- [176] Atalla, M. M. und Moll, J. L., 'Emitter Controlled Negative Resistance in GaAs', Solid-State Electron., **12**, 1969, 619-629
- [177] Yu, S. P. et al., 'Transit-Time Negative Conductance in GaAs Bulk-Effect Diodes', IEEE Trans. Electron. Devices, ED-**18**, 1971, 88-93
- [178] Colliver, D. J. et al., 'High-Efficiency InP Transferred-Electron Oscillators', Electron. Lett., EL-**10**, 1974, 221-222
- [179] Rieder, G. et al., 'Numerical and Experimental Study of a GaAs Transferred Electron Device without Transit-time Limitation', Arch. Elektronik u. Übertragungstechnik, AEÜ-**37**, 1983, 217-221
- [180] Brillouin, L., 'Wave Propagation in Periodic Structures', Second Edition, Dover Publications Inc., New York 1953
- [181] Kaiser, D., Block, M., Lackmann, U. und Jäger, D., 'Parameter von koplanaren Schottky-Kontakt-Leitungen auf lokal protonen-implantiertem GaAs', Kongreßunterlagen MIOP'89 Sindelfingen, Network GmbH Hagenburg, 1989, 5A.2
- [182] Kaiser, D., Block, M., Lackmann, U. und Jäger, D., 'Variable Phase Shift of Spatially Periodic Proton-Bombarded Schottky Coplanar Lines', Electron. Lett., EL-**25**, 1989, 1135-1136
- [183] Bonč-Bruevič, V. L. und Kalašnikov, S. G., 'Halbleiterphysik', VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1982
- [184] Block, M., 'Die Schottky-Kontakt-Koplanarleitung als optisch steuerbarer Phasenschieber', Diplomarbeit, Universität Münster, 1989
- [185] Kaiser, D., Block, M. und Jäger, D., 'Optically Controlled Phase Shift of Schottky Coplanar Lines', Electron. Lett., EL-**25**, 1989, 1575-1577
- [186] Cheung, P., Neikirk, D. P. und Itoh, T., 'Schottky-Biased, Optically Controlled Coplanar Waveguide Phase-Shifter', Electron. Lett., EL-**25**, 1989, 1301-1302

- [187] Pond, J. M., Claassen, J. H. und Carter, W. L., 'Measurements and Modeling of Kinetic Inductance Microstrip Delay Lines', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-35**, 1987, 1256-1262
- [188] Kinowski, D. et al., 'Spectral Domain Analysis of Coplanar Superconducting Line Laid on Multilayered GaAs Substrate', *Electron. Lett.*, **EL-25**, 1989, 788-789
- [189] Heinrich, W., 'Distributed Equivalent-Circuit Model for Travelling-Wave FET Design', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-35**, 1987, 487-491
- [190] Hung, H.-L. A. et al., 'Millimeter-Wave Monolithic Integrated Circuit Characterization by a Picosecond Optoelectronic Technique', *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-37**, 1989, 1223-1230
- [191] Lin, Y. D. et al., 'Coplanar Waveguide Phase Shifter controlled by a Spatially Periodic Optical Illumination', *International J. Infrared and Millimeter Waves*, Vol. **8**, 1987, 1027-1036
- [192] Platte, W., 'Optoelektronische Steuerung von Mikrowellen mittels lichtinduzierter periodischer Strukturen in Halbleiter-Koplanarleitungen', *Kongressunterlagen MIOP'89 Sindelfingen*, Network GmbH Hagenburg, 1989, 5B.2

Diese Arbeit entstand am Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster. Dem früheren Direktor des Institutes, Herrn Prof. Dr. W. Hampe, sowie den jetzigen Direktoren, den Herren Professoren Dr. W. Lange und Dr. H.-G. Purwins, danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit an ihrem Institut durchzuführen und für die Bereitstellung von Institutsmitteln.

Herrn Prof. Dr. D. Jäger, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, gilt mein besonderer Dank für lehrreiche Denkanstöße, für konstruktive Kritik und dafür, daß trotz vielfältiger Belastungen noch Zeit blieb für anregende Diskussionen.

Für die gute Zusammenarbeit möchte ich auch hier den Herren Dipl.-Phys. K. Olberding, O. Tuchel, U. Lackmann und M. Block noch einmal ganz herzlich danken.

Sehr erfreulich war der Teamgeist der gesamten Arbeitsgruppe. Für die Kollegialität und viele interessante Diskussionen möchte ich namentlich den Herren Dipl.-Phys. Dr. H. Baumann, F. Forsmann, Dr. A. Gasch, Dr. P. Paulus, R. Symanczyk, Dr. B. Wedding, W. C. von Wendorff und G. Wingen danken.

Den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn M. Schoppmann gebührt mein aufrichtiger Dank für die vorbildlich schnelle und zuverlässige Durchführung der anvertrauten Arbeiten.

Für die Einweisung in die Photolithographie danke ich Frau A. Schuerhoff. Für die gute Zusammenarbeit auf diesem Gebiet und bei der Probentechnologie allgemein danke ich unserer früheren Physikalisch-technischen Assistentin Frau S. Schmidt und ganz besonders auch unserer jetzigen Physikalisch-technischen Assistentin Frau G. Cornelsen. Auch allen anderen Mitarbeitern des Institutes sei hier für die von ihnen geleistete Hilfe gedankt.

Wesentlich zum Erfolg der Arbeit beigetragen haben auch Messungen mit Netzwerkanalysatoren in anderen Instituten.

Daher möchte ich mich hier noch einmal bei der Firma AEG, Forschungsinstitut Ulm, und insbesondere bei Herrn Dr. Narozny (FI 25) für die uneigennützig Hilfe und die Möglichkeit zur Netzwerkanalyse mit Spitzenmeßplatz bedanken. Für das freundliche Angebot von Herrn Prof. Dr. I. Wolff und die tatkräftige Hilfe von Herrn Dipl.-Ing. H. Sledzik, Universität GH Duisburg (FB ATE), bei weiteren Messungen mit einem Spitzenmeßplatz bin ich ebenfalls sehr dankbar. Der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. G. Kompa an der Universität GH Kassel, insbesondere Herrn Dipl.-Ing. Dr. M. Schlechtweg und Herrn Dipl.-Ing. F. van Raay, gilt mein Dank für die erfreuliche Zusammenarbeit bei konventioneller Netzwerkanalyse in Kassel und während der MIOP '89 in Sindelfingen.

Dem Institut für Kernphysik der Universität Münster danke ich für die Möglichkeit zur Ionenimplantation und für die bereitgestellte Beschleunigerzeit. Für die Einweisung in die Bedienung des Beschleunigers und die stetige unterstützende Anteilnahme möchte ich mich hier noch einmal bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Dr. Cleff, besonders bei Dipl.-Phys. Dr. H. Schulte und dem technischen Angestellten H. Baumeister bedanken.

Besonders gefreut hat mich auch die freundliche Unterstützung durch andere Institute auf dem Gebiet der Flüssigphasenepitaxie. Unverzichtbar waren hier die Informationen und Ratschläge von Dipl.-Ing. Dr. L. F. M. Kaufmann von der Universität GH Duisburg. Erwähnt werden muß aber auch die vorbildliche, freimütige Hilfe von Frau Dr. E. Bauser vom Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart, der ich für die Möglichkeit, an einem Epitaxieprozeß teilzunehmen ebenso wie für die Zusendung der Konstruktionszeichnungen des Kipptiegels noch einmal herzlich danken möchte.

Für die nicht selbstverständliche Geduld, das aufgebrachte Verständnis und die Unterstützung möchte ich allen danken, die im privaten Bereich von dieser Arbeit betroffen wurden.