



Andreas Matiss



**Entwurf und Realisierung  
neuartiger Schaltungskonzepte  
mit Resonanztunneldioden**



 Cuvillier Verlag Göttingen

# **Entwurf und Realisierung neuartiger Schaltungskonzepte mit Resonanztunneldioden**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigte Dissertation

von

Diplom-Ingenieur  
Andreas Matiss

aus Krefeld

Referent: Prof. Dr. rer. nat. F.-J. Tegude  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. H. Daembkes

Tag der mündlichen Prüfung: 08.02.2008

### **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008

Zugl.: Duisburg-Essen, Univ., Diss., 2008

978-3-86727-535-4

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2008

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-535-4

*"Diejenigen, die nicht schockiert sind, wenn sie zum ersten Mal mit der Quantenmechanik zu tun haben, haben sie nicht verstanden."*

nach Niels Henrik David Bohr (1885-1962),  
dänischer Physiker und Nobelpreisträger



<b>Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen .....</b>	<b>v</b>
Verzeichnis der verwendeten Konstanten .....	v
Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen .....	v
Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen .....	x
<b>1 Einleitung und Aufgabenstellung .....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation und Aufgabenstellung.....	1
1.2 Aufbau der Arbeit.....	2
<b>2 Beschreibung der Bauelemente.....</b>	<b>5</b>
2.1 InP-Barriere Heterostruktur-Feldeffekttransistor .....	5
2.1.1 Prinzipielle Funktionsweise der HFET .....	5
2.1.2 Schichtaufbau der HFET .....	5
2.1.3 Kleinsignalersatzschaltbild.....	7
2.1.4 Analytisches Großsignalmodell EEHEMT .....	10
2.1.4.1 Modellierung des Gate-Stroms.....	12
2.1.4.2 Drain-Source Strommodell .....	12
2.1.4.3 Dispersionsstrommodell.....	13
2.1.4.4 Ladungsmodell .....	13
2.2 InGaAs/InAlAs/InGaAs Resonanztunnelodiode (RTD).....	15
2.2.1 Funktionsprinzip und Aufbau.....	15
2.2.2 Semiphysikalisches Modell zur Stromdichteberechnung .....	17
2.2.3 Analytisches Schaltungsmodell.....	19
2.2.3.1 Modellierung der Stromgleichung $I_{RTD}$ .....	19
2.2.3.2 Modellierung der spannungsabhängigen Kapazität $C_{RTD}$ .....	23
2.2.4 Kleinsignalersatzschaltbild.....	25
2.2.5 Oszillation und Stabilitätskriterien.....	26
2.3 Monostabile Bistabile Logik Elemente (MOBILE) .....	28
2.3.1 Funktionsprinzip des Schwellwertgatters.....	29
2.3.2 Steuerung des MOBILE .....	30
2.3.3 Taktspannungsabhängigkeit der Treiber-Last-Kennlinie.....	31
2.3.4 Einfluss des Steuerstroms auf die Treiber-Last-Kennlinie .....	32
2.4 pin-Photodioden .....	33
2.4.1 Lichtabsorption und Photostrom .....	34
2.4.2 Prinzipieller Aufbau des pin-Photodetektors .....	34
2.5 Integrationskonzept HFET/RTD/PIN.....	36
<b>3 Beschreibung der Messtechnik .....</b>	<b>39</b>
3.1 Streuparametermesstechnik.....	39
3.1.2 Beschreibung des Messplatzes .....	40
3.2 Tieftemperaturmesstechnik .....	41
3.2.2 Messaufbau für Tieftemperaturuntersuchungen.....	43
3.3 Extraktionsverfahren .....	44
3.3.1 Messtechnische Extraktion der HFET Kleinsignalparameter .....	44
3.3.1.1 "pinched-off"-Cold-FET .....	44
3.3.1.2 Cold-FET.....	45
3.3.1.3 Hot-FET Messung.....	47

3.3.2	Extraktion mit Optimierverfahren .....	48
3.3.2.1	Gradientenverfahren .....	48
3.3.2.2	Genetischer Algorithmus .....	49
3.4	Großsignalmesstechnik zur Bestimmung der Verschiebungsströme und – spannungen .....	51
3.4.1	Messaufbau zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften von RTD .....	51
3.4.2	Korrektur der Phasenverschiebung .....	52
<b>4</b>	<b>Parameterextraktion und Modellierung der RTD .....</b>	<b>53</b>
4.1	Einfluss der Signalleistung auf die Ergebnisse der Streuparametermessung .....	53
4.2	Simulation der Kontaktstruktur und Extraktion der zugehörigen Parameter .....	54
4.3	Extraktion des parasitären Bahnwiderstands $R_s$ .....	57
4.4	Arbeitspunktabhängigkeit der Kleinsignalparameter .....	59
4.5	Temperaturabhängigkeit der Kleinsignalparameter .....	60
4.5.2	Kleinsignalparameter bei 15 K .....	61
4.5.1	Temperaturabhängigkeit des Leitwerts $G_d$ .....	64
4.5.2	Temperaturabhängigkeit der Kapazität $C_d$ .....	65
4.5.3	Temperaturabhängigkeit der Induktivität $L_s$ .....	66
4.6	Vergleich extrahierter Parameter mit theoretischen Daten .....	67
4.7	Spannungsabhängige Stabilität .....	69
<b>5</b>	<b>Großsignalmodellierung und dynamisches Verhalten .....</b>	<b>73</b>
5.1	Flächenabhängigkeit .....	73
5.1.1	Modellierung der Gleichstromkennlinie .....	74
5.1.2	Modellierung des arbeitspunktabhängigen Hochfrequenzverhaltens .....	76
5.2	Analytische Beschreibung der Resonanztunneldiode im Zeitbereich .....	78
5.2.2	Messung des Verschiebungsstromes und der -Spannung .....	80
5.3	Dynamische Strom-Spannungskennlinie der RTD .....	82
<b>6</b>	<b>Untersuchung der Monostabile Bistabile Logik Elemente (MOBILE) .....</b>	<b>83</b>
6.1	Einfluss verschiedener Takt-Signalformen auf das Ausgangssignal .....	83
6.2	Frequenzabhängigkeit des Schaltverhaltens .....	84
6.3	Einfluss der Lastimpedanz auf das Schaltverhalten .....	88
6.3.1	Schaltungsanordnung mit Lastelementen .....	89
6.3.2	Wechselwirkung zwischen den RTD-Flächenverhältnissen und dem Lastwiderstand $R_L$ .....	89
6.3.3	Berücksichtigung der kapazitiven Anteile für verschiedene Frequenzen .....	91
6.4	Experimentelle Ergebnisse .....	92
6.5	Neuartiger komplementärer Schaltungsansatz .....	94
<b>7</b>	<b>Optoelektronischer Demultiplexer .....</b>	<b>99</b>
7.1	Prinzipschaltbild des optischen Demultiplexers .....	99
7.2	Taktdiagramm des Demultiplexers .....	100
7.3	Simulationsergebnisse .....	101
7.4	MOBILE Demultiplexer mit elektrischem Eingang .....	103
<b>8</b>	<b>Pulsgenerator/-modulator für UWB .....</b>	<b>105</b>
8.1	Schaltungskonzept des Pulsgenerators .....	105

---

8.1.1	Pulsgenerator mit Ausgangsbuffer .....	106
8.1.2	UWB Puls im Zeit- und Frequenzbereich .....	107
8.2	Pulsformen .....	108
<b>9</b>	<b>Realisierung und Messergebnisse .....</b>	<b>111</b>
9.1	Design der Testschaltung .....	111
9.2	Simulation der Testschaltung .....	114
9.3	Messergebnisse.....	115
9.4	Gemessene Pulsform .....	118
9.5	Maßnahmen zur Optimierung und Ausblick.....	119
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>121</b>
<b>11</b>	<b>Anhang .....</b>	<b>123</b>
A.1	Beschreibung der EEHEMT1 Modellparameter .....	123
A.2	Zweitorgleichungen.....	125
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>127</b>
	<b>Eigene Veröffentlichungen .....</b>	<b>133</b>
	Danksagung .....	135
	Lebenslauf .....	137



## Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

Hier werden die für diese Arbeit verwendeten Abkürzungen, Formelzeichen und Einheiten aufgeführt. Dabei wird zwischen komplexen und reellen Größen formell nicht unterschieden, sondern die Zuordnung ergibt sich aus dem jeweiligen Zusammenhang der Größen aus den Gleichungen in den folgenden Kapiteln.

## Verzeichnis der verwendeten Konstanten

Symbol und Wert	Beschreibung
$h = 6,582122 \cdot 10^{-16} \text{ eVs}$	PLANCK'sches Wirkungsquantum
$m_e = 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Elektronenmasse
$k_B = 8,617385 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$	BOLTZMANN Konstante
$q = 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
$\pi = 3,141592653589793$	Kreiszahl PI
$\epsilon_0 = 8,854187818 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$	Dielektrizitätskonstante

## Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

Symbol	Einheit	Beschreibung
$T_{\max}^{SC}$	1	maximale Transmissionswahrscheinlichkeit
$\delta_T$	1	Anpassungsfaktor Elektronendichte
$\delta_V$	1	Anpassungsfaktor Spannungsabfall
$\eta_{ext}$	1	Externer Quantenwirkungsgrad
$\eta_{int}$	1	Interner Quantenwirkungsgrad
$\omega$	1/s	Kreisfrequenz
$\omega_0$	1/s	Grenzfrequenz
$\phi_C$	V	Spannungsskalierungsfaktor
$\tau_{qw}$	s	Lebensdauer der Ladungsträger im Quantentopf
$\tau$	s	Transitzeit des Ladungsträger im FET
$\epsilon_{ri}$		Dielektrizitätszahl
$\varphi$	°	Phasenverschiebung
$\Delta W$	eV	Halbwertsbreite des resonanten Energiezustandes
$\Delta R_{dy}$	$\Omega$	Differentielle Widerstandsanteile unter dem Gate
$\Delta C_g$	F	Differentielle Kapazitätsanteile unter dem Gate
$\Delta A$	$\mu\text{m}^2$	Flächendifferenz
$\Delta A_{min}$	$\mu\text{m}^2$	Minimale Flächendifferenz
$\Delta U_{Aus}$	V	Ausgangsspannungshub
$\Delta I_{pos}$	A	positive Verschiebung des Stromes

$\Delta I_{Peak}$	A	Differenz der Peak-Ströme
$\Delta I_{neg}$	A	negative Verschiebung des Stromes
$A$	$\mu\text{m}^2$	Fläche
$A$	$\mu\text{m}^2$	Fläche der RTD
$\underline{a}_i$	1	Normierte hinlaufende Welle
$A_L$	$\mu\text{m}^2$	Fläche der Last-RTD
$A_T$	$\mu\text{m}^2$	Fläche der Treiber-RTD
$\underline{b}_i$	1	Normierte rücklaufende Welle
$C_0^*$	F/ $\mu\text{m}^2$	Kapazitätsbelag
$C_{AC}$	F	DC-Block zum Hochfrequenzpfad
$C_d$	F	Kleinsignal-Kapazität der RTD
$C_{dep}$	F	Verarmungskapazität
$C_{diode}$	F	Kleinsignalkapazität der GS-Diode
$C_{ds}$	F	Drain-Source-Kapazität
$C_{gd}$	F	Gate-Drain-Kapazität
$C_{gs}$	F	Gate-Source-Kapazität
$C_{im}$	F	Stoßionisationskapazität
$C_L$	F	Last-Kapazität
$C_{pad}$	F	Kapazität der Kontaktpads
$C_{PD}$	F	Pad-Kapazität am Drain-Kontakt
$C_{PG}$	F	Pad-Kapazität am Gate-Kontakt
$C_{pin}$	F	Kapazität der pin-Diode
$C_{qw}$	F	Quantentopfkapazität
$C_{RTD}$	F	Kapazität der RTD
$d_{acc}$	nm	Dicke des Anreicherungsgebietes
$d_b$	nm	Dicke der Barriere
$d_{dep}$	nm	Dicke des Verarmungsgebietes
$d_w$	nm	Dicke des Quantentopfes
$f_{GU}$	Hz	Frequenz der unilateralen Verstärkung
$f_{max}$	Hz	Maximale Schwingfrequenz
$f_T$	Hz	Transitfrequenz
$f_{Takt}$	Hz	Taktfrequenz
$G_d$	S	Differentieller Leitwert der RTD
$g_{ds}$	S	Ausgangsleitwert
$g_{ds,int}$	S	intrinsischer Ausgangsleitwert
$g_m$	S	Steilheit
$g_{m,int}$	S	intrinsische Steilheit
$g_{m,max}$	S	Maximale Steilheit

$h$	eV	Höhe der Barriere
$I$	A	Strom
$I(U)$	A	Resonanzstrom durch Doppelbarrierenstruktur
$I_C(t)$	A	Wechselstrom über die RTD-Kapazität
$I_D$	A	Drain-Strom
$I_d$	A	Dunkel-Strom der pin-Diode
$I_D$	A	Gesamter Diodenstrom
$I_{ds}$	A	Strom zwischen Drain und Source
$I_G$	A	Gate-Diodenstrom
$I_{gd}$	A	Strom zwischen Gate und Drain
$I_{gs}$	A	Strom zwischen Gate und Source
$I_{im}$	A	Stoßionisationsstrom
$I_{im,n}$	A	Stoßionisationsrauschstrom
$Im(x)$		Imaginärteil einer komplexen Variablen
$I_{Mob}$	A	Strom durch das MOBILE Gatter
$I_P$	A	Peak-Strom
$I_{ph}$	A	Photo-Strom der pin-Diode
$I_{RTD}$	A	Nichtlinearer Strom durch RTD
$I_S$	A	Sättigungsstrom der Diode
$I_{Steuer}$	A	Steuer-Strom des MOBILE
$I_{TH}$	A	Thermionischer Strom
$I_V$	A	Valley-Strom
$J(U)$	kA/cm <sup>2</sup>	Spannungsabhängige Stromdichtefunktion
$J_P$	kA/cm <sup>2</sup>	Peak-Stromdichte der Resonanztunneldiode
$J_{Peak}$	kA/cm <sup>2</sup>	Modellparameter des Peak-Stroms der RTD
$J_V$	kA/cm <sup>2</sup>	Modellparameter der Valley-Stromdichte RTD
$k$	1/s	RC-Konstante der RTD
$L_{AC}$	H	DC-Feed zur Spannungsversorgung
$L_D$	H	Parasitäre Kontaktinduktivität des Drain-Kontaktes
$L_G$	µm	Gate-Länge des Feldeffekttransistors
$L_G$	H	Parasitäre Kontaktinduktivität des Gate-Kontaktes
$L_{pad}$	H	Zuleitungsinduktivität der Kontaktpads
$L_S$	H	Parasitäre Kontaktinduktivität des Source-Kontaktes
$L_s$	H	Parasitäre Serieninduktivität der RTD
$m^*$	m <sub>e</sub>	Effektive Masse
$m$	1	Formfaktor der RTD-Kapazität
$n$	1	Idealitätsfaktor der Diode
$n_{2D}$	1	Elektronendichtefunktion

$n_{2D0}$	1	Elektronendichte Nominalwert
$P_{Aus}$	W	Ausgangsleistung
$P_{opt}$	W	Optische Leistung
$Q$	e	Gespeicherte Ladung
$Q_{gc}$	e	Gespeicherte Ladung in der GS-Kapazität
$Q_{ges}$	e	Gesamte generierte Ladungsträger
$Q_{gy}$	e	Gespeicherte Ladung in der GD-Kapazität
$R_0^*$	$\Omega$	Widerstandsbelag
$R$	$\Omega$	Widerstand
$R_{ch}$	$\Omega$	Kanalwiderstand des FET
$R_d$	$\Omega$	Differentieller Widerstand der RTD
$R_D$	$\Omega$	Drain-Widerstand
$R_{Det}$	A/W	Ansprechempfindlichkeit der pin-Diode
$R_{diode}$	$\Omega$	Kleinsignalwiderstand der GS-Diode
$R_{ds}$	$\Omega$	Drain-Source Widerstand
$Re(x)$		Realteil einer komplexen Variablen
$R_G$	$\Omega$	Gate-Widerstand
$R_{gd}$	$\Omega$	Gate-Drain-Bahnwiderstand
$R_{gs}$	$\Omega$	Gate-Source-Bahnwiderstand
$R_{id}$	$\Omega$	Endkanalwiderstand am Drainkontakt des FET
$R_{im}$	$\Omega$	Stoßionisationswiderstand
$R_{is}$	$\Omega$	Endkanalwiderstand am Sourcekontakt des FET
$R_L$	$\Omega$	Last-Widerstand
$R_{Last}$	$\Omega$	Last-Widerstand
$R_{Osz.i}$	$\Omega$	Widerstände der Oszilloskopeingänge
$R_{pad}$	$\Omega$	Pad-Widerstand
$R_{pgd}$	$\Omega$	Parasitärer Gate-Source-Widerstand
$R_{pgs}$	$\Omega$	Parasitärer Gate-Source-Widerstand
$R_{pin}$	$\Omega$	Zuleitungswiderstand der pin-Diode
$R_Q$	$\Omega$	Quelleninnen-Widerstand
$R_S$	$\Omega$	Parasitärer Großsignal-Widerstand der RTD
$R_s$	$\Omega$	Parasitärer Kleinsignal-Widerstand der RTD
$R_S$	$\Omega$	Source-Widerstand
$R_{sp,i}$	$\Omega$	Widerstände des Spannungsteilers
$\underline{S}_{ij}$	1	Komplexe normierte Streuparameter
$T$	K	Temperatur
$T$	s	Periode
$T_{ds}$	K	Rausch-Temperatur von $R_{ds}$

$T_{gs}$	K	Rausch-Temperatur von $R_{gs}$
$T_{pgs}$	K	Rausch-Temperatur von $R_{pgs}$
$U$	V	Spannung
$U_{Aus}$	V	Ausgangs-Spannung
$u_C$	V	Spannungsabfall über die RTD-Kapazität
$U_{DS}$	V	Drain-Source-Spannung
$U_{GS}$	V	Gate-Source-Spannung
$u_{gs,i}$	V	intrinsische Gate-Source-Spannung
$U_{Leer}$	V	Leerlaufspannung
$U_{Osz,i}$	V	Spannung am Oszilloskopeingang
$U_P$	V	Peak-Spannung
$U_Q$	V	Spannung der Quelle
$U_{Ref,i}$	V	Referenz-Spannung
$U_{RTD}$	V	Spannungsabfall über die RTD
$U_T$	V	Schwellenspannung
$U_{Takt}$	V	Takt-Spannung
$U_V$	V	Valley-Spannung
$W$	eV	Energie
$W_F$	eV	Fermienergie
$W_G$	$\mu\text{m}$	Gate-Weite
$W_L$	eV	Leitungsbandunterkante
$W_n$	eV	diskrete Energiezustände im Quantentopf
$W_{Opt}$	W	Optische Leistung
$W_{opt,ges}$	eV	Gesamte optisch eingestrahlte Energie
$W_r$	eV	Resonanzenergie
$W_r(U)$	eV	Spannungsabhängigkeit des Resonanzniveaus
$W_V$	eV	Valenzbandoberkante
$W_x$	eV	Energie der Elektronen in x-Richtung
$x$	m	Ortskoordinate
$x_n$		Startwert
$y$	m	Ortskoordinate
$\underline{Y}_{ij}$	S	Komplexe Admitanzparameter
$z$	m	Ortskoordinate
$\underline{Z}_{ij}$	$\Omega$	Komplexe Impedanzparameter
$Z_{open}$	$\Omega$	Leerlauf-Impedanz
$Z_{RTD}$	$\Omega$	Impedanz der RTD
$Z_{short}$	$\Omega$	Kurzschluss-Impedanz

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2DEG	Zweidimensionales Elektronengas
CAD	Computer Aided Design
D	Drain
DUT	Device under test
G	Gate
H	High-Zustand
HFET	Heterostruktur-Feldeffekttransistor
L	Low-Zustand
MHP	Modified Hermit Pulse
MIM	Metal-Insulator-Metal
MOBILE	Monostabile Bistabile Logik Elemente
MOVPE	Metal-Organic-Vapor-Phase-Epitaxy
NDR	Negative-Differential-Resistance
PDR	Positive-Differential-Resistance
PRBS	Pseudo Random Bit Sequence
RLZ	Raumladungszone
RTD	Resonanz-Tunnel-Diode
S	Source
s.i.	Semi-Isolierend
UWB	Ultra-Wideband

# 1 Einleitung und Aufgabenstellung

## 1.1 Motivation und Aufgabenstellung

In den letzten Jahren wurde die Weiterentwicklung von integrierten Schaltungen in erster Linie durch die Reduktion der Bauelementstrukturen bis in den Nanometerbereich vorangetrieben. Durch die mittlerweile erreichten Strukturgrößen und die immer aufwändigere Technologie für die Realisierung integrierter Schaltungen werden Alternativen zu den herkömmlichen CMOS-Schaltungen zunehmend attraktiver.

Alternative Bauelemente mit sehr guten Zukunftsprognosen stellen die Resonanztunnelelemente dar [1]. Die in dieser Arbeit untersuchten Resonanztunneldioden (RTD) sind Zweipolbauelemente mit sehr hohen intrinsischen Schaltgeschwindigkeiten [2], die einen negativ differentiellen Widerstandsbereich in ihrer Strom-Spannungskennlinie aufweisen.

Diese beiden Eigenschaften machen die Resonanztunneldioden interessant als Hochgeschwindigkeitsbauelemente für integrierte Schaltungen. Aufgrund der bisher nachgewiesenen Oszillationsfrequenzen von 650 GHz [3][4][5] eignet sich die RTD für Hochfrequenzanwendungen, schnelle Speicher [6], Analog-Digital Wandler [7] und auch schnelle mehrwertige Logik-Anwendungen [8]. Durch die Verwendung zweier RTD in Reihe lässt sich darüber hinaus ein Gatter formen, welches sich über einen Strom, meist mit auf dem gleichen Substrat realisierten Feldeffekttransistoren oder pin-Dioden, steuern lässt [9][10].

Bislang war die Herstellung von bei Raumtemperaturen funktionierenden RTD nur auf III/V Halbleitern möglich. Es zeigt sich jedoch, dass zunehmend Si-Ge als Technologie für Schaltungen mit Resonanzbauelementen interessant wird [11]. Darüber hinaus ist es möglich geworden, eine Kointegration von III/V-basierenden RTD auf Siliziumsubstrat zu realisieren [12], was neue Möglichkeiten einer zukünftigen Integration von CMOS und Resonanztunnelelementen eröffnet [13].

Das Besondere an den RTD ist der Bereich des negativ differentiellen Widerstands. Durch die enorme Funktionalität und die weiten Anwendungsgebiete des Bauelements stellen sie zugleich auch hohe Anforderungen an die Modellbildung und Simulation der Einzelkomponenten und Schaltungen [14][15]. Die genaue Beschreibung und die Erfassung von nichtlinearen Effekten sind mit rein analytischen Modellen gar nicht oder nur sehr schwer möglich. Deswegen ist der physikalische Bezug eines Schaltungsmodells zu dem quantenmechanischen Funktionsprinzip der RTD ein wesentlicher Bestandteil der Untersuchungen in dieser Arbeit.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, mit Hilfe der simulatorgestützten Parameterextraktion und neuen Mess- und Bestimmungsmethoden ausführliche Untersuchungen an RTD-Bauelementen durchzuführen und Beiträge für die Optimierung der Bauelemente und Schaltungen zu leisten. Dazu werden reale InAlAs/InGaAs RTD-Strukturen, wie sie im Fachgebiet Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie der Universität Duisburg-Essen entwickelt werden, zugrunde gelegt und ausführlich analysiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein konvergierendes semi-physikalisches RTD-Großsignalmodell entwickelt bzw. angepasst, das über die Fläche skalierbar ist und anschließend in der Schaltungsentwicklung eingesetzt wird.

Dafür mussten neue Methoden in der Parameterextraktion und der Messtechnik entwickelt werden, die eine exakte Bestimmung der RTD im linearen und nicht-linearen Bereich erlauben. Vorteil dieser Methoden ist eine starke Reduzierung der Extraktionsfehler durch gezielte Messungen in bestimmten Bereichen der Strom-Spannungskennlinie der RTD. Darüber hinaus konnten mittels eines neuen Messaufbaus im Zeitbereich frequenzabhängige Vorgänge des intrinsischen Bauelements erstmals nachgewiesen und charakterisiert werden.

Die Modellentwicklung führte zu der Realisierung von neuartigen Schaltungskonzepten mit RTD in Kombination mit HFET und pin-Photodioden. So wird durch die komplementäre Verschaltung von vier RTD ein neues Schaltungselement geschaffen, was sich für eine Vielzahl von verschiedenen Anwendungen eignet.

Besonders hervorzuheben sei hier eine zum Patent angemeldete Pulsgenerator-Schaltung auf Basis von RTD und pin-Photodioden, die sich beispielsweise für die sich gerade im Entwicklungsstadium befindlichen Ultrawideband (UWB) Technologie als Puls-Signalquelle sehr gut eignet.

## **1.2 Aufbau der Arbeit**

In den folgenden Kapiteln werden die notwendigen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit beschrieben. Zunächst werden die Funktionsprinzipien der verwendeten Bauelemente behandelt. Hier wird bereits das zugrundeliegende physikalische Modell der Resonanztunneldiode eingehend auf Basis vorangegangener Arbeiten dargestellt. Des Weiteren wird ein gängiges Modell für einen Feldeffekttransistor auf III-V-Basis vorgestellt und das Grundprinzip einer pin-Diode dargelegt. Abschließend zu den Grundlagen wird das Schaltungs- und Integrationskonzept aller Bauelemente auf einem semiisolierenden Substrat für diese Arbeit präsentiert.

Im Anschluss daran wird in Kapitel 3 auf die verwendete Messtechnik eingegangen und es werden die theoretischen Grundlagen zur Parameterextraktion beschrieben. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messtechnik zur Bestimmung der zeitabhängigen Großsignalparameter wird im letzten Unterkapitel präsentiert.

Inhalt des vierten Kapitels ist die Untersuchung der RTD mit Hilfe eines Kleinsignalmodells für verschiedene Temperaturen. Im Vordergrund steht dabei die Parameterextraktion aus Hochfrequenzmessungen und eine ausführliche Analyse des Bauelementverhaltens und der Geometrie, die anhand von Messergebnissen und theoretischen Berechnungen gestützt wird.

Ein zentraler Teil des Kapitels 5 beschäftigt sich mit der Großsignalanalyse der Resonanztunneldioden. Zunächst wird das Verhalten der Strom-Spannungscharakteristik bei Großsignalspannungen über den NDR-Bereich hinaus analytisch beschrieben und anschließend mit den neuen messtechnischen Methoden überprüft. Es wird gezeigt, dass das angepasste Großsignalmodell für die gezeigten Flächen der RTD übereinstimmende Ergebnisse mit Hochfrequenzmessungen in den entsprechenden Arbeitspunkten liefert.

Ein weiterer wichtiger Teil der Arbeit ist die Untersuchung von Schaltungskonzepten in Kapitel 6. Dabei wird, ausgehend von einer ausführlichen Analyse und Optimierung eines MOBILE-Gatters, ein neuartiges Schaltungskonzept präsentiert, welches in dieser Arbeit entwickelt wurde. Das Funktionsprinzip und die elektrische Beschreibung der neuen Schaltung schließen dieses Kapitel ab.

In Kapitel 7 werden Schaltungsergebnisse des Konzeptes aus Kapitel 6 anhand eines 1:2-Demultiplexers mit optischem Eingang vorgestellt. Insbesondere wird auf innovative Aspekte bezüglich der erreichten Verdopplung der zu verarbeitenden Datenrate im Vergleich zu vorherigen MOBILE-Demultiplexern eingegangen.

Im Vordergrund von Kapitel 8 steht die Nutzung des neuen Schaltungskonzeptes als Pulsgenerator mit beliebig einstellbarer Ausgangspulsform für Ultrawideband-Systeme. Im Anschluss folgt eine ausführliche Untersuchung der Ausgangssignalformen, die für UWB-Anwendungen von besonderem technischen Interesse sind.

Die Messergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit gefertigten Testschaltungen werden in Kapitel 9 vorgestellt. Dabei werden parallel zu den Messergebnissen Simulationen der Testschaltungen präsentiert, und zum Vergleich und der Interpretation der Ergebnisse verwendet. Darüber hinaus werden Ansatzpunkte zur weiteren Schaltungsoptimierung hier erörtert, um noch höhere Betriebsfrequenzen zu erzielen.



## 2 Beschreibung der Bauelemente

### 2.1 InP-Barriere Heterostruktur-Feldeffekttransistor

Der erste Heterostruktur-Feldeffekttransistor wurde im Jahre 1980 auf AlGaAs/GaAs Materialsystem vorgestellt [16]. Es folgten ständige Weiterentwicklungen und Optimierungen des Bauelements, und durch den Übergang auf das Materialsystem InAlAs/InGaAs/InP entstanden sehr leistungsfähige Transistoren, deren Aufbau und Wirkungsweise in diesem Kapitel beschrieben werden. Dabei werden grundsätzliche Problematiken speziell bei der Parameterbestimmung bereits in diesem Kapitel angesprochen und später im Zusammenhang mit der Beschreibung der Messverfahren weiter vertieft.

#### 2.1.1 Prinzipielle Funktionsweise der HFET

Bei dem Heterostruktur-Feldeffekttransistor wird der durch das Bauelement zwischen den beiden ohmschen Kontakten Source und Drain fließende Strom mittels einer an einem sperrenden Metall-Halbleiter-Kontakt (Gate) angelegten Spannung idealerweise leistungslos gesteuert. Im Unterschied zu homogenen Feldeffekttransistoren auf III/V-Materialien liegt bei dem hier verwendeten HFET ein heterogenes Materialsystem vor. Dabei wird ausgenutzt, dass sich bei der Kombination zweier geeigneter Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlückenenergien an deren Grenzfläche ein Potentialtopf mit diskreten Energieniveaus ausbildet, welcher den Kanal darstellt. Der Vorteil liegt in der Trennung von Ladungsträgern und dem dotierten Bereich. Dadurch, dass der Stromtransport im undotierten Material stattfindet, lassen sich hohe Beweglichkeiten und damit gute Hochfrequenzeigenschaften erzielen. Durch die angelegte Gate-Spannung wird die Ladungsträgerkonzentration im Kanal moduliert. Der typische Aufbau eines HFET wird im folgenden vorgestellt.

#### 2.1.2 Schichtaufbau der HFET

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Materialsystem InP/InGaAs/InP als Heterostruktur untersucht. Der charakteristische Aufbau eines solchen HFET sowie der Verlauf der Leitungsbandunterkante ( $W_L$ ) und Valenzbandoberkante ( $W_V$ ) unter dem Gate-Kontakt sind in Abb. 2.01 schematisch dargestellt. Aufbauend auf einem semi-isolierenden InP-Substrat befindet sich zunächst eine Pufferschicht, hier bestehend aus InGaAs, um Substrateinflüsse auf das aktive Bauelement zu unterdrücken und ein möglichst perfektes Kristallgitter für das weitere Kristallwachstum bereitzustellen.

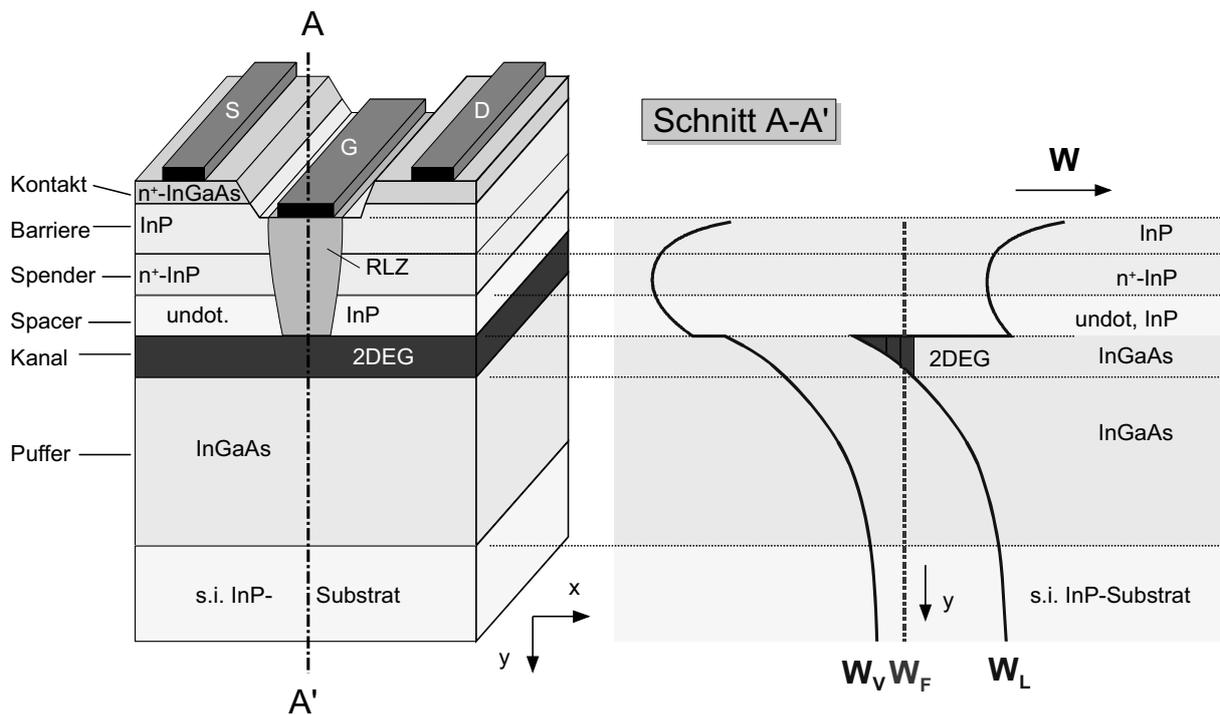


Abb. 2.01 Schichtaufbau eines Heterostruktur-Feldeffekttransistors mit Energiebandquerschnitt durch den Gate-Kontakt

Die nachfolgende Kanalschicht besteht aus undotiertem InGaAs und wird von oben mit einer undotierten InP Abstands (engl. Spacer)- und einer Dotierstoffschicht begrenzt. Aufgrund der unterschiedlichen Austrittsarbeiten und Bandabstände bildet sich ein Potentialtopf im Leitungsband aus, in dem sich die Elektronen aufgrund günstiger energetischer Verhältnisse bevorzugt aufhalten. Weil aufgrund der geringen Breite des Potentialtopfes die freien Bewegungsrichtungen der Ladungsträger auf nur zwei Raumrichtungen beschränkt sind, nennt man diesen Bereich auch zweidimensionales Elektronengas (2DEG). Da sich das 2DEG in der undotierten InGaAs Kanalschicht befindet, treten beim Ladungstransport im Vergleich zu dotierten Schichten kaum Streuprozesse bedingt durch die ionisierten Donatorrümpfe auf, was zu sehr guten Transporteigenschaften führt.

Über eine Spannung an der Gate-Elektrode, die durch einen sperrenden Schottky-Kontakt realisiert wird, lässt sich die Lage des Potentialtopfes relativ zum Fermi-Niveau einstellen und somit die Konzentration der Ladungsträger im 2DEG steuern. Neben InP als Material für den Schottky-Kontakt kann auch InAlAs verwendet werden. Unterschiede ergeben sich, aufgrund unterschiedlicher Barrierenhöhen von Metall und Halbleiter, bei der Schwellenspannung der Transistoren und der Flussspannung der Schottky-Dioden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Schaltungen wurden Transistoren mit InP-Barrierenschichten verwendet.

Die oberste Schicht, die sogenannte Deckschicht, besteht aus hochdotierten InGaAs und dient der Verbesserung der ohmschen Kontakte des Drain- und Source-

Anschlusses. Im Bereich des Gates wird die Deckschicht bis auf das InP-Material herunter weggeätzt, man spricht vom Gate-recess, so dass der Gate-Kontakt direkt auf der Barrierenschicht aufliegt. Zur Verbesserung der Ohm-Kontakte und zur Reduzierung des parasitären Bahnwiderstandes werden unterhalb der Ohm-Kontakte hoch dotierte Bereiche ( $n^+$ ) durch gezieltes Einlegieren von Dotierstoffen erzeugt. Diese legierten Bereiche reichen in vertikaler Richtung bis in den Bauelementkanal und ermöglichen eine gute Kontaktierung des 2DEG. Weiterhin lässt sich die Deckschicht auch zur Realisierung von monolithisch integrierten Widerständen verwenden.

### 2.1.3 Kleinsignalersatzschaltbild

Das Kleinsignalersatzschaltbild dient der linearen Beschreibung des Bauelements in Abhängigkeit von den angelegten Betriebsspannungen. Die einzelnen Elemente sind entweder einem bestimmten Bereich innerhalb des Bauelements oder einem physikalischen Prozess im Bauelement zugeordnet.

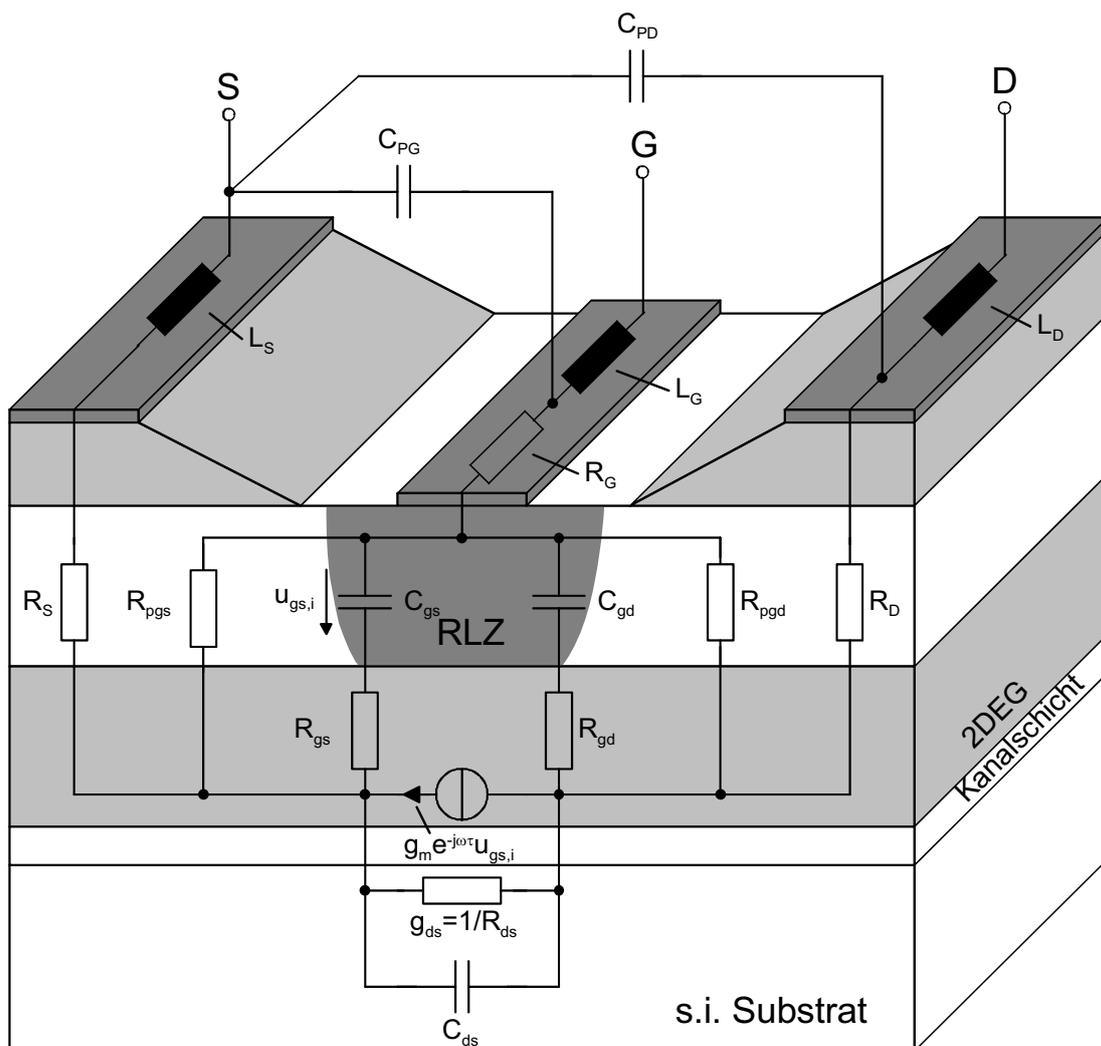


Abb. 2.02 Physikalische Lage der Kleinsignal-Ersatzschaltbildelemente des Feldeffekttransistors und der Lage der parasitären Kontaktelemente

In dieser Arbeit wurde ein Grundmodell verwendet, das aus 10 intrinsischen und 5 extrinsischen Elementen besteht [17][18][19], welche sich messtechnisch mit hoher Genauigkeit bestimmen lassen. Neben diesem Grundmodell werden Erweiterungen für den physikalischen Prozess der Stoßionisation verwendet sowie ein temperaturabhängiges Modell zur Beschreibung des Transistorrauschens. Auf die nähere messtechnische Bestimmung der jeweiligen Elemente wird in der Beschreibung der Methoden der Messtechnik in 3.3.1 detailliert eingegangen.

Die Position der physikalisch begründeten Kleinsignalersatzschaltbildelemente ist in Abb. 2.02 dargestellt. Aufgrund der Symmetrie des Transistors ist die physikalische Beschreibung zwischen Gate-Drain und Gate-Source im Wesentlichen sehr ähnlich. So wird der Bereich der Raumladungszone durch eine Kapazität  $C_{gs}$  bzw.  $C_{gd}$  in Serie zu einem Widerstand  $R_{gs}$  bzw.  $R_{gd}$  beschrieben. Leckströme durch das Gate zu den jeweiligen Kontakten können durch die idealerweise sehr großen Widerstände  $R_{pgs}$  und  $R_{pgd}$  beschrieben werden.

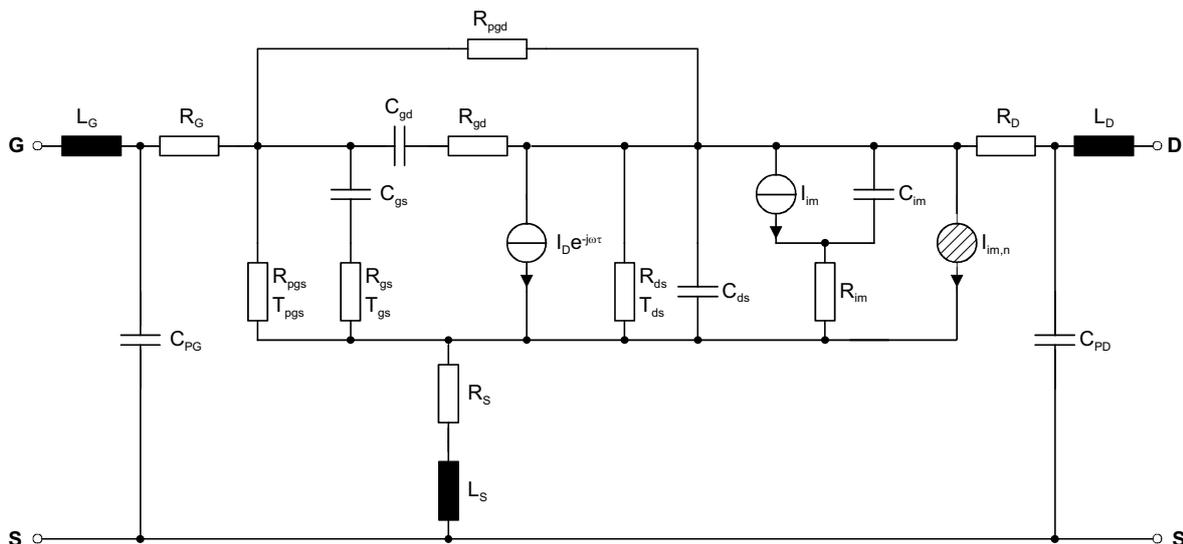


Abb. 2.03 Erweitertes Ersatzschaltbild eines Feldeffekttransistors mit parasitären Elementen der Kontaktpads sowie der Modelle für Rausch- und Stoßionisationsprozesse

Wie anfangs erwähnt, lässt sich das Ersatzschaltbild aus Abb. 2.03 in extrinsische und intrinsische Bereiche aufteilen, wobei der intrinsische Bereich das Verhalten des Transistors ohne Berücksichtigung der parasitären Größen, wie Bahnwiderstände und Zuleitungsinduktivitäten, beschreibt.

Die Widerstände  $R_S$  und  $R_D$  beschreiben die Verluste in den ohmschen Kontakten und den Bahngebieten und beinhalten sowohl die Metallisierungs- als auch die Übergangswiderstände. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Widerstand  $R_S$  aufgrund seiner gegenkoppelnden Wirkung großen Einfluss auf das Bauelementverhalten hat.

Der Gate-Widerstand  $R_G$  beschreibt die Verluste der Signale auf dem Gate-Kontakt und wird durch die Breite und Dicke der Metallisierung definiert. Insbesondere bei mit

Elektronenstrahlolithographie hergestellten Transistoren mit kurzer Gate-Länge kann der Widerstand sehr große Werte annehmen.

$L_S$ ,  $L_D$  und  $L_G$  geben die Induktivitäten der metallischen Zuleitungen wieder, deren Wert im Bereich von 50 bis 100 pH liegen kann, und durch die Kontaktstruktur des Bauelements hervorgerufen werden.

Die Steilheit  $g_m$  beschreibt im Kleinsignalersatzschaltbild das spannungsabhängige Verhalten der Stromquelle und ist eines der wichtigsten Vergleichsmerkmale bei Feldeffekttransistoren. Der Wert ergibt sich aus der Ableitung des Drain-Stromes  $I_D$  nach der Spannung  $U_{GS}$  zu:

$$g_m = \left. \frac{dI_D}{dU_{GS}} \right|_{U_{DS}=const} \quad (2.1)$$

Drainseitig beschreiben der Ausgangswiderstand  $R_{ds}$  bzw. Leitwert  $g_{ds}$  und die Drain-Source Kapazität  $C_{ds}$  das elektrische Verhalten und sind in erster Linie von den Eigenschaften der Pufferschichten auf dem Substrat abhängig. Der Ausgangswiderstand lässt sich aus dem Ausgangsstrom  $I_D$  wie folgt bestimmen:

$$\frac{1}{R_{ds}} = g_{ds} = \left. \frac{dI_D}{dU_{DS}} \right|_{U_{GS}=const} \quad (2.2)$$

Bedingt durch Source- und Drain-Widerstand reduzieren sich die im intrinsischen Bereich wirksamen Größen aus (2.3) und (2.4) wie folgt [20]:

$$g_{m,int} = \frac{g_m}{1 - g_{ds}(R_S + R_D) - g_m R_S} \quad (2.3)$$

$$g_{ds,int} = \frac{g_{ds}}{1 - g_{ds}(R_S + R_D) - g_m R_S} \quad (2.4)$$

Die Raumladungszone unterhalb des Gates wird durch die beiden Kapazitäten  $C_{gs}$  und  $C_{gd}$  beschrieben, wobei im Modell der Wert über die Änderung der Ladungen am Gate bestimmt wird:

$$C_{gs} = \left. \frac{dQ}{dU_{GS}} \right|_{U_{DS}=const.} \quad (2.5)$$

$$C_{gd} = \left. \frac{dQ}{dU_{DS}} \right|_{U_{GS}=const.} \quad (2.6)$$

Die Kanalwiderstände im Transistor werden durch die Widerstände  $R_{gs}$ ,  $R_{gd}$  und  $R_{ds}$  beschrieben.

Eine wesentliche Größe zur Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften ist die Transitfrequenz  $f_T$ , also die Frequenz, bei der die Stromverstärkung auf den Wert Eins abfällt. Näherungsweise berechnet sie sich aus dem Verhältnis von  $g_m$  und  $C_{gs}$ :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad (2.7)$$

Bei sehr kleinen Gate-Längen können  $C_{gs}$  und  $C_{gd}$  von gleicher Größenordnung sein, so dass die Gate-Drain Kapazität bei der Bestimmung von  $f_T$  mit berücksichtigt werden muss und (2.7) somit erweitert wird zu [20]:

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})} \quad (2.8)$$

Weiter wird zur Beschreibung auch die maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$  herangezogen, welche die Frequenz angibt, bei der die maximale Verstärkung den Wert Eins annimmt. Unter Annahme einer Kompensation der Rückkopplung wird dann die sogenannte unilaterale Verstärkung GU wie folgt angegeben:

$$f_{GU} \approx 0.5 \cdot f_T \cdot \sqrt{\frac{R_{ds}}{R_G + R_S + R_D}} \quad (2.9)$$

Die Rauschmodellierung erfolgt bei dem hier verwendeten Modell mittels den Widerständen  $R_{pgd}$ ,  $R_{pgs}$  und  $R_{gs}$  zugeordneten Rauschtemperaturen [21]. Gültig ist diese Zuordnung für thermische Rauschquellen. Bei der Stoßionisation, bei der es sich im Prinzip um einen stochastischen Vorgang handelt, ist es notwendig, eine additive Stromquelle zu verwenden, um den gegebenenfalls bei hohen Spannungen auftretenden Stromanstieg aufgrund der Stoßionisation [22] im Modell zu beschreiben.

### 2.1.4 Analytisches Großsignalmodell EEHEMT

Für den Einsatz in Schaltungssimulationen ist ein Kleinsignalmodell nur bedingt geeignet. So wird zur Beschreibung des nicht-linearen Verhaltens ein komplexeres Modell benötigt, welches über die arbeitspunktabhängige linearisierte Beschreibung intrinsischer und extrinsischer Komponenten hinaus sowohl die Abhängigkeit von der Signalleistung berücksichtigt als auch eine Differenzierung der Betriebsmodi des Transistors vornimmt. So ist es beispielsweise nicht möglich, einen Verstärker im AB-Betrieb mit einem Kleinsignalersatzschaltbild zu beschreiben. Des Weiteren weisen Großsignalmodelle typischerweise bestimmte Skalierungsvorschriften auf, die eine Variation von Designparametern wie z.B. die Gate-Weite bei der Berechnung der Kennlinien berücksichtigen.

Es gibt verschiedene Modelle zur Großsignalbeschreibung von Feldeffekttransistoren. So ist das klassische Curtice-Ettenberg-Modell [23] auf einer polynominalen



Dispersionsstrommodell ist über das elektrische Netzwerk parallel zur Gleichstromquelle  $I_{ds}$  definiert. Eine umfassende Beschreibung der Modellparameter findet sich im Anhang A.1.

### 2.1.4.1 Modellierung des Gate-Stroms

Der Betrieb der Gate-Diode in Flussrichtung wird durch eine exponentielle Strom-Spannungsgleichung beschrieben.

$$I_{gs}(U_{gs}) = I_s \left[ e^{\frac{qU_{gs}}{nk_bT}} - 1 \right] \quad (2.10)$$

$n$  stellt den Idealitätsfaktor der Diode und  $I_s$  den Sättigungsstrom dar. Für den Vorwärtsbetrieb stimmt das implementierte Diodenmodell gut mit dem Verhalten der realen Gate-Source-Diode überein, allerdings treten starke Abweichungen des Sperrstromes im Rückwärtsbetrieb der Diode auf. Weiterhin treten Abweichungen bezüglich des Temperaturverhaltens des Gate-Stroms für InP-Transistoren zwischen Modell und realem Bauelement auf, die bei temperaturabhängigen Simulationen berücksichtigt werden müssen.

### 2.1.4.2 Drain-Source Strommodell

Das Drain-Source Strommodell basiert auf der intrinsischen Steilheit  $g_{m,int}$  und dem Leitwert  $g_{ds}$ . Dabei werden vier Sektionen definiert, bei denen unterschiedliche analytische Ausdrücke zur Anwendung kommen. Definiert werden die Kennlinienfelder über die Gate-Spannung  $U_{GS}$  und der spannungsabhängigen Steilheit  $g_m$  des Bauelements.

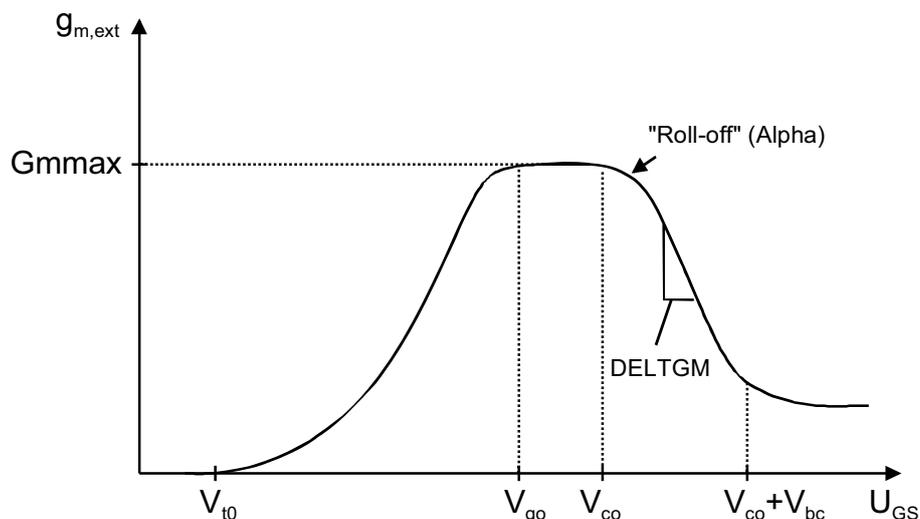


Abb. 2.05 Steilheit des Bauelements mit den EEHEMT Modellierparametern

Die vier Bereiche sind anhand des extrinsischen Steilheitsverlaufs in Abb. 2.05 mit den zugehörigen EEHEMT Parameter dargestellt. Der erste Bereich beschreibt den Anstieg der Steilheit von der Schwellspannung  $U_T$  bis hin zum Steilheitsmaximum  $g_{m,max}$ . Der Bereich der maximalen Steilheit bis zur Steilheitskompression wird als zweiter Bereich im Strommodell berücksichtigt. Die Spannungsbereiche oberhalb des Steilheitskompressionspunktes beschreiben den Rückgang der Steilheit, bis der Wert für hohe Spannung gegen ein Minimum strebt. Bei der Modellierung des Modells in dieser Arbeit wurden insbesondere die Bereiche um die Schwellspannung bis zu dem Steilheitskompressionspunkt angepasst.

### 2.1.4.3 Dispersionsstrommodell

Das Dispersionsmodell stellt eine Erweiterung zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit der Kennlinienfelder dar. So werden die im Vorfeld definierten Gleichstromparameter nun als frequenzabhängige Größen beschrieben. Dispersions-effekte treten beispielsweise durch Selbsterhitzung eines Transistors auf [28], oder auch die bei niedrigen Frequenzen in Erscheinung tretenden Störstellen [29] führen zu einer Frequenzabhängigkeit des Drain-Stromes.

### 2.1.4.4 Ladungsmodell

Das EEHEMT-Ladungsmodell basiert auf den Ladungen  $Q_{gc}$  und  $Q_{gy}$ , die zwischen Gate-Source und zwischen Gate-Drain bei den jeweiligen Spannungen moduliert werden.

Für die jeweiligen Kapazitäten gilt:

$$C_{gs} = \frac{\partial Q_{gc}}{\partial U_{gs}} \quad (2.11)$$

$$C_{ds} = \frac{\partial Q_{gy}}{\partial U_{ds}} \quad (2.12)$$

Dabei wird die jeweilige Ladungsänderung für die verschiedenen Modellbereiche entsprechend angepasst, so dass sich in bestimmten Bereichen stark vereinfachte Bestimmungsgleichungen ergeben, die die Parameterextraktion aus gemessenen Werten vereinfachen.

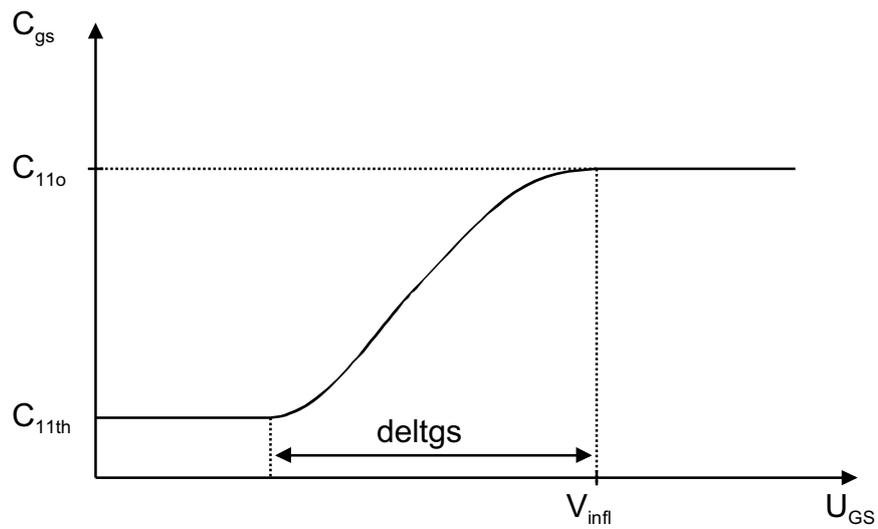


Abb. 2.06 Spannungsabhängiger Verlauf der Eingangskapazität

In Abb. 2.06 ist der von der Spannung  $U_{GS}$  abhängige Verlauf der Kapazität für eine konstante Spannung  $U_{DS} = U_{DSO}$  dargestellt.

## 2.2 InGaAs/InAlAs/InGaAs Resonanztunnelodiode (RTD)

Im Verlauf dieses Kapitels wird der Aufbau und die Wirkungsweise der in dieser Arbeit untersuchten InAlAs/InGaAs/InAlAs resonanten Tunneldioden beschrieben. Leo Esaki erhielt für die Entdeckung des Tunnelphänomens in Halbleitern 1973 den Physik-Nobelpreis [30]. Erstmals veröffentlicht wurde das quantenmechanische Tunneln durch Heterostruktur-Doppelbarrieren von Esaki, Tsu und Chang im Jahre 1974 [31] bei tiefen Temperaturen. Für das Verständnis des Funktionsprinzips der RTD wird kurz der von Tsu und Esaki [32] beschriebene quantenmechanische Tunnelprozess vorgestellt. Dann wird vor allem auf das für die Simulation notwendige semiphysikalische Modell zur analytischen Beschreibung des Gleichspannungsverhaltens eingegangen. Weiterhin werden spezielle Aspekte bei der arbeitspunkt-abhängigen Kleinsignalparameterextraktion bei hohen Frequenzen präsentiert und einige, für diese Arbeit wichtige, Begriffe eingeführt. Im Anschluss daran wird das für die Simulation verwendete Großsignalmodell vorgestellt.

### 2.2.1 Funktionsprinzip und Aufbau

Tunneleffekt bezeichnet den Effekt der Quantentheorie, dass ein Teilchen Bereiche überwinden kann, in denen es nach der klassischen Physik wegen nicht hinreichender Energie nicht vorhanden sein dürfte. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit, die angibt, wo sich ein Teilchen befindet, mit einer Wellenfunktion beschrieben. Wegen dem exponentiellen Abfall der Wellenamplitude in dem verbotenen Bereich spielt der Tunneleffekt nur bei sehr kurzen Strukturen eine Rolle.

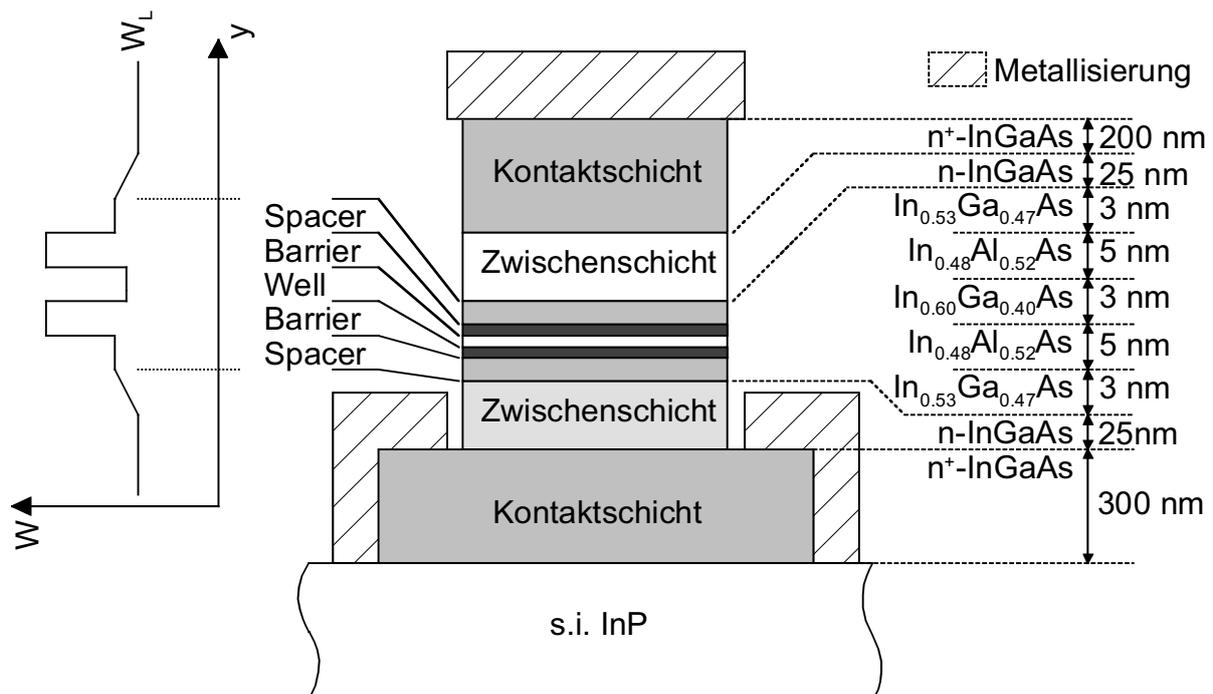


Abb. 2.07 Energiediagramm und Aufbau einer Resonanztunnelodiode, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde

Die Resonantztunneldiode besteht aus einer InGaAs/InAlAs Doppelbarrierenstruktur mit einem nur wenige nm breiten Quantentopf. In dem Quantentopf bilden sich aufgrund der geringen Breite des Topfes diskrete Energiezustände  $W_n$  aus. Ein typisches Beispiel für den Schichtaufbau einer RTD ist in Abb. 2.07 gegeben, welche die epitaktischen Schichten einer in einer Metall-Organischen-Gasphasen-Epitaxie-Anlage (engl.: Metal-Organic-Vapor-Phase-Epitaxie, MOVPE) gewachsenen Halbleiterstruktur zeigt. Der Bereich der Doppelbarriere mit dem Quantentopf besteht aus einer verspannten gitterfehlangepassten Heteromaterialkomposition aus InAlAs / InGaAs / InAlAs. Das die InAlAs-Barriere umschließende InGaAs dient als Abstandsschicht (engl. spacer) zu den höher dotierten, wesentlich dickeren, n-InGaAs und  $n^+$ -InGaAs Kontaktschichten, welche einen ohmschen Kontakt ermöglichen. Die Abstandsschicht selber dient der Optimierung der Strom-Spannungscharakteristik für Schaltungsanwendungen.

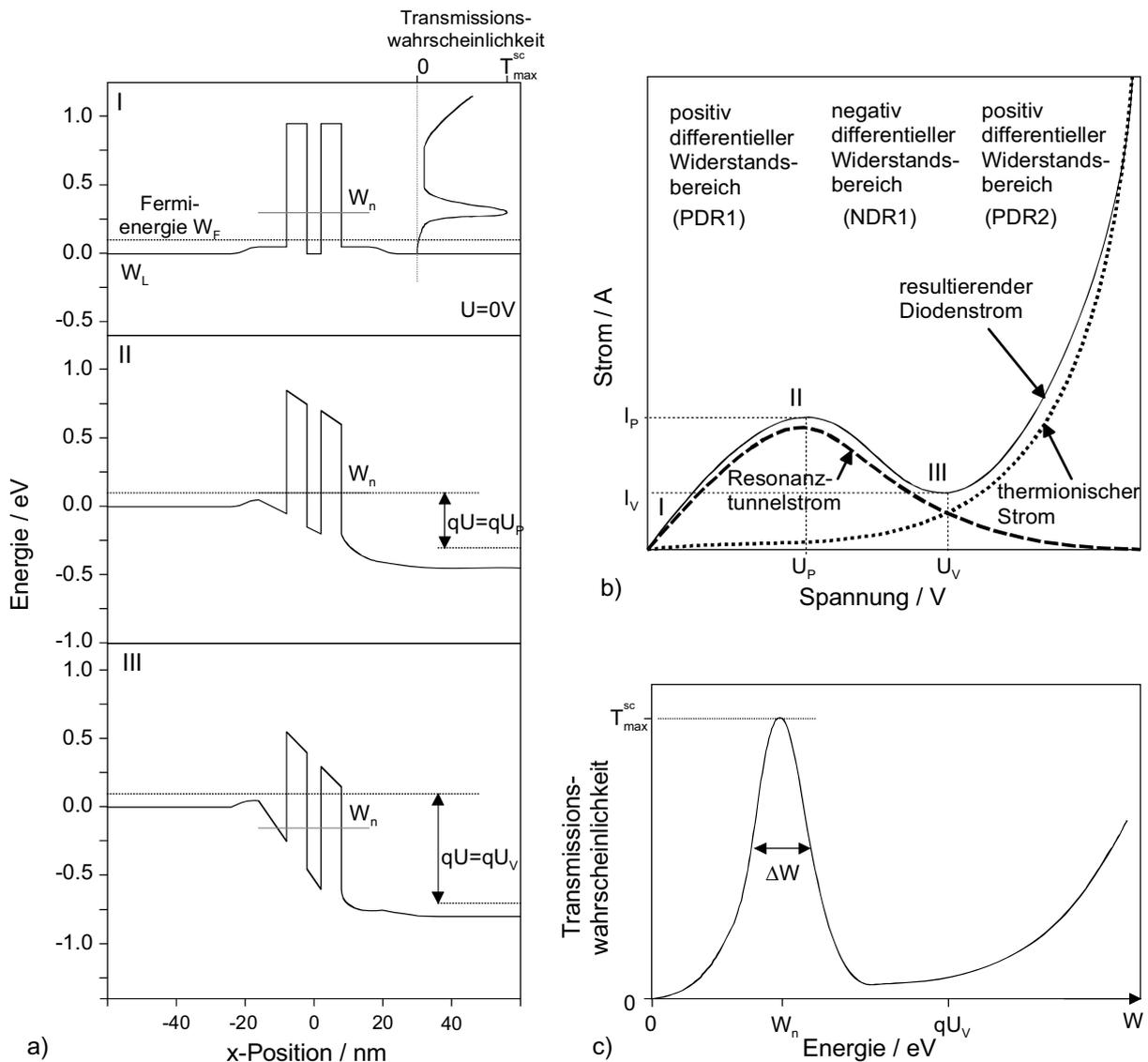


Abb. 2.08 a) Verlauf der Leitungsbandunterkante für charakteristische Spannungen, b) Strom-Spannungskennlinie, c) Transmissionswahrscheinlichkeit der RTD.

Im Betriebsfall treten zwei verschiedene physikalische Stromanteile auf, die getrennt voneinander betrachtet werden, nämlich der resonante Tunnelstrom und der thermionische Strom. Der thermionische Strom tritt erst bei hohen Spannungen auf und beschreibt den Ladungstransport über die Doppelbarrierenstruktur hinweg.

Die Resonanz entsteht genau dann, wenn die Energie  $W_x$  der Elektronen beim Auftreffen in x-Richtung auf die Barriere mit einem der diskreten Energiezustände  $W_n$  übereinstimmt. In diesem Fall ist die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Barrieren maximal. Die quantenmechanische Resonanz zeigt sich als ein lokales Maximum des spannungsabhängigen Tunnelstromes (Abb. 2.08b-II), der als Peak-Strom  $I_P$  bezeichnet wird, und bei der charakteristischen Peak-Spannung  $U_P$  auftritt.

Dabei ist die Anzahl der resonanten Energieniveaus, und damit auch die messbaren Strommaxima, abhängig von der Dimensionierung der Schichtpakete der Quantenstruktur [33]. Wird die Spannung weiter erhöht, so dass die Energie der Ladungsträger oberhalb des resonanten Energiezustandes  $W_n$  liegt, so nimmt die Transmissionswahrscheinlichkeit ab und der Strom wird reduziert (siehe Abb. 2.08b). Dieser charakteristische Bereich wird "negativ differentieller Widerstandsbereich" (engl. negative differential resistance, NDR) genannt. Der Spannungswert an dem der Strom dann das Minimum erreicht wird Valley-Spannung  $U_V$  genannt und der zugehörige Strom Valley-Strom  $I_V$ .

Die Resonanztunneldiode stellt ein vertikal orientiertes Bauelement dar, da der Strom senkrecht zu den Schichten fließt. Bei dem verwendeten Schichtdesign weist sie eine absolute Höhe von ca. 570 nm auf. Aufgrund der Symmetrie der Schichtstruktur ist die RTD sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung in gleicher Weise in Schaltungen einsetzbar. Sie wird bei der Modellierung der Stromdichtegleichung als ein Bauelement mit symmetrischen Strom-Spannungskennlinien angesehen, wobei es dass bei realen Bauelementen durchaus zu Unsymmetrien in den Kennlinien kommen kann, die aber aufgrund von Technologieschwanken entstehen, und in der Modellierung der Bauelemente aufgrund des zufälligen Auftretens nur schwer zu erfassen sind.

## 2.2.2 Semiphysikalisches Modell zur Stromdichteberechnung

Der wesentliche Anteil entfällt auf den sogenannten Resonanztunnelstrom, der bei Anlegen einer Spannung durch die diskreten Resonanzniveaus fließt. Dabei ist der resultierende Stromanteil über die Diode eine Funktion der angelegten Spannung. Zur Beschreibung des Resonanzstromes wurde von Tsu und Esaki [32] eine semi-physikalische Stromdichtegleichung entwickelt, welche in der Schaltungssimulation in modifizierter Form für analytische Modelle eingesetzt wird. Dabei basiert die Tsu-Esaki-Gleichung auf der Wechselwirkung der Transimierten und der Reflektierten Wellen in einer Doppelbarrierenstruktur. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass

aufgrund der symmetrischen Doppelbarrierenstruktur, dargestellt in Abb. 2.09, nur etwa die Hälfte der angelegten Spannung  $U$  im Quantentopf wirksam wird [34][35]. Die Herleitung der Stromdichtegleichung wird im absoluten Nullpunkt der Temperatur vorgenommen, da damit thermische Streuprozesse und Energieverteilungen idealisiert betrachtet werden können [36].

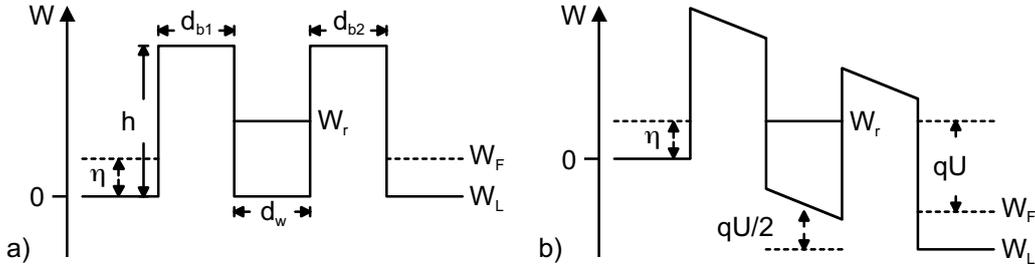


Abb. 2.09 a) Ideale symmetrische Doppelbarrierenstruktur und b) bei angelegter Spannung

Abb. 2.09 stellt eine ideale Doppelbarrierenstruktur dar. Die Breite  $d_{b1,b2}$  (hier  $d_{b1} = d_{b2}$ ), Dicke  $d_w$  und Höhe  $h$  des Quantentopfes definieren die Ausbildung eines Resonanzniveaus  $W_r$ .  $\eta$  stellt den Energiebereich zwischen Fermi-Niveau  $W_F$  und der Leitungsbandunterkante  $W_L$  dar, der bei  $T=0$  K voll besetzt ist. Dabei ist  $\eta$  auf beiden Seiten der Doppelbarriere gleich groß ( $\eta_{links} = \eta_{rechts}$ ).

Für den Fall der angelegten Spannung  $U$  ergibt sich somit folgende Formel [36]:

$$J(U) = \frac{q \cdot m^* \cdot k_B \cdot T}{2\pi^2 h^3} T_{\max}^{sc} \Delta W \ln \frac{1 + \exp\left[\left(\eta - W_r + \frac{qU}{2}\right) / k_B T\right]}{1 + \exp\left[\left(\eta - W_r - \frac{qU}{2}\right) / k_B T\right]} \cdot \left[ \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{W_r - \left(\frac{qU}{2}\right)}{\Delta W} \right] \quad (2.13)$$

$T_{\max}^{sc}$  stellt die maximale Transmissionswahrscheinlichkeit für den Resonanzfall und  $\Delta W$  die Halbwertsbreite des resonanten Energiezustandes  $W_r$  dar. Aus Gleichung (2.13) wird ersichtlich, dass bei Anlegen der Resonanzspannung  $qU_P = 2 \cdot W_r$ , der ArcTan-Term wegfällt [34][35][36]. Damit lässt sich die Stromdichte für diesen Resonanzfall zu

$$J_P = \frac{q \cdot m^* \cdot k_B \cdot T}{2\pi^2 h^3} T_{\max}^{sc} \Delta W \ln \frac{1 + \exp[\eta / k_B T]}{1 + \exp[(\eta - qU_P) / k_B T]} \frac{\pi}{2} \quad (2.14)$$

oder näherungsweise zu

$$J_p = \frac{q \cdot m^*}{4\pi\hbar^3} T_{\max}^{sc} \Delta W \cdot \eta \quad (2.15)$$

bestimmen. Für höhere Spannungen  $qU \gg 2 \cdot W_r$  strebt die Stromdichte in Gleichung (2.13) nach dem Vorzeichenwechsel des ArcTan-Term bei  $qU_p = 2 \cdot W_r$  gegen Null, was zur Abnahme des Stromes und dem negativ-differentiellen Widerstand führt.

### 2.2.3 Analytisches Schaltungsmodell

Ausgehend von der vorgestellten Tsu-Esaki Stromdichtegleichung wird das Modell in ein physikalisch basiertes CAD Modell überführt, welches die Einbindung der RTD in Schaltungssimulationen ermöglichen soll. Es bietet sich an, die nichtlineare Strom-Spannungskennlinie der RTD durch eine spannungsabhängige Stromquelle  $I_D = f(u_c)$  parallel zu einer spannungsabhängigen Verarmungskapazität  $C_{RTD}$  zu beschreiben.

Das typische Schaltungsmodell mit den zugehörigen linearen und nicht-linearen Elementen ist in Abb. 2.10 dargestellt. Die parasitäre Struktur der Diode wird in einem Serienwiderstand  $R_S$  zusammengefasst und umfasst neben dem Kontaktwiderstand auch die elektrischen Verluste der einzelnen Schichten.

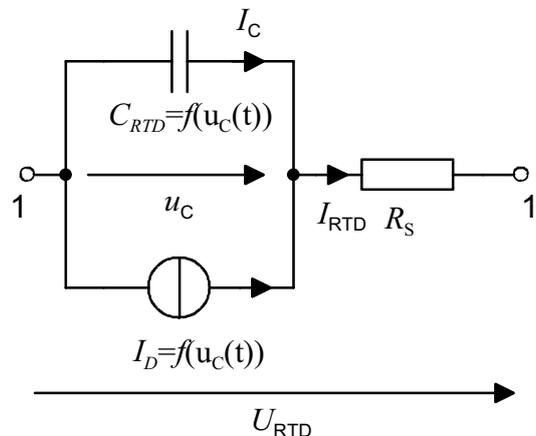


Abb. 2.10 Analytisches spannungsabhängiges Modell zur Beschreibung der Resonanztunneldiode.

#### 2.2.3.1 Modellierung der Stromgleichung $I_{RTD}$

Wie bereits in der Einleitung des Kapitels erwähnt, werden für die Anwendung der Tsu-Esaki-Gleichung (2.13) in der Modellierung der Resonanztunneldioden einige Vereinfachungen getroffen, die eine Anpassung eines aus der Originalgleichung abgeleiteten analytischen Ausdrucks an gemessene Strom-Spannungskennlinien erlauben.

Die getroffenen Einschränkungen bzw. Vereinfachungen sind folgend aufgelistet [36] und teilweise bereits in (2.13) zur Anwendung gekommen.

- Einführung von  $\delta_T$  und  $n_{2D0}$  in (2.16) als Modellparameter zur Anpassung der Strom-Spannungskennlinie.  $n_{2D0}$  beschreibt die zweidimensionale Elektronendichte im Leitungsband und wird vereinfacht durch  $n_{2D0} = (m^* \cdot k_B \cdot T) / (\pi \cdot h^2)$  ausgedrückt und in (2.13) eingesetzt.  $\delta_T$  wird als reiner Vorfaktor ohne physikalischen Bezug verwendet, um die Steigung der Resonanzkurve für  $U < U_p$  anzupassen.
- $W_r$  wurde bereits in (2.13) durch den Ausdruck  $W_r(U) = W_r - qU/2$  ersetzt, um die Spannungsabhängigkeit des Resonanzniveaus zu beschreiben. Daher wird davon ausgegangen das eine symmetrische Doppelbarriere vorliegt, und daher die Hälfte der Spannung über je eine der Barrieren abfällt.
- Das Maximum der Resonanzkurve wird auf Eins normiert, indem der Faktor  $2/\pi \cdot \ln[1 + \exp(\eta/\delta_T k_B T)] \approx 2\delta_T k_B T / (\pi\eta)$  in (2.16) eingeführt wird. Damit wird der Maximalwert der Stromdichte nur noch mit der Peakstromdichte  $J_{Peak}$  eingestellt, was eine einfachere Modellierung der RTD aus gemessenen Daten zulässt.
- Da der Exponentialterm im Nenner von (2.13) schon bei kleinsten Spannungen gegen Null strebt, kann der Term für die Modellgleichung in (2.16) vernachlässigt werden.

Damit ergibt sich für den Tunnelstrom in Abhängigkeit von der Fläche folgender Zusammenhang aus (2.13) mit den getroffenen Vereinfachungen:

$$I(U) = \frac{q \cdot n_{2D0}}{h} T_{max}^{sc} \Delta W \cdot A_{RTD} \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{\eta - W_r + \frac{qU}{2}}{\delta_T k_B T} \right) \right) \times \frac{2\delta_T k_B T}{\pi\eta} \cdot \left( \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{W_r - \left( \frac{qU}{2} \right)}{\Delta W} \right) \quad (2.16)$$

Da die Gleichung (2.16) ausschließlich aus technologisch definierten Parametern und Konstanten besteht, wird für die Anwendung im Schaltungslayout mit  $J_{peak}$  als charakteristischer Peak-Stromdichte gerechnet, welcher für die weitere Vereinfachung den Vorfaktor ersetzt:

$$J_{Peak} = \frac{q \cdot n_{2D0}}{h} \Delta W \quad (2.17)$$

Bei symmetrischem Aufbau der Resonanztunnelodiode und unter Annahme eines symmetrischen Stromverlaufs bei positiven und negativen Spannungen wird der resultierende Tunnelstrom durch die RTD  $I_{RTD}$  folgendermaßen beschrieben:

$$\begin{aligned}
I_D(U) &= I(U) - I(-U) = \\
& J_{Peak} A_{RTD} T_{max}^{sc} \cdot \frac{2\delta_T k_B T}{\pi\eta} \\
& \cdot \left[ \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{\eta - W_r + \frac{qU}{\delta_V}}{\delta_T k_B T} \right) \right) \cdot \left( \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{W_r - \left( \frac{qU}{\delta_V} \right)}{\Delta W} \right) \right. \\
& \left. - \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{\eta - W_r - \frac{qU}{\delta_V}}{\delta_T k_B T} \right) \right) \cdot \left( \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{W_r + \frac{qU}{\delta_V}}{\Delta W} \right) \right] \quad (2.18)
\end{aligned}$$

Bei hohen Spannungen tritt wie anfangs erwähnt ein thermionischer Stromanteil  $I_{TH}$  auf, der bei sehr hohen Spannungen exponentiell ansteigt und gemäß folgendem Zusammenhang beschrieben werden kann [7]:

$$I_{TH} = J_V \cdot A_{RTD} \frac{\sinh \left( \frac{q \cdot U}{n_V k_b T} \right)}{\sinh \left( \frac{q \cdot U_V}{n_V k_b T} \right)} \quad (2.19)$$

mit  $J_V$  der Stromdichte bei der Valley-Spannung  $U_V$  der RTD. Diese additive Stromkomponente wird der Stromgleichung in (2.18) hinzugefügt und beschreibt den in Abb. 2.08b-III ansteigenden Wert des Diodenstroms wie folgt:

$$I_D(U) = I(U) - I(-U) + I_{TH} \quad (2.20)$$

Für das analytische Modell kann mit Gleichung (2.18) der Resonanzstrom mit den in Tabelle 2.1 dargestellten typischen Parametern beschrieben werden.

Bezeichnung	Einheit	Typ. Wert	Beschreibung
Technologiegrößen			
$J_{Peak}$	kA/cm <sup>2</sup>	30-50	Peak-Stromdichte
$A_{RTD}$	μm <sup>2</sup>	10	Fläche
CAD Parameter			
$W_r$	eV	0.17	Resonanzenergie
$\eta$	eV	0.07	Lage der Fermienergie $W_F$ zu $W_L$
$\Delta W$	eV	0.028	Halbwertsbreite der Resonanz $W_r$
$T_{max}^{sc}$	1	0.95	Maximum der Transmission
$\delta_T$	1	0.9	Anpassungsfaktor Elektronendichte
$\delta_V$	1	2.0	Anpassungsfaktor Spannungsabfall
$J_V$	kA/cm <sup>2</sup>	6.2	Valley-Stromdichte
$U_V$	V	0.8	Valley-Spannung
$n_V$	V	16.5	Anpassungsfaktor Diodenstrom

Tabelle 2.1 Typische Werte einer gemessenen und an das modifizierte Tsu-Esaki Modell angepassten Resonanztunnelndiode

### 2.2.3.2 Modellierung der spannungsabhängigen Kapazität $C_{RTD}$

Die spannungsabhängige Kapazität der RTD besteht im Wesentlichen aus zwei kapazitiven Anteilen, der Verarmungskapazität  $C_{dep}$  und der Quantentopfkapazität  $C_{qw}$ . Bezüglich der Spannungsabhängigkeiten lässt sich folgende Gleichung für die Bestimmung der resultierende Gesamtkapazität anwenden [7]:

$$C_{RTD}(U) = \frac{A_{RTD}C_0^*}{\left(1 + \frac{U}{\phi_C}\right)^m} + C_{qw} \quad (2.21)$$

Dabei stellt der erste Term in Gleichung (2.21) die mit zunehmender Spannung abnehmende Verarmungskapazität dar, während der zweite Term die Quantentopfkapazität beschreibt, welche im NDR-Bereich ein Maximum annimmt.  $A_{RTD}$  stellt die effektive Fläche der Diode dar und  $C_0^*$  die Kapazität pro Flächeneinheit bei  $U = 0V$ . Der Spannungsskalierungsfaktor  $\phi_C$  wird zusammen mit einem Formfaktor  $m$  verwendet, um den Abfall der Kapazität anzupassen.  $C_0^*$  kann näherungsweise über die Dielektrizitätskonstanten und die Schichtdicken der Quantenstruktur zusammen mit den Abstandsschichten bestimmt werden:

$$C_0^* = \frac{\varepsilon_{ri}\varepsilon_0}{2 \cdot d_b + d_w + d_{acc} + d_{dep}} \Big|_{U=0V} \quad (2.22)$$

Die Verarmungs- und Anreicherungsgebiete  $d_{acc}$  und  $d_{dep}$  werden ebenfalls bei  $U = 0V$  bestimmt. Die Steigung des Kapazitätsverlaufs über die Spannung wird über den Modellparameter  $\phi_C$  eingestellt.

Aufgrund der Heteromaterialstruktur ist es sinnvoll, einen gemittelten Dielektrizitätswert  $\varepsilon_{ri}$  zu verwenden. Die Dimensionen der Quantenstruktur gehen über die Schichtdicken der Barriere  $d_b$  sowie der Breite des Quantenbrunnens  $d_w$  in die Bestimmung mit ein. Die Anreicherungs- und Verarmungsgebiete, die sich über die Abstandsschichten ausdehnen, werden mit  $d_{acc}$  und  $d_{dep}$  bei der Modellierung berücksichtigt. Typische Werte für  $C_0^*$  liegen zwischen 4 und 8 fF/ $\mu\text{m}^2$ .

Die Quantenkapazität leistet einen kapazitiven Beitrag, sobald sich die RTD in dem negativ differentiellen Widerstandsbereich befindet. Eine im Resonanzfall auftretende Speicherung von Ladungsträgern im Quantentopf führt bei dem Wechsel in einen nicht-resonanten Zustand zu einer Verzögerung des Abtransportes der zuvor gespeicherten Ladungen im Quantentopf und damit zu einer zusätzlichen Kapazität  $C_{qw}$ . Es kann über die Lebensdauer  $\tau_{qw}$  der Elektronen im Quantentopf und über den differentiellen Widerstand folgender Ausdruck angenommen werden:

$$C_{qw} = -\frac{dQ}{dU} = -\tau_{qw} \frac{dI_{RTD}(U)}{dU} \quad (2.23)$$

Allerdings ist der Anteil der im Quantentopf gespeicherten Ladungen schaltungstechnisch nicht von großer Bedeutung, da die Quantenkapazität nur im negativ differentiellen Widerstandsbereich wirksam ist und die RTD in der Schaltungsanwendung im allgemeinen in den PDR-Bereichen arbeitet. Die Lebensdauer  $\tau_{qw}$  beträgt bei den untersuchten Bauelementen etwa 0,6 ps.

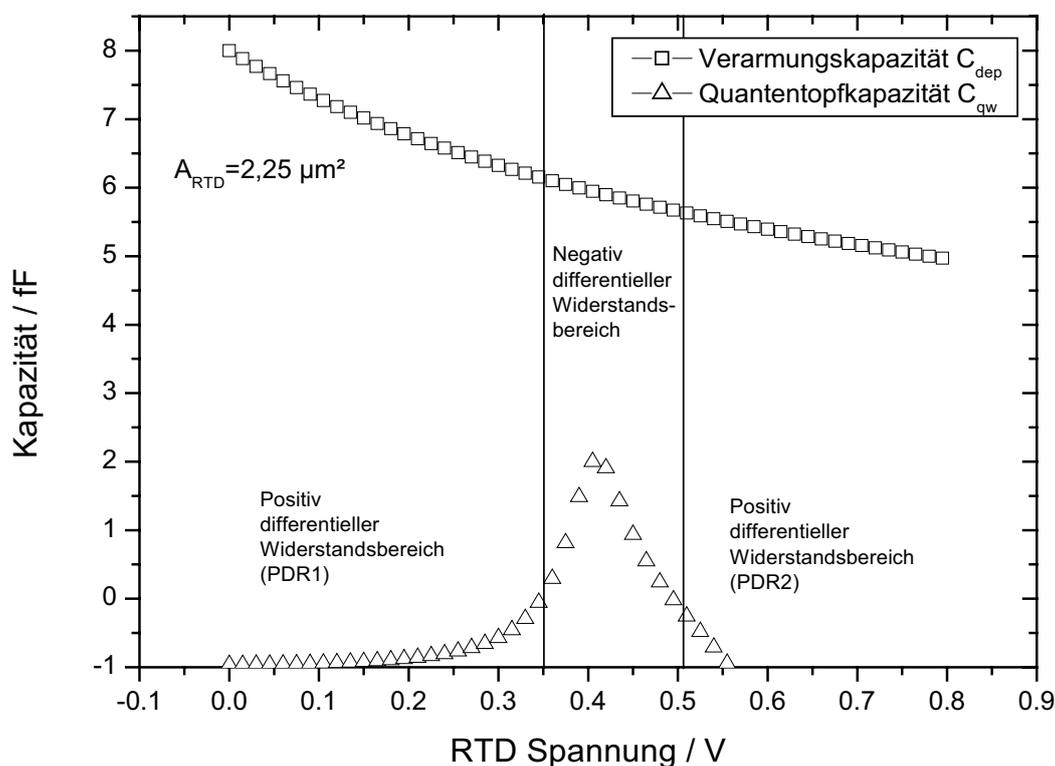


Abb. 2.11 Aufteilung der Quantentopfkapazität und der Verarmungskapazität in Abhängigkeit von der Spannung an der Resonanztunnelndiode

Die beiden Teilkapazitäten in der Resonanztunnelndiode sind exemplarisch für eine Diode in Abb. 2.11 dargestellt. Deutlich erkennbar ist die zusätzliche Ladungsspeicherung in dem Quantentopf im NDR Bereich.

Eine Alternative zum physikalisch basierten Stromdichtemodell stellt die von Yan vorgeschlagene semi-empirische Modellierung der Strom-Spannungskennlinie durch abschnittsweise definierte Gauß- und Exponentialfunktionen mit unterschiedlicher Breite für die Bereiche mit positiv differentiellem Widerstand (PDR) und negativ differentiellem Widerstand (NDR) dar [37]. Das Modell ist aufgrund der reduzierten Anzahl der Parameter einfach anzupassen, wirkt sich allerdings durch die abschnittsweise Definition der verschiedenen Bereiche in Form von Konvergenzproblemen nachteilig bei der Schaltungssimulation aus. Darüber hinaus erschweren empirische Parameter Rückschlüsse aus den gemessenen und extrahierten Daten auf die Bauelementtechnologie. Aufgrund der Stetigkeit des semi-

physikalischen Modells beziehen sich sämtlich Modellparameter dieser Arbeit stets auf das Tsu-Esaki-Modell.

### 2.2.4 Kleinsignalersatzschaltbild

Es ist sinnvoll, für die Auswertung von Hochfrequenzmessungen ein Kleinsignalersatzschaltbild für die Resonanttunneldiode heranzuziehen, welches eine detaillierte spannungsabhängige Analyse der einzelnen Komponenten zulässt. Dabei werden in der Literatur verschiedene Modelle vorgeschlagen [38][7][39][40][41], welche aber im Wesentlichen auf das in Abb. 2.12 gezeigte Ersatzschaltbild zurückgeführt werden können.

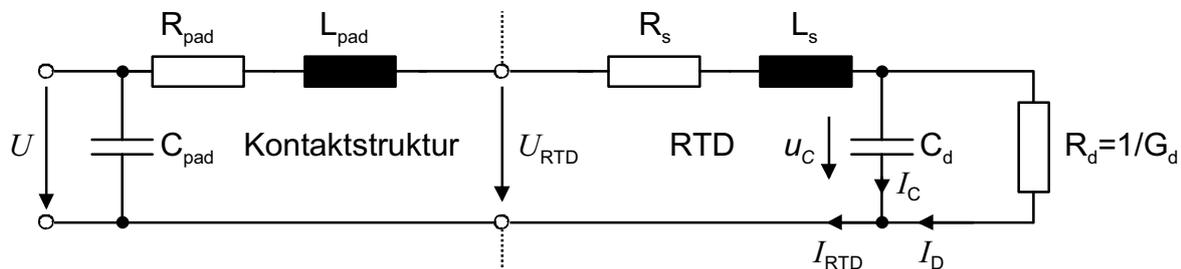


Abb. 2.12 Kleinsignalersatzschaltbild der Resonanttunneldiode in Eintor-Konfiguration mit parasitären Kontaktelementen.

Das in Abb. 2.12 dargestellte Modell setzt sich aus spannungsabhängigen und spannungsunabhängigen Elementen zusammen. So kann für die Kontaktwiderstände und seriellen parasitären Widerstände der RTD, die auf die Schichtstruktur zurückzuführen sind, Spannungsunabhängigkeit angenommen werden. Gleiches gilt für den Induktivitätsbelag der Schichtpakete. Als spannungsabhängig anzusehen sind allerdings der Widerstand  $R_d$ , welcher den differentiellen Widerstand des jeweiligen Arbeitspunktes darstellt, sowie die Kapazität  $C_d$ , die, wie im vorherigen Unterkapitel beschrieben, als spannungsabhängige Verarmungskapazität angesehen wird.

Betrachtet man die Impedanz der RTD ohne die Kontaktstruktur, so lässt sich folgender Ausdruck für den Realteil

$$\operatorname{Re}(Z_{RTD}) = R_s + \frac{R_d}{1 + (\omega \cdot C_d \cdot R_d)^2} \quad (2.24)$$

bzw. für den entsprechenden Imaginärteil

$$\operatorname{Im}(Z_{RTD}) = \omega \cdot L_s - \frac{\omega \cdot R_d^2 \cdot C_d}{1 + (\omega \cdot C_d \cdot R_d)^2} \quad (2.25)$$

herleiten.

Da eine deterministische Bestimmung der Ersatzschaltbildelemente der RTD analytisch nicht möglich ist, werden im Kapitel der Parameterextraktion auf Grundlage der Gleichungen (2.24) und (2.25) Methoden vorgestellt, welche eine Bestimmung der Elemente erlauben.

### 2.2.5 Oszillation und Stabilitätskriterien

Da es sich bei der RTD um ein Bauelement mit einem negativ differentiellen Widerstandsbereich handelt, besteht die Wahrscheinlichkeit, dass bei geeigneten Bedingungen die Tunnelodiode anfängt, zu schwingen. Kidner hat eine eingehende Untersuchung des Schwingvorgangs auf Grundlage des in Abb. 2.12 gezeigten Kleinsignalersatzschaltbilds für das Bauelement vorgenommen und die folgend genannten Oszillationsbedingungen hergeleitet [42]. Das Ersatzschaltbild in Abb. 2.12 kann durch die Differentialgleichung 2ter Ordnung

$$U_{RTD} = L_s C_d \frac{d^2 U}{dt^2} + \left( R_s C_d - \frac{L_s}{R_d} \right) \frac{dU}{dt} + \left( 1 - \frac{R_s}{R_d} \right) U \quad (2.26)$$

angegeben werden. Kidner hat vier mögliche Lösungen der charakteristischen Gleichung der obigen Differentialgleichung bestimmt, wovon zwei zur Selbstoszillation führen:

*Lösung I:*

Anwachsende Schwingung der Funktion tritt bei reellen Lösungen der Form

$$\frac{R_s}{R_d} > 2 \sqrt{\frac{L_s}{R_d^2 C_d}} - \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.27)$$

auf und mindestens eine Lösung ist positiv.

$$\frac{R_s}{R_d} > 1 \text{ oder } \frac{R_s}{R_d} < \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.28)$$

*Lösung II:*

Anwachsende Schwingung der Funktion tritt bei komplexen Lösungen auf

$$\frac{R_s}{R_d} < 2 \sqrt{\frac{L_s}{R_d^2 C_d}} - \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.29)$$

mit einem positiven Realteil

$$\frac{R_s}{R_d} < \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.30)$$

*Lösung III:*

Gedämpfte Schwingung wurde von Kidner für reelle Lösungen entwickelt

$$\frac{R_s}{R_d} > 2 \sqrt{\frac{L_s}{R_d^2 C_d}} - \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.31)$$

bei denen beide Terme negativ sind

$$\frac{R_s}{R_d} < 1 \text{ oder } \frac{R_s}{R_d} > \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.32)$$

*Lösung IV:*

Gedämpftes Wachstum tritt für komplexe Lösung der Form

$$\frac{R_s}{R_d} < 2 \sqrt{\frac{L_s}{R_d^2 C_d}} - \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.33)$$

auf bei negativem Realteil.

$$\frac{R_s}{R_d} > \frac{L_s}{R_d^2 C_d} \quad (2.34)$$

Fasst man die Ergebnisse der vier Lösungen der Differentialgleichungen zusammen, so lässt sich daraus folgendes Stabilitätskriterium entwickeln.

$$\frac{L_s}{R_d^2 C_d} < \frac{R_s}{R_d} < 1 \quad (2.35)$$

Mittels (2.35) ist es möglich, für die verschiedenen Arbeitspunkte nach der Kleinsignalparameterextraktion die Stabilität zu überprüfen. Dazu wird das sogenannte Stabilitätsdiagramm eingeführt.

Im Wesentlichen gilt es, das Verhältnis von  $R_s$  zu  $R_d$  kleiner Eins zu halten. Wobei beachtet werden muss, dass sich  $R_s$  nur aus den Schichtwiderständen zusammensetzt, und dass bei fehlender Entkopplung auch Teile der Kontaktstruktur einen Einfluss auf die Stabilitätsberechnung aufweisen.  $R_d$  hängt sowohl von der Fläche der RTD als auch von dem Transmissionsparameter durch die Doppelbarriere ab, und führt insbesondere bei großen Bauelementen dazu, dass die Bauelemente instabil werden und beginnen zu oszillieren.

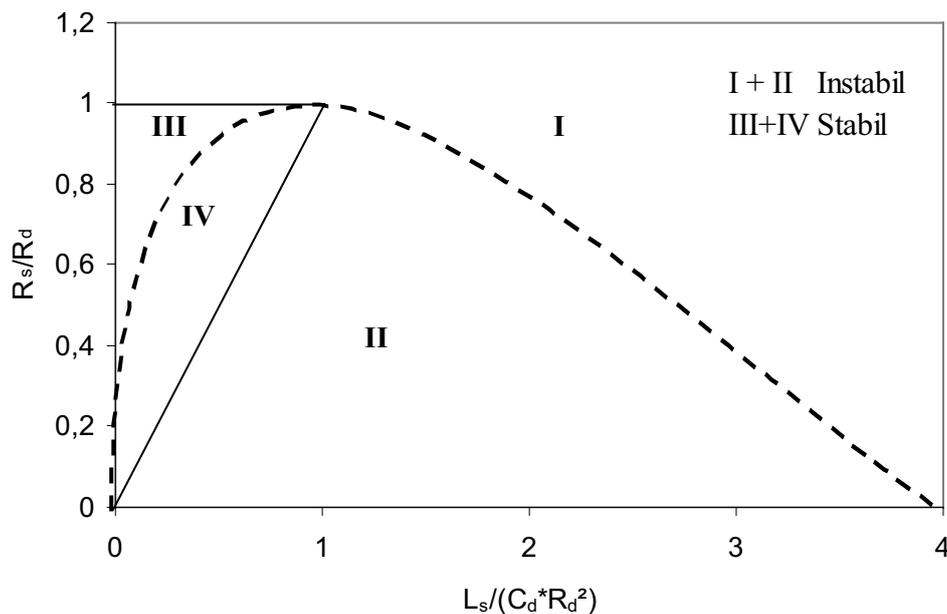


Abb. 2.13 Stabilitätsdiagramm nach Kidner mit den jeweils stabilen Betriebsregionen (III + IV) und den instabilen Bereichen (I + II) nach dem Stabilitätskriterium in (2.35)

Das Stabilitätsdiagramm in Abb. 2.13 erleichtert bei der Schaltungsanwendung die Überprüfung der Stabilität der RTD. So wird beim Auftragen der arbeitspunktabhängigen Kleinsignalparameter sofort deutlich, ob in dem jeweiligen Arbeitspunkt Schwingneigung besteht. Insbesondere lassen sich damit Zuleitungselemente mit in die Stabilitätsbetrachtung einbeziehen, da diese sich in den Parametern  $R_s$  und  $L_s$  wiederfinden. Stabil betrieben wird die RTD nur in den Gebieten III und IV, in den übrigen Bereiche I und II dagegen fängt die Schaltung bzw. die RTD in ihrer Systemumgebung an zu oszillieren. Erwähnt sei, dass bei Arbeitspunkten im NDR-Bereich aufgrund des negativen Widerstands  $R_d$  generell Schwingneigung besteht, und das Stabilitätsdiagramm für die Überprüfung der übrigen Arbeitspunkte verwendet wird.

## 2.3 Monostabile Bistabile Logik Elemente (MOBILE)

Durch die Zusammenschaltung zweier Resonanztunneldioden lässt sich ein Schwellwertgatter aufbauen, welches in Abhängigkeit vom eingprägten Strom zwischen zwei Arbeitspunkten umschalten kann. Das sogenannte MOBILE-Gatter wurde erstmals von Maezawa [9] im Jahr 1994 vorgestellt und besteht im Wesentlichen aus zwei in Serie geschalteten Resonanztunneldioden mit unterschiedlichen Flächen. Aufgrund der nichtlinearen RTD-Kennlinie ergibt sich ein Speicherelement, was im Gegensatz zu herkömmlichen Technologien sehr schnelle Schaltzeiten aufweist. Bekannte Anwendungs- und Forschungsgebiete sind Analog-Digitalkonverter, Speicherzellen sowie Binäre und Mehrwertige Logikelemente.

### 2.3.1 Funktionsprinzip des Schwellwertgatters

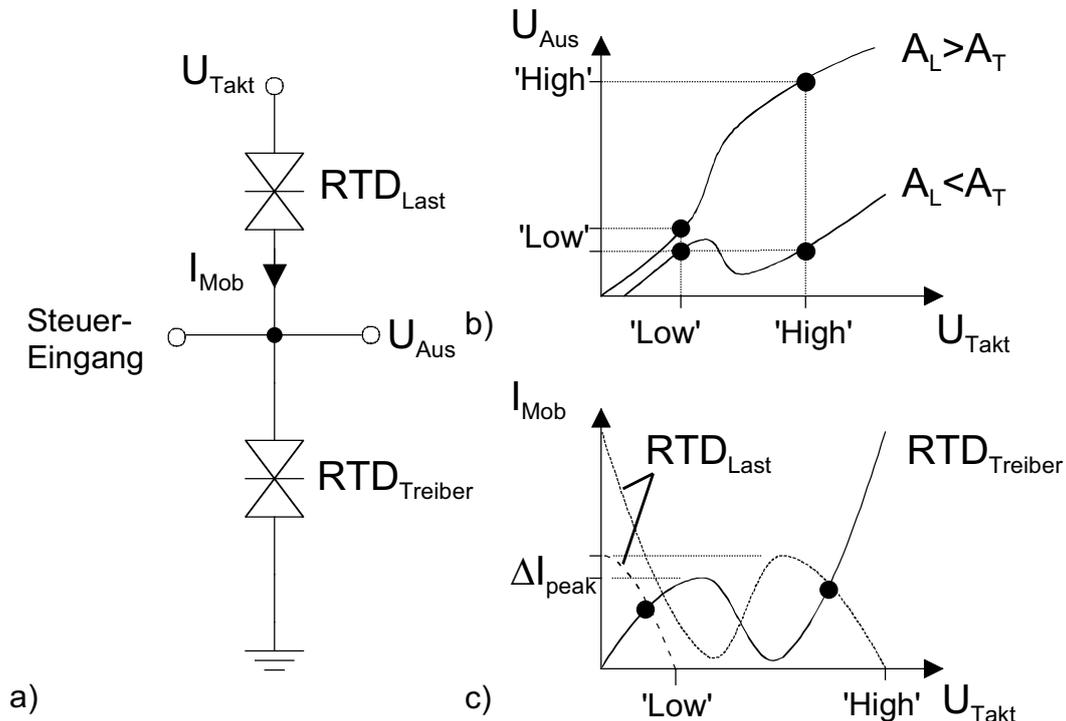


Abb. 2.14 a) Elektrisches Schaltbild, b) Bifurkationskurve des MOBILE für unterschiedliche Flächenverhältnisse, c) Last und Treiberkennlinie des MOBILE in monostabilem und bistabilen Arbeitspunkten

Die Resonanztunneldioden werden in einer Treiber-Last-Konfiguration betrieben, wie in Abb. 2.14a dargestellt. Der Betrieb geschieht über die Taktspannung  $U_{Takt}$  und über einen Steuereingang, über den ein Strom zugeführt werden kann [43]. Das prinzipielle Schaltverhalten wird durch die Einstellung der Flächenverhältnisse vorgenommen (siehe Bifurkationskurve in Abb. 2.14c). Die Kennlinie der Treiber- und der Lastdiode überlagern sich dabei in Abhängigkeit von der angelegten Taktspannung in entweder nur einem Punkt (monostabil) oder in einem von zwei möglichen Punkten (bistabil). Der bistabile Zustand tritt bei ausreichender Taktspannung, wie in Abb. 2.14b/c dargestellt, ein. Der monostabile Zustand kennzeichnet ein ausgeschaltetes MOBILE-Gate und der Arbeitspunkt wird auf einen festen Wert gezwungen.

Ausgehend vom ausgeschalteten Zustand wird die Taktspannung in positive Richtung erhöht. Da die Ausgangsspannung  $U_{Aus}$  über die Treiber-RTD abgegriffen wird, befindet sich diese noch im 'Low'-Zustand. Bei Erhöhung von  $U_{Takt}$  verschiebt sich die Last-Kennlinie parallel an der Spannungsachse. Wenn die Last-RTD eine größere Fläche hat als die Treiber-RTD ( $A_L > A_T$ ), weist die Last-RTD einen höheren Peak-Strom auf. Dadurch wird, bei ansteigender Spannung  $U_{Takt}$ , die Last-RTD den Schnittpunkt über den Treiber-Peak hinüberfahren und den Arbeitsbereich der Treiber-RTD von dem PDR1 in den NDR-Bereich bringen, was den Wechsel von  $U_{Aus}$  in den 'High'-Zustand einleitet. Die Last-RTD arbeitet aber immer noch im PDR1-Bereich. Bei weiterer Erhöhung der Spannung  $U_{Takt}$  bis zum 'High'-Wert, wird der Schnittpunkt

der Treiber-RTD aus dem NDR in den PDR2-Bereich gefahren, und somit erreicht die Spannung  $U_{Aus}$  ebenfalls den 'High'-Pegel (vgl. Abb. 2.14b). Es wechselt für den Fall  $A_L > A_T$  also immer die Treiber-RTD die Arbeitsbereiche während die Last-RTD immer im PDR1-Bereich verbleibt. Im umgekehrten Fall, also  $A_L < A_T$ , ändert die Last-RTD ihre Arbeitsbereich bei ansteigender Spannung, und die Treiber-RTD bleibt aufgrund des nun höheren Peak-Stroms im PDR1-Bereich und somit  $U_{Aus}$  immer 'Low'.

Das MOBILE entspricht hinsichtlich seiner logischen Funktion einem flanken-gesteuerten D-Flipflop. Das heißt, dass nur bei ansteigender Taktspannung ein Arbeitspunkt definiert werden kann, der dann für die zeitliche Dauer des Taktsignal gehalten wird.

### 2.3.2 Steuerung des MOBILE

Über die Flächen des Treibers und der Last wird die grundsätzliche Schalteigenschaft festgelegt. Darüber hinaus kann das MOBILE über den Steuereingang am Knoten zwischen Last und Treiber mittels eines Stromes gesteuert werden. Dabei wird entweder ein Strom zu- oder abgeführt, abhängig von der Polarität der angelegten Stromquelle, was zu einer Parallelverschiebung der Treiberkennlinie an der Stromachse relativ zum Strom  $I_{Mob}$  führt und damit zu einer Verschiebung des relativen Peak-Stromes der Treiberkennlinie.

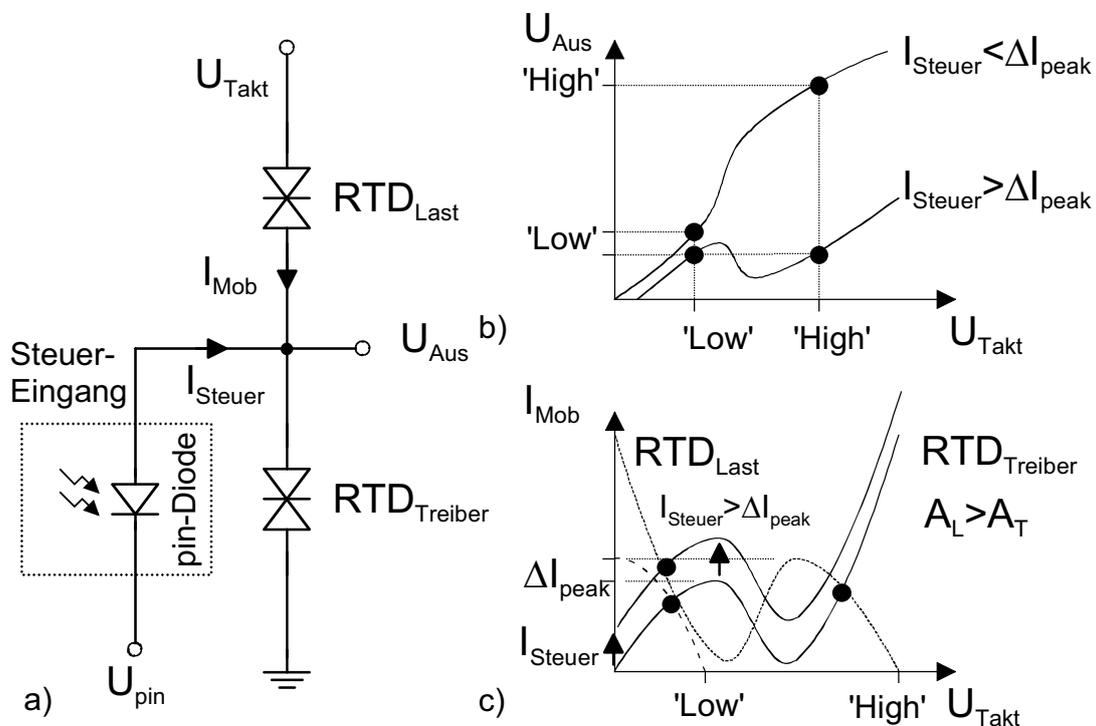


Abb. 2.15 Funktionsprinzip der Stromsteuerung des MOBILE, a) Ersatzschaltbild, b) Bifurkationskurve, c) Last-Treiberkennlinie

Somit kann ab einem bestimmten zugeführten Strom  $|I_{\text{Steuer}}| > |\Delta I_{\text{Peak}}|$  bei Erhöhung der Taktspannung der Peak-Strom des Treibers nicht mehr überwunden werden und das MOBILE bleibt im 'Low'-Zustand, wie prinzipiell in Abb. 2.15 dargestellt.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, dem MOBILE den Strom, der für das Umschalten benötigt wird, zuzuführen. Dazu lässt sich beispielsweise ein parallel zum Treiber oder zur Last geschalteter Transistor verwenden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine Stromquelle an den Verbindungspunkt anzuschließen und das Steuersignal extern zuzuführen. Für diese Arbeit wurde eine vorgeschaltete pin-Photodiode, wie in Abb. 2.15 dargestellt, verwendet, welche in Abhängigkeit vom einfallenden Licht einen Photostrom erzeugt, der zum Schalten des Gatters benötigt wird [10].

Dadurch, dass der Ein- und Ausgang des Gatters auf demselben Knoten liegen, wirkt sich die Lastimpedanz kritisch auf das Schaltverhalten der Gesamtschaltung aus. Im Falle einer niederohmigen Last, wie sie bei den charakteristischen 50 Ohm eines hochfrequenztauglichen Systemaufbaus typisch ist, würde ein Ausgleichsstrom über das Lastelement fließen, welcher die Schaltfunktion stark beeinflussen kann. Dabei ist der Einfluss abhängig von den Flächen und dem durch die RTD fließenden Strom.

Großflächige Bauelemente mit hohen Strömen sind weniger lastempfindlich als kleine mit Strömen im  $\mu\text{A}$ -Bereich, was im späteren Verlauf dieser Arbeit (Kapitel 6.3) gezeigt wird. Idealerweise wird ein MOBILE stets mit einem nachgeschaltetem Impedanzwandler betrieben [44]. Somit ist lediglich die kapazitive Last zu berücksichtigen.

### 2.3.3 Taktspannungsabhängigkeit der Treiber-Last-Kennlinie

Über die Taktspannung werden die bistabilen Arbeitspunkte des Schwellwertgatters festgelegt. Dabei wird zwischen verschiedenen Zustandsbereichen unterschieden. So gibt es zwei Schwellenspannungen, bei denen ober- und unterhalb kein bistabiler Betrieb möglich ist. Es wird dann vom monostabilen Betrieb gesprochen, welcher aber für die Funktion der Schaltung unerwünscht ist. Innerhalb des Spannungsbereichs, in dem bistabiler Betrieb möglich ist, kommt es in Abhängigkeit von der angelegten Taktspannung zu Verschiebungen der Ausgangsspannung als Funktion der Schnittpunkte von Last- und Treiberkennlinie.

Die in Abb. 2.16 dargestellten Zusammenhänge zeigen den Spannungsbereich für den bistabilen Betrieb. Wie aus der Abbildung deutlich wird, gibt es für die jeweiligen Taktzustände Minimum- und Maximum-Grenzbereiche, zwischen denen die Schaltung sicher funktioniert. Beim 'High'-Zustand der Taktspannung muss der Wert beispielsweise zwischen  $U_{\text{clk,H,min}}$  und  $U_{\text{clk,H,max}}$  liegen, um sowohl zwischen 'Low' und 'High' am Ausgang unterscheiden zu können. Die Variationen der Ausgangsspannungen sind darüber hinaus abhängig von dem Gradienten der Taktspannung.

Die Schaltung wird über das Herabsetzen des Taktsignals auf 'Low' zurückgesetzt. Hierbei muss die maximale untere Taktspannungsgrenze  $U_{\text{Takt,L,max}}$  unterschritten werden. Das Übertragungsverhalten beim Umschalten ist weiterhin stark abhängig von der RTD-Kennlinie.

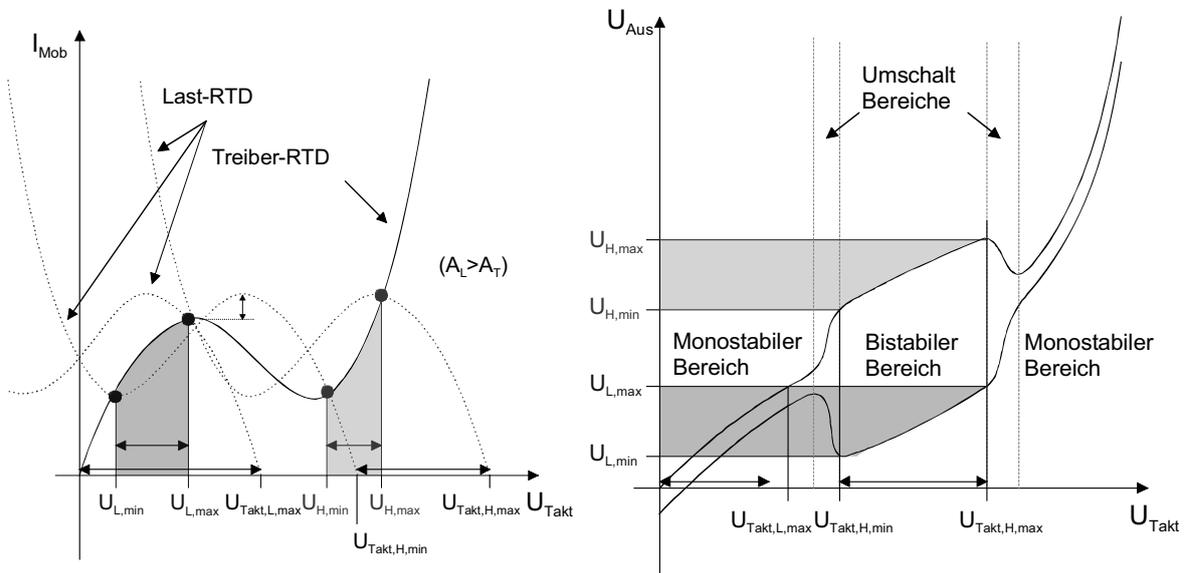


Abb. 2.16 Einfluss der Taktspannung auf Funktion und Ausgangsspannungshub des MOBILE im bistabilen Zustand für  $A_L > A_T$

Eine weitere Beschränkung tritt für den 'High'-Zustand auf. Während im 'Low' keine untere Spannungsschwelle für das Zurücksetzen der Schaltung existiert, so gibt es für den 'High'-Zustand einen oberen Schwellwert, ab dem der bistabile Betrieb wieder in den monostabilen Betrieb übergeht.

### 2.3.4 Einfluss des Steuerstroms auf die Treiber-Last-Kennlinie

Gemäß der in Abb. 2.15 gezeigten Anordnung eines eingespeisten Strom  $I_{\text{Steuer}}$  wird der resultierende Strom über die Treiber-RTD gesteuert. Das resultiert in einer Verschiebung der Treiberkennlinie auf der Y-Achse des Strom-Spannungsdiagramms in Abhängigkeit vom angelegten Stroms, dargestellt in Abb. 2.17.

Unter der Voraussetzung, dass die Last-RTD einen höheren Peak-Strom aufweist als die Treiber-RTD ( $A_L > A_T$ ), wird die Schaltung bei Anlegen eines Stromes  $I = 0$  mA bei angelegter Taktspannung immer in den 'High'-Zustand umschalten. Als Betrag für den anzulegenden Schwellstrom, welcher für eine Änderung des Ausgangssignals nötig ist, ist die Differenz der beiden Peak-Ströme zu bilden. Wird demnach ein Strom angelegt, der  $\Delta I$  überschreitet, so fällt am Ausgang bei ansteigender Taktflanke die niedrigere 'Low'-Spannung ab.

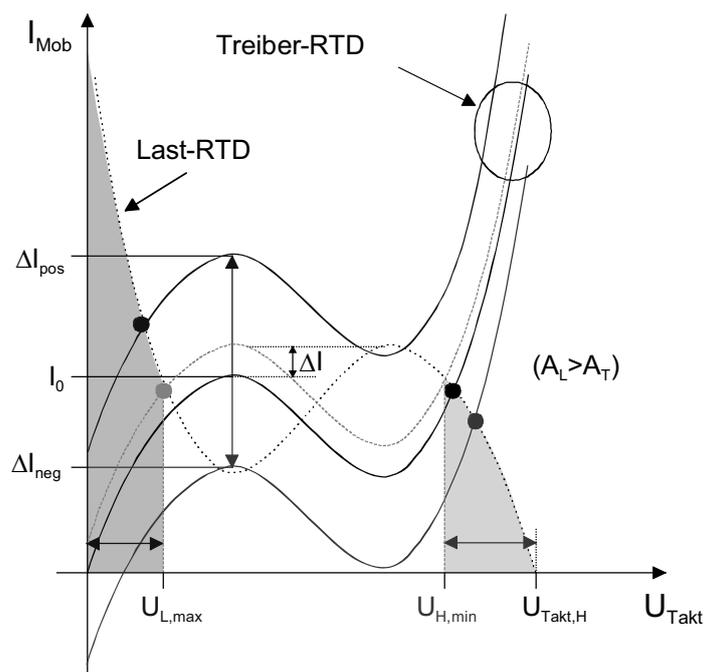


Abb. 2.17 Einfluss des Steuerstromes auf die Treiberkennlinie und die Ausgangsspannungen im bistabilen Zustand mit fester Taktspannung

Für die weitere Betrachtung soll angenommen werden, dass sowohl positive als auch negative Ströme über  $I_{\text{Steuer}}$  in das MOBILE eingespeist werden können. Aus Abb. 2.17 ist ersichtlich, dass unter- und oberhalb des Schwellenstromes der jeweilige Zustand definitiv eingehalten wird. Folglich gibt es aus schaltungstheoretischer Sicht keine Grenze für einen Höchstwert des anzulegenden Strom.

In der Praxis ist allerdings bedingt durch die thermische Verlustleistung eine Obergrenze vorhanden, ab der die Schaltungen irreparabel beschädigt werden. Auf diesen Punkt soll aber im weiteren Verlauf der Arbeit nicht weiter eingegangen werden, da derart hohe Ströme nicht zu erwarten sind.

Die Ausgangsspannung ist allerdings ebenfalls abhängig vom Betrag des Eingangsstroms. Dies äußert sich in einer Verschiebung der maximalen 'Low'-Spannung  $U_{L,\text{max}}$  und der minimalen 'High'-Spannung  $U_{H,\text{min}}$ .

## 2.4 pin-Photodioden

Da die während dieser Arbeit entwickelten Schaltungen mit RTD zum Teil optisch mittels pin-Photodioden betrieben werden, soll in diesem Kapitel kurz die Funktionsweise des Bauelements mit den charakteristischen Größen beschrieben werden.

### 2.4.1 Lichtabsorption und Photostrom

Bei den Halbleiter pn- oder pin-Photodioden wird optisch eingestrahlte Leistung in einen elektrischen Photostrom umgewandelt [45]. Durch die Absorption der Photonen werden Elektronen-Loch-Paare generiert, die dann durch ein elektrisches Feld getrennt werden. Dieses Feld wird durch eine außen in Sperrrichtung angelegte Spannung an der pin-Photodiode erzeugt. Der dabei entstehende Photostrom  $I_{ph}$  ist direkt proportional zu der eingestrahlten optischen Leistung  $P_{opt}$  mit der Ansprechempfindlichkeit (engl.: Responsivity)  $R_{Det}$  als Proportionalitätsfaktor:

$$I_{ph} = R_{Det} \cdot P_{opt} \quad (2.36)$$

Der Wert der Ansprechempfindlichkeit ergibt sich dabei aus der Quantität der erzeugten elektrischen Ladungen  $Q_{ges}$ , die bei niedrigen Frequenzen aus der eingestrahlten Gesamtenergie  $W_{opt,ges}$  generiert werden:

$$Q_{ges} = \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot W_{opt,ges} \quad (2.37)$$

$\eta_{ext}$  ist der externe Quantenwirkungsgrad, der das Verhältnis der Zahl der erzeugten Ladungsträgerpaare zu der der eingestrahlten Lichtquanten beschreibt. [46][47].

Durch die zeitliche Veränderung der über das elektrische Feld abgesaugten Ladungen lässt sich der generierte Photostrom wie folgt ausdrücken:

$$I_{Ph} = \frac{\partial Q_{ges}}{\partial t} = \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot \frac{\partial W_{opt,ges}}{\partial t} \quad (2.38)$$

woraus sich für  $R_{Det}$  ergibt [47]:

$$R_{Det} = \eta_{ext} \cdot \frac{q \cdot \lambda_0}{h \cdot c_0} \quad (2.39)$$

Der externe Quantenwirkungsgrad  $\eta_{ext}$  setzt sich wiederum aus dem internen Quantenwirkungsgrad  $\eta_{int}$  und den Verlusten bei der Einkopplung des Lichtes in den Photodetektor  $\eta_{kop}$  zusammen:

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot \eta_{kop} \quad (2.40)$$

### 2.4.2 Prinzipieller Aufbau des pin-Photodetektors

Die pin-Photodioden bestehen aus einem pn-Übergang, in den eine undotierte (intrinsische) Schicht eingefügt ist (Abb. 2.18). Dadurch erhöht sich der Bereich, in dem Ladungsträgerpaare generiert werden, und die Ansprechempfindlichkeit wird gesteigert.

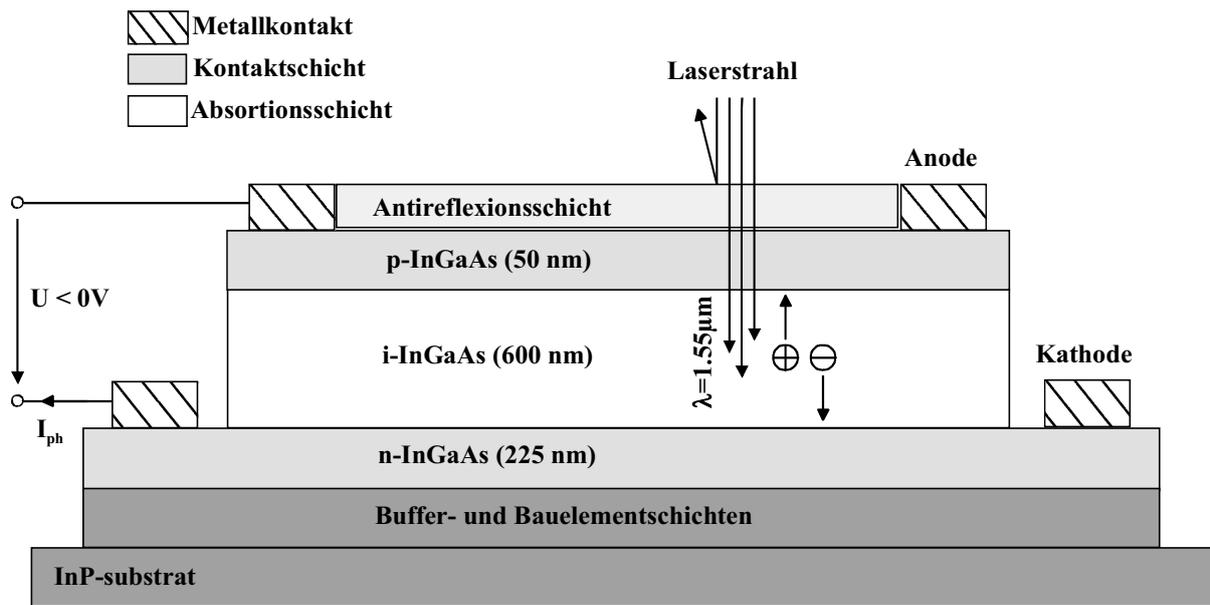


Abb. 2.18 Prinzipaufbau und Schaltbild eines pin-Photodetektors

Durch die optionale Verwendung von Heterostrukturen wird zudem die Diffusion von Ladungsträgern aus den n und p Gebieten in das intrinsische Gebiet reduziert, womit die Empfindlichkeit des Photodetektors gesteigert wird. Das in Abb. 2.18 gezeigte InGaAs Schichtpaket stellt die in dieser Arbeit verwendete pin-Photodiode dar, wobei die prinzipielle Generation der Ladungsträgerpaare und deren Trennung über eine außen angelegte Spannung schematisch dargestellt ist.

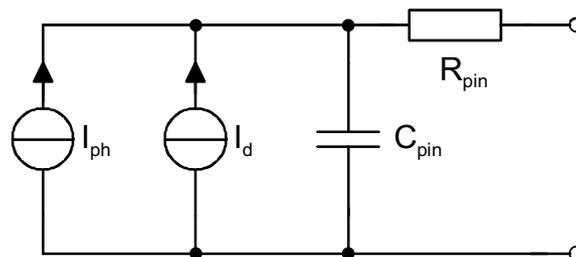


Abb. 2.19 Kleinsignalersatzschaltbild der pin-Photodiode

Die in dieser Arbeit verwendeten Photodioden bestehen aus InGaAs und weisen 3db-Grenzfrequenzen von über 10 GHz auf. Die elektrische Modellierung wird mittels der Gleichung für den Photostrom gemäß (2.38) vorgenommen. Für die Beschreibung des Hochfrequenzverhaltens werden Photo- und Dunkelstromquellen  $I_{\text{ph}}$  und  $I_{\text{d}}$  sowie der Widerstand  $R_{\text{pin}}$  und die pin-Kapazitäten  $C_{\text{pin}}$  in einem Kleinsignalersatzschaltbild gemäß Abb. 2.19 verwendet. Die Einführung eines Großsignalmodells ist nicht notwendig, da der Arbeitspunkt der pin-Photodetektoren stets in Rückwärtsrichtung

des pn-Übergangs liegt, und die jeweiligen Parameter dort kaum Spannungsabhängigkeiten aufweisen und als konstant angenommen werden können.

## 2.5 Integrationskonzept HFET/RTD/PIN

Für die beschriebenen Bauelemente wurde ein Integrationskonzept verwendet, was die monolithische Integration von HFET, RTD und pin-Diode ermöglicht. Basierend auf semi-isolierenden InP-Substrat werden zunächst die für den HFET notwendigen Schichten mittels MOVPE gewachsen. Der Feldeffekttransistor profitiert dabei als unterstes Bauelement von dem hochohmigen InP-Substrat, welches eine geringe Paralleleitfähigkeit zum Kanal garantiert. Anschließend werden die RTD relevanten Schichten gewachsen. Die RTD weist bereits einen im Vergleich zum HFET sehr hohen Topologienunterschied auf und ist ein vertikal orientiertes Bauelement. Die letzte Schichtfolge stellt die der pin-Diode dar, welche an oberster Stelle stehen muss, um das Einkoppeln von Lichtquanten nicht durch störende Schichtpakete zu behindern.

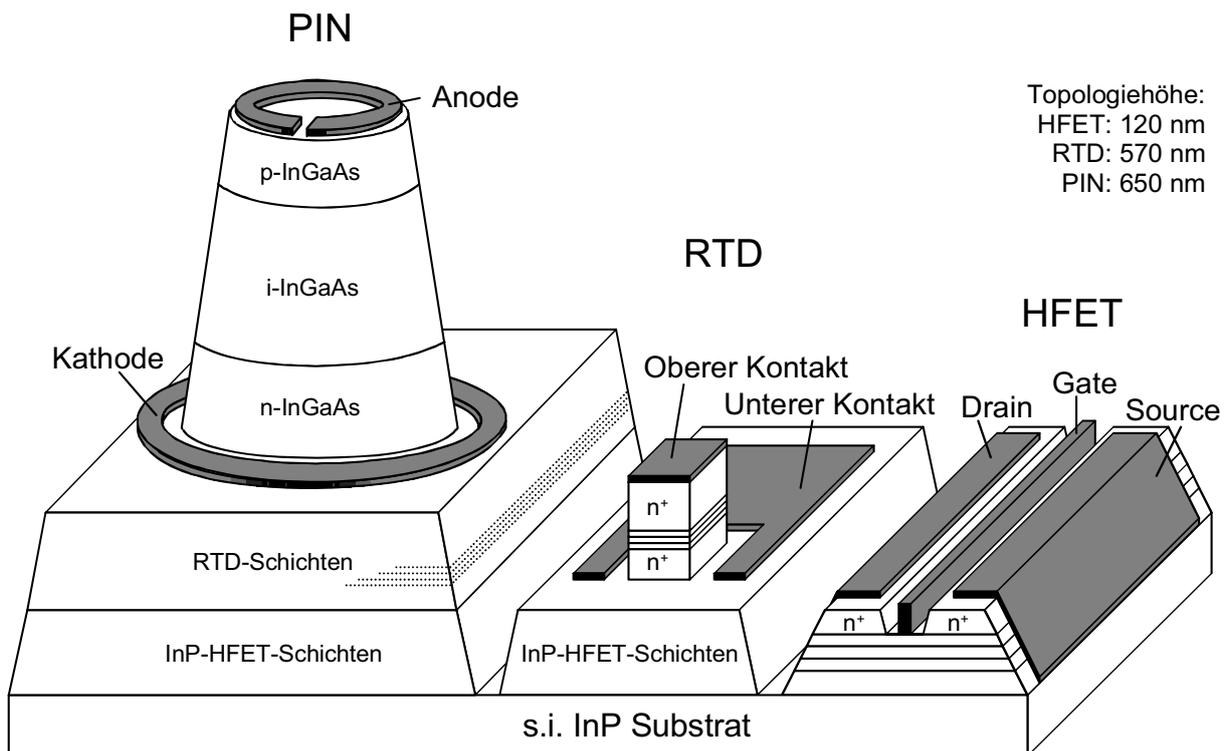


Abb. 2.20 Integrationskonzept für HFET-RTD-PIN Schichtpaket mit Darstellung der technologischen Bauelementausführungen ohne Zuleitungsmetallisierung.

Das Integrationskonzept ist in Abb. 2.20 dargestellt. Der Gate-Kontakt des Feldeffekttransistors wird in dem verwendeten Konzept mittels Elektronenstrahlolithographie realisiert. Die so erreichten Gate-Längen lagen bei hoher Reproduzierbarkeit bei  $L_G = 200\text{-}250\text{ nm}$ .

Die pin-Diode als oberstes Bauelement weist die höchsten Topologieunterschiede auf. Bei einer Empfindlichkeit von  $\sim 0.4 \text{ A/W}$  beträgt die notwendige intrinsische Schichtdicke ca. 600 nm. Zwei ringförmige Metallkontakte am p- und n-Gebiet dienen zum Anlegen der Versorgungsspannung des Photodetektors und der Abführung der generierten Elektron-Loch-Paare. Der kreisförmige Aufbau der pin-Diode resultiert aus der Annahme, dass der einfallende Laserstrahl ein Intensitätsmaximum mit radialem Abfall der Lichtleistung aufweist. Dabei wird das Licht mittels einer über dem Zentrum der pin-Photodiode justierten Glasfaser direkt eingekoppelt. Somit ist gewährleistet, dass ein Großteil des eingestrahnten Lichtes auch von der aktiven Fläche der pin-Diode absorbiert werden kann.



### 3 Beschreibung der Messtechnik

Im Rahmen dieses Kapitels werden die verwendeten Messplätze und Messverfahren kurz beschrieben. Des Weiteren werden Aspekte zur Parameterbestimmung der Kleinsignalersatzschaltbildelemente und die verwendeten Optimierverfahren vorgestellt. Abschließend folgt die Beschreibung eines während dieser Arbeit entwickelten Messaufbaus für die Charakterisierung der Großsignaleigenschaften von RTD.

#### 3.1 Streuparametermesstechnik

Zur Charakterisierung von Zweitoren werden bei niedrigen Frequenzen strom- und spannungsabhängige Parameter wie Impedanz-(Z)-, Admittanz-(Y)- oder Hybrid-(H)-Parameter verwendet. Die dazu nötigen Kurzschluss- und Leerlaufmessungen lassen sich bei höheren Frequenzen aufgrund der Welleneigenschaften von hochfrequenten Signalen jedoch nur erschwert oder gar nicht durchführen. In der Hochfrequenzmesstechnik hat es sich daher als zweckmäßig erwiesen, die Eigenschaften eines Zweitors durch hin- und rücklaufende Leistungswellen ( $\underline{a}_1$ ,  $\underline{a}_2$  bzw.  $\underline{b}_1$ ,  $\underline{b}_2$ ) zu beschreiben (Abb. 3.01) [48].

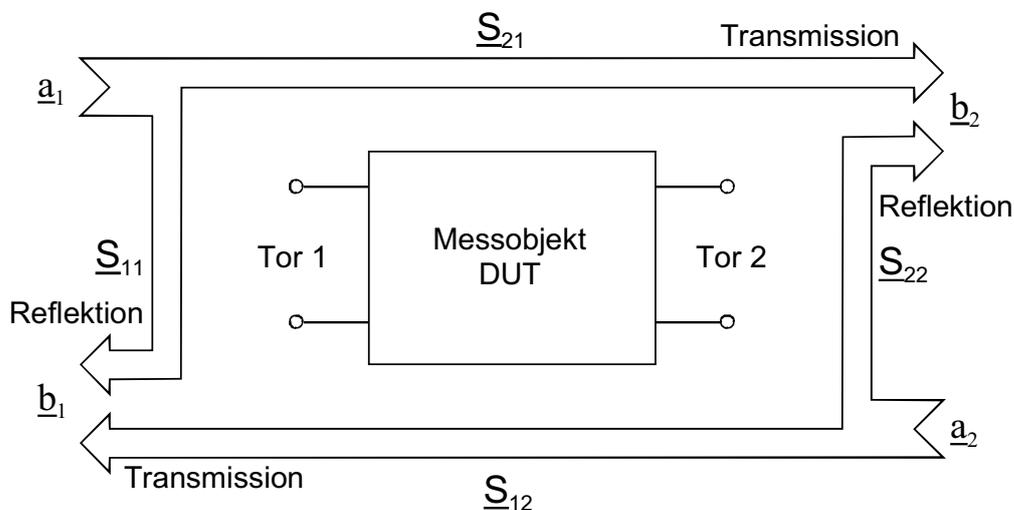


Abb. 3.01 Definition der Streuparameter eines Zweitors

Die S-Matrix eines Zweitors ist definiert durch

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

mit den Reflektionsparametern  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  sowie den Vorwärts- und Rückwärtstransmissionsparametern  $\underline{S}_{12}$  und  $\underline{S}_{21}$ . Bei der hier verwendeten vektoriiellen Netzwerkanalyse werden die Streuparameter in Betrag und Phase aufgenommen. Die

S-Parameter lassen sich mit den in Anhang A.2 beschriebenen Zusammenhängen in die Z, Y und H-Parameter umrechnen.

### 3.1.2 Beschreibung des Messplatzes

Der Messplatz für vektorielle Streuparametermessungen lässt sich in folgende vier Funktionsgruppen einteilen:

- Die Signalquelle HP 83650A zur Bereitstellung des Messsignals.
- Das HP 8517A Test Set zur Trennung der hin- und rücklaufenden Wellen und Signalaufteilung sowie die Aufbereitung und Umwandlung der hochfrequenten Messsignale in Niederfrequenz oder Gleichspannungen für den nächsten Funktionsblock
- Den HP 8510C Netzwerk-Analysator, der die Signalaufbereitung und –ausgabe übernimmt. Dieses Gerät kontrolliert auch die Ablaufsteuerung des Messvorgangs. Optional können sämtliche Messdaten und Prozessabläufe über einen externen Messplatzrechner abgerufen und gesteuert werden.
- Einen HP 4142B Parameteranalyser der die Spannungsversorgung am Messobjekt (engl.: Device Under Test, DUT) gewährleistet.

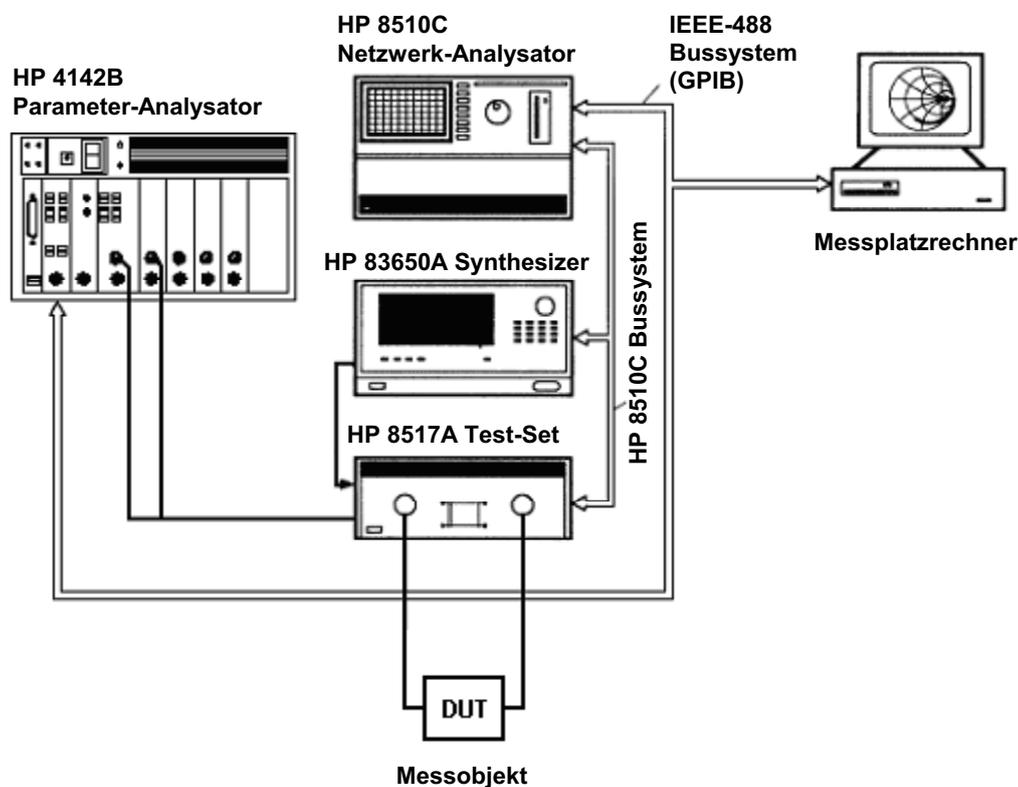


Abb. 3.02 Aufbau des Hochfrequenzmessplatzes

Der HP 8510C ist ein vektorieller Netzwerkanalysator, der zusammen mit dem Synthesizer HP 83650A und dem Test-Set HP 8517A das Messsystem zur Aufnahme der S-Parameter bildet. Die drei Teilkomponenten des Messsystems kommunizieren über einen internen Bus, wobei der Synthesizer die gewünschten Messfrequenzen bereitstellt und das Test-Set die am Messobjekt anliegenden DC- und HF-Anteile schaltet. Das gesamte S-Parameter-Messsystem ist für den Frequenzbereich von 45 MHz bis 40 GHz ausgelegt.

### 3.2 Tieftemperaturmesstechnik

Der im Fachgebiet vorhandene Tieftemperaturmessplatz [49][50][51] besteht aus einer in Abb. 3.03 dargestellten Vakuumkammer sowie einem Verdampferkryostaten mit einem geschlossenen Helium-Kreislauf. Gekühlt wird bei dem verwendeten Prinzip mit kaltem Gas, das durch Verdampfen und Anwärmen einer Kryoflüssigkeit, in diesem Fall Helium, erzeugt wird. Dadurch können in dem Kryostaten Temperaturen zwischen knapp über dem Siedepunkt der Kryoflüssigkeit (Helium: 4,21 K) bis zur Raumtemperatur eingestellt werden.

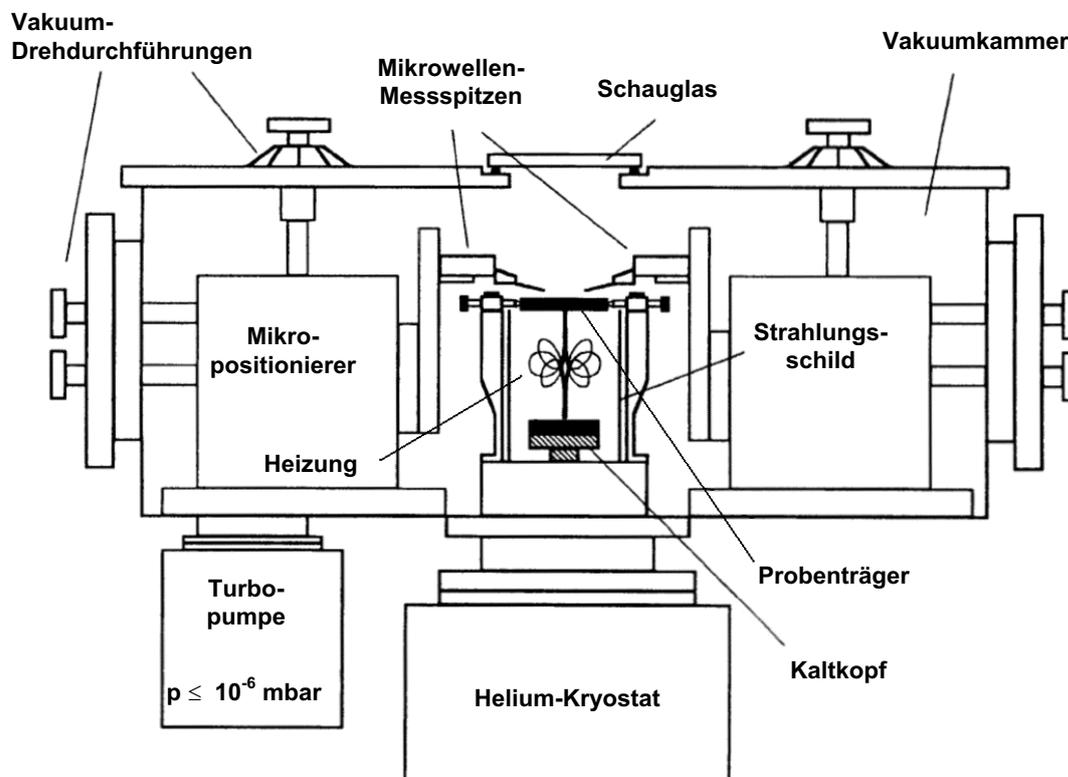


Abb. 3.03 Schematischer Aufbau der Tieftemperaturkammer [50] mit angeschlossenen Verdampferkryostat

Die Vakuum-Messkammer beinhaltet einen 1-Zoll-Probenträger, der über eine schwingungsgedämpfte Heizspirale auf dem Kühlkopf des Kryostaten montiert ist. Für

die Temperaturregelung ist eine 50-Ohm-Widerstandsheizung direkt unter den Probenhalter integriert, welche über eine Regelspannung die Temperatur auf dem Probenhalter stabilisiert. Für die Kontrolle der Temperatur werden zwei Silizium-Dioden verwendet, von denen eine im Probenhalter eingebaut ist, und die andere am Kühkopf des Kryostats angebracht wurde. Durch die Verwendung zweier Dioden lassen sich sowohl thermische Verzögerungen beim Herabkühlen zwischen Kühkopf und Probenhalter messtechnisch verfolgen, als auch bei stabilisierter Temperatur die Genauigkeit der eingestellten Temperatur überprüfen.



Abb. 3.04 Probenhalter in Vakuumkammer mit Kalibriersubstrat und Wafer-Probe

Das zu messende Bauelement wird zunächst zusammen mit einem Kalibrierstandard auf den Probenhalter mittels Leitsilber fixiert. Über eine Kombination aus Vorpumpe und Turbopumpe wird ein Isolationsvakuum erzeugt, das zum Einen die thermische Isolation des Probenhalters verbessert, und zum Anderen auch verhindert, dass Feuchtigkeit auf der Probe kondensiert und sich eine Eisschicht bildet. Die elektrische Kontaktierung wird mittels zweier Koplanarmessspitzen in Zweitorkonfiguration vorgenommen. Abb. 3.04 zeigt eine eingebaute Probe unter Kontakt in der Vakuumkammer. Mit dem hier gezeigten Aufbau sind Temperaturen auf der Probe bis zu 12 K erreichbar. Hochfrequenzmessungen bis zu 40 GHz sind mit dem Vektor-Netzwerkanalysator genauso möglich wie Rauschmessungen bis 18 GHz. Problematisch für die Messtechnik sind die bis zu mehreren Stunden langen Abpump- und Abkühlzeiten der Probenkammer. Aus diesem Grund wird das Kalibriersubstrat mit eingebaut, so dass die Kalibration der Messumgebung unter denselben

Bedingungen erfolgt wie die Messung des Bauelements selber, was zu einer Erhöhung der Messgenauigkeit führt. Weiterhin sind Rekalibrationen möglich, was insbesondere bei länger dauernden Messreihen teilweise notwendig ist.

### 3.2.2 Messaufbau für Tieftemperaturuntersuchungen

Der Messaufbau aus Abb. 3.02 wird um die Steuerelemente des Tieftemperaturmessplatzes erweitert. Der resultierende Messaufbau des Gesamtsystems ist in Abb. 3.05 dargestellt.

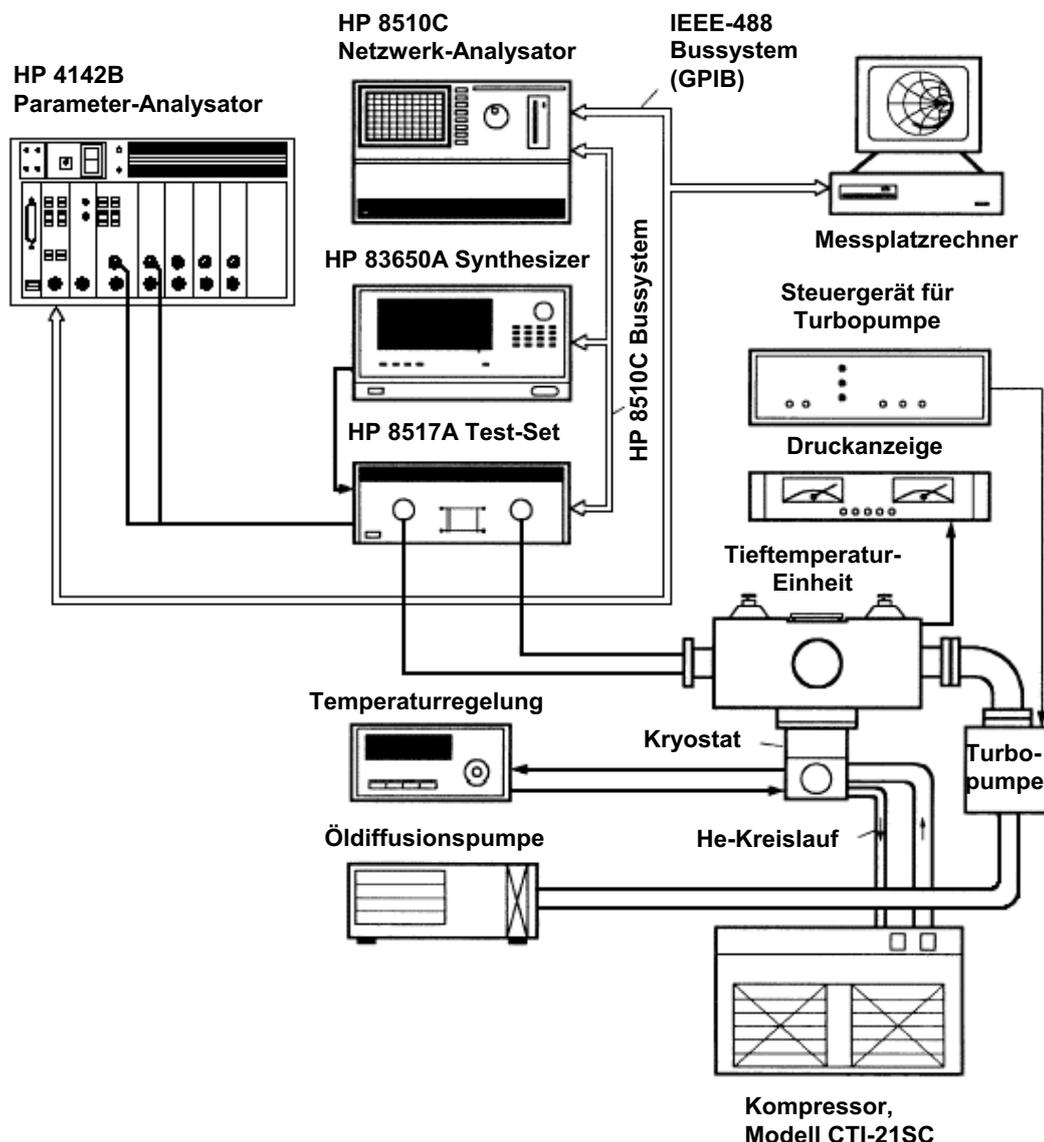


Abb. 3.05 Schematischer Aufbau des Tieftemperatur-HF-Messplatzes

Der Parameter-Analysator HP 4142B dient zur DC-Arbeitspunkteinstellung des Messobjektes und ist gleichzeitig ein Messgerät für Spannungen und Ströme. Über den "General Purpose Interface Bus" (GPIB) kann der HP 4142B über eine Messsoftware

gesteuert werden. Die Temperatursteuerung wird von einer externen Temperaturregelung übernommen, die ebenfalls die Heizspannungen zur Verfügung stellt. Die Turbopumpe sorgt für das notwendige Isolationsvakuum, während der Kompressor zum Betrieb und Herunterkühlen des Heliumkreislaufs benötigt wird.

### 3.3 Extraktionsverfahren

In diesem Kapitel sollen die Verfahren zur messtechnischen Parameterextraktion und Optimierverfahren von Ersatzschaltbildelementen angesprochen werden.

#### 3.3.1 Messtechnische Extraktion der HFET Kleinsignalparameter

Um einen Feldeffekttransistor an das verwendete Ersatzschaltbildmodell anzupassen, wurde folgende Strategie verfolgt:

- Messung der FET in bestimmten Arbeitspunkten ("pinched-off" und "cold-FET"), um die parasitären Elemente zu berechnen.
- Messung der FET im normalen Betrieb, um die intrinsischen Elemente bestimmen zu können.
- Optimierung der extrahierten Parameter mittels Gradienten- und genetischem Optimierer.

##### 3.3.1.1 "pinched-off"-Cold-FET

Zur Bestimmung der extrinsischen Pad-Kapazitäten  $C_{PG}$  und  $C_{PD}$  wird der HFET im "kalten" Zustand ( $U_{DS} = 0 \text{ V}$ ,  $U_{GS} < U_T$ ) unterhalb der Schwellenspannung  $U_T$  betrieben, so dass sich der Transistor durch eine fast vollständige Unterdrückung der Leitfähigkeit des Kanals wie ein nahezu passives Bauelement verhält.

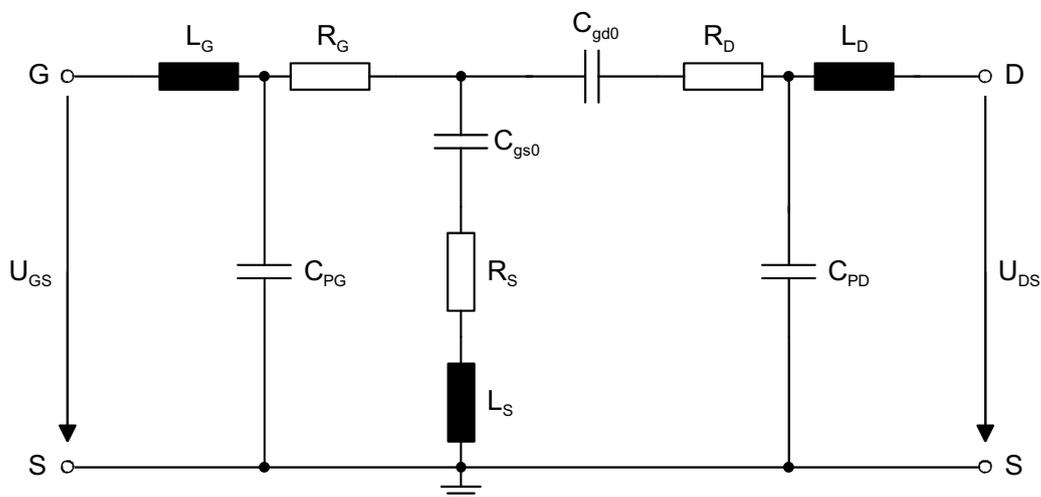


Abb. 3.06 Ersatzschaltbild eines "pinched-off"-FET

Der Transistor lässt sich in diesem "pinched-off"-Cold-FET-Arbeitspunkt durch das in Abb. 3.06 dargestellte Ersatzschaltbild beschreiben [17].  $C_{gs0}$  und  $C_{gd0}$  repräsentieren hierbei die Restkapazitäten des Gates. Für den gewählten Arbeitspunkt gilt aufgrund der Symmetrie des Bauelements  $C_{gs0} = C_{gd0} = C_b$ . Da in diesem Arbeitspunkt kein nennenswerter Strom fließt, kann der Einfluss der Widerstände und Induktivitäten auf den Imaginärteil der Y-Parameter (Umrechnung siehe Anhang A.2) vernachlässigt werden, so dass sich die parasitären Kapazitäten wie folgt berechnen lassen:

$$\text{Im}\{Y_{11}\} = j\omega(C_{PG} + 2C_b) \quad (3.2)$$

$$\text{Im}\{Y_{12}\} = \text{Im}\{Y_{21}\} = -j\omega C_b \quad (3.3)$$

$$\text{Im}\{Y_{22}\} = j\omega(C_b + C_{PD}) \quad (3.4)$$

### 3.3.1.2 Cold-FET

Die extrinsischen Widerstände und Induktivitäten werden mittels Cold-FET-Messungen ( $U_{DS} = 0 \text{ V}$ ) bestimmt. Die Gate-Source-Diode wird jedoch im Gegensatz zur "pinched-off"-Cold-FET-Messung in Vorwärtsrichtung ( $U_{GS} > 0 \text{ V}$ ) betrieben. In diesem Arbeitspunkt ( $U_{DS} = 0 \text{ V}$ ,  $U_{GS} > 0 \text{ V}$ ) verhält sich der Transistor ebenfalls wie ein rein passives Bauelement, so dass die gesteuerte Stromquelle und der Ausgangsleitwert  $g_{ds}$  des aktiven Transistors entfallen. Der intrinsische FET kann darüber hinaus bei fließendem Gate-Strom  $I_G$  als verteiltes Netzwerk aus Gate-Diode und Kanalwiderstand  $R_{ch}$  aufgefasst werden (Abb. 3.07).

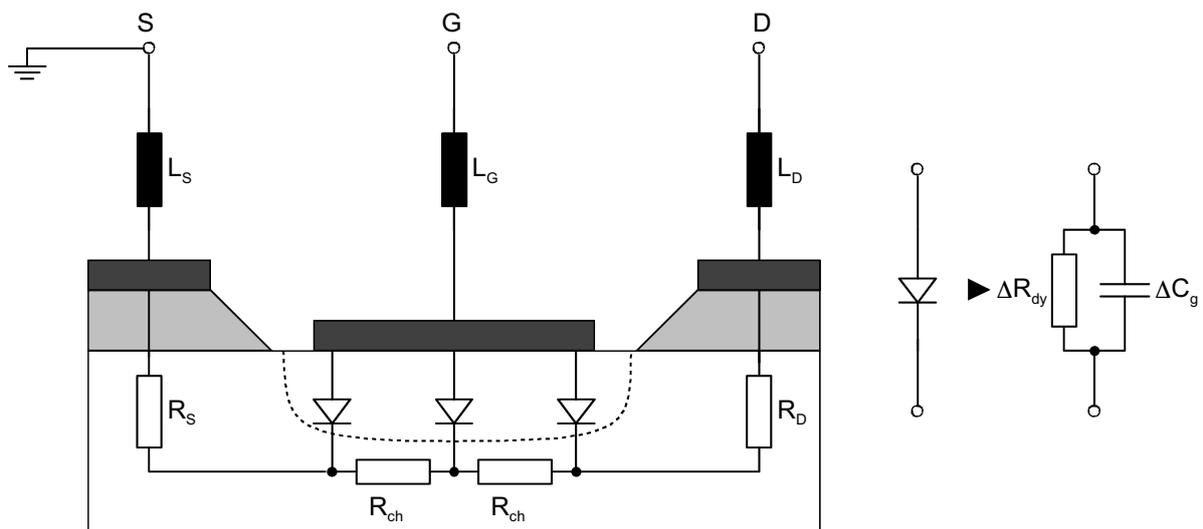


Abb. 3.07 Kanalstruktur eines cold-FET

Die einzelnen Gate-Dioden lassen sich kleinsignalmäßig wiederum durch Parallelschaltungen aus einem differentiellen Widerstandsanteil  $\Delta R_{dy}$  und einem differentiellen Kapazitätsanteil  $\Delta C_g$  beschreiben.

Werden diese RC-Parallelschaltungen nun weiter zusammengefasst und, wie in der Literatur [52] üblich, der Kanalwiderstand  $R_{ch}$  aufgrund der Stromdichteverteilung an den Kanten des Kontaktes vernachlässigt, so ergibt sich ein arbeitspunktabhängiges Ersatzschaltbild, wie es in Abb. 3.08 gezeigt wird.

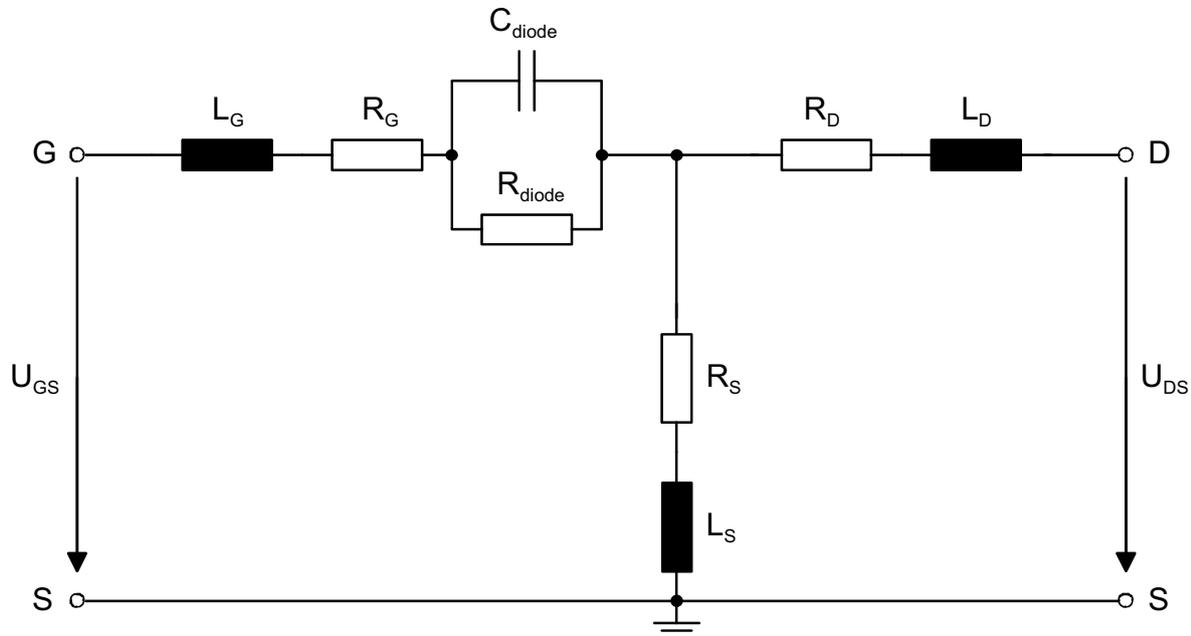


Abb. 3.08 Vereinfachtes Cold-FET Ersatzschaltbild

Die weit in Flussrichtung ( $U_{GS} > U_T$ ) betriebene Gate-Source-Diode wird in diesem Arbeitspunkt hauptsächlich durch den Widerstandsanteil  $R_{diode}$  bestimmt, so dass die parallel geschalteten, kapazitiven Anteile  $C_{diode}$  ebenfalls entfallen können. Mit dem Gate-Strom  $I_G$  lässt sich nun der Realteil der Impedanz der Gate-Diode mit dem Idealitätsfaktor  $n$ , der Boltzmannkonstante  $k_B$ , der Temperatur  $T$  und der Elementarladung  $q$  abschätzen [53]:

$$R_{diode} = \frac{n \cdot k_B \cdot T}{q \cdot I_G} \quad (3.5)$$

Aus den Z-Parametern der T-Struktur ergeben sich folgende Zusammenhänge, aus denen die parasitären Widerstände und Induktivitäten bestimmt werden können:

$$\underline{Z}_{11} = R_G + R_{diode} + R_S + j\omega(L_G + L_S) \quad (3.6)$$

$$\underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21} = R_S + j\omega L_S \quad (3.7)$$

$$\underline{Z}_{22} = R_S + R_D + j\omega(L_S + L_D) \quad (3.8)$$

### 3.3.1.3 Hot-FET Messung

Zur Extraktion der intrinsischen Kleinsignalparameter (vgl. Abb. 2.02) müssen die extrinsischen Parasitäten des Transistors aus den gemessenen S-Parametern heraus gerechnet werden ("De-Embedding"). Es können aus der Matrix der Messdaten 8 der 10 intrinsischen Ersatzschaltbildelemente des HFET für jeden gewählten Arbeitspunkt analytisch berechnet werden. Da die gemessenen S-Parameter jedoch nur 8 unabhängige Größen (Real- und Imaginärteil der vier S-Parameter) liefern können, werden zwei Parameter bei niedrigsten Frequenzen vereinfacht abgeschätzt, nämlich die beiden Leckstromwiderstände  $R_{pgs}$  und  $R_{pgd}$  gemäß der Gleichungen (3.9) und (3.10).

$$R_{pgd} = -\frac{1}{\operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\}} \quad (3.9)$$

$$R_{pgs} = \frac{1}{\operatorname{Re}\{\underline{Y}_{11i}\} - 1/R_{pgd}} \quad (3.10)$$

Wobei  $\underline{Y}_i$  die intrinsische Admitanzmatrix darstellt. Die anderen acht intrinsischen Elemente lassen sich nun aus den Messdaten wie folgt bestimmen:

$$C_{gd} = -\frac{\operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\}}{\omega} \left( 1 + \left( \frac{\operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\} + 1/R_{pgd}}{\operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\}} \right)^2 \right) \quad (3.11)$$

$$R_{gd} = \frac{\operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\} + 1/R_{pgd}}{\omega C_{gd} \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\}} \quad (3.12)$$

$$C_{gs} = \frac{\operatorname{Im}\{\underline{Y}_{11i}\} + \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\}}{\omega} \left( 1 + \frac{\left( \operatorname{Re}\{\underline{Y}_{11i}\} + \operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\} - 1/R_{pgs} \right)^2}{\left( \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{11i}\} + \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\} \right)^2} \right) \quad (3.13)$$

$$R_{gs} = \frac{\operatorname{Re}\{\underline{Y}_{11i}\} + \operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\} - 1/R_{pgs}}{\omega C_{gs} \left( \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{11i}\} + \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\} \right)} \quad (3.14)$$

$$g_{m,int} = \sqrt{\left( \left( \operatorname{Re}\{\underline{Y}_{21i}\} - \operatorname{Re}\{\underline{Y}_{12i}\} \right)^2 + \left( \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{21i}\} - \operatorname{Im}\{\underline{Y}_{12i}\} \right)^2 \right) D1} \quad (3.15)$$

$$\tau = \frac{1}{\omega} \arcsin \left( \frac{\operatorname{Im}\{Y_{12i}\} - \operatorname{Im}\{Y_{21i}\} - \omega C_{gs} R_{gs} (\operatorname{Re}\{Y_{21i}\} - \operatorname{Re}\{Y_{12i}\})}{g_{m,int}} \right) \quad (3.16)$$

$$C_{ds} = \frac{\operatorname{Im}\{Y_{22i}\} + \operatorname{Im}\{Y_{12i}\}}{\omega} \quad (3.17)$$

$$g_{ds} = \operatorname{Re}\{Y_{22i}\} + \operatorname{Re}\{Y_{12i}\} \quad (3.18)$$

$$D1 = 1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_{gs}^2 \quad (3.19)$$

Sämtliche in (3.11) bis (3.19) bestimmten Bauelementparameter sind von der Frequenz abhängig. Daher sind die Ergebnisse mit einem relativen Fehler behaftet, der den Einsatz der direkten Extraktionsverfahren für den Einsatz in Kleinsignalersatzschaltbildern limitiert. Um diesen relativen Fehler zu minimieren, sind weitere Optimierungen der gewonnenen Daten notwendig.

### 3.3.2 Extraktion mit Optimierverfahren

Die hier vorgestellten Optimierverfahren wurden verwendet, um die in direkten Extraktionsverfahren ermittelten Kleinsignalersatzschaltbildelemente für die Anwendung in Schaltungssimulationen zu optimieren. Die direkte Extraktion liefert für jede Messfrequenz einen berechneten Wert für jedes Ersatzschaltbildelement. Damit ergeben sich zwangsläufig Abweichungen um den realen Wert herum, die die Genauigkeit der direkten Extraktion reduzieren. Um aus diesem Variationsbereich einen Bauelementparameter zu ermitteln, der für alle Frequenzen gültig ist, ist eine anschließende Optimierung der Messdaten zur Reduzierung des relativen Fehlers notwendig. Dabei wurden zwei verschiedene Methoden zum Teil einzeln oder auch in Kombination verwendet.

#### 3.3.2.1 Gradientenverfahren

Gesucht wird üblicherweise das Minimum einer Optimierungsfunktion, dabei wird das Verfahren des steilsten Abfalls bei numerischen Problemen eingesetzt, um nichtlineare Optimierungsprobleme ohne Nebenbedingungen zu lösen.

Immer ausgehend von einem Anfangswert  $x_n$  wird durch Berechnung des Gradienten die Richtung des steilsten Abstiegs bestimmt. Es folgt ein iteratives Verfahren, nach dem für den jeweils neuen Minimalwert erneut der Gradient bestimmt wird, bis entweder eine festgelegte Anzahl von Iterationen durchlaufen wurde, oder die Funktion  $f(x)$  gegen einen Wert konvergiert.

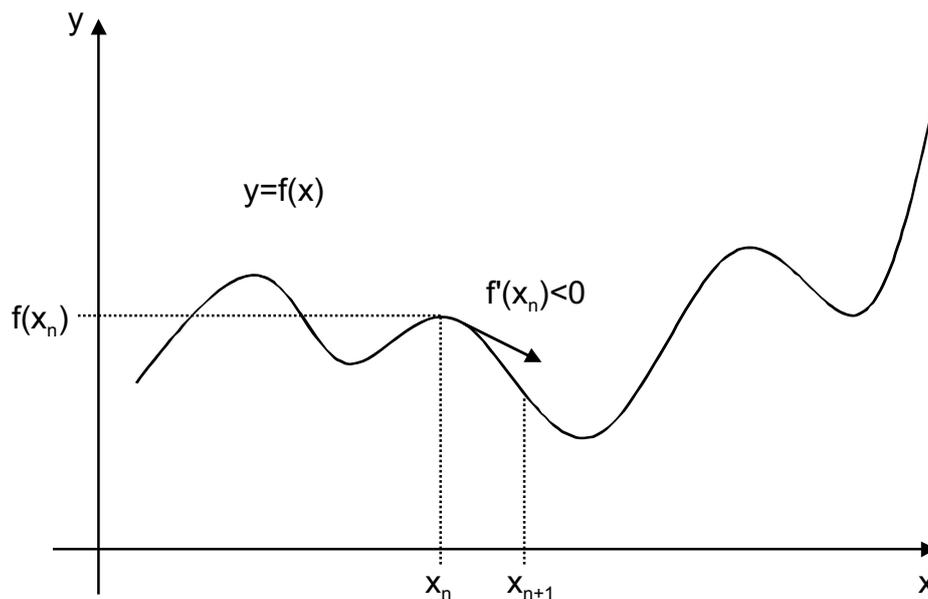


Abb. 3.09 Prinzipschaubild des Gradientenoptimierers

Die Anwendung dieses Verfahrens eignet sich zur schnellen Findung von lokalen Minima (siehe Abb. 3.09). Allerdings treten bei mehrdimensionalen Gleichungen oder Gleichungen höherer Ordnung mehrere Minima auf, so dass die genaue Bestimmung des globalen Minimums stark von dem Anfangswert abhängt.

### 3.3.2.2 Genetischer Algorithmus

Der genetische Algorithmus [54][55] wird zur Startwertvariation verwendet, wenn das Gradientenverfahren gegen ein lokales Minimum konvergiert. Genetische Algorithmen finden Lösungen zu einem analytisch lösbaaren Problem, indem sie die Optimierparameter solange verändern und miteinander kombinieren, bis einer dieser Vorschläge den gestellten Anforderungen, bzw. der Fitnessfunktion, entspricht.

Dabei basiert die Grundidee, ähnlich der biologischen Evolution, darin, eine Anzahl von Individuen zufällig zu erzeugen und nur diejenigen auszuwählen, die bestimmten Kriterien am Besten entsprechen. Deren Eigenschaften werden dann leicht verändert wieder miteinander kombiniert, um neue Lösungsvorschläge zu erzeugen.

Der typische genetische Algorithmus umfasst die folgenden Schritte:

- Initialisierung: Erzeugen (engl. "generate") einer ausreichend großen Menge unterschiedlicher "Individuen" (Lösungskandidaten).
- Evaluation: Für jeden Lösungskandidaten wird anhand einer Zielfunktion ein Wert bestimmt.

- Selektion: Zufällige Auswahl von Lösungskandidaten aus der vorhandenen Menge. Dabei werden Lösungen mit besseren Zielfunktionswerten mit einer höheren Wahrscheinlichkeit ausgewählt.
- Rekombination: Die ausgewählten Lösungen werden wieder miteinander gemischt, um die nächste Generation von Individuen zu erzeugen.
- Mutation: Zufällige Veränderung der Wertekombination der Individuen der neuen Generation.

Der Algorithmus wird ab dem zweiten Punkt solange wiederholt, bis entweder die Zielfunktion erfüllt ist, also der Wert konvergiert, oder eine vorher bestimmte Anzahl von Iterationen durchlaufen wurde. Der typische Vorgang ist als Flussdiagramm in Abb. 3.10 dargestellt.

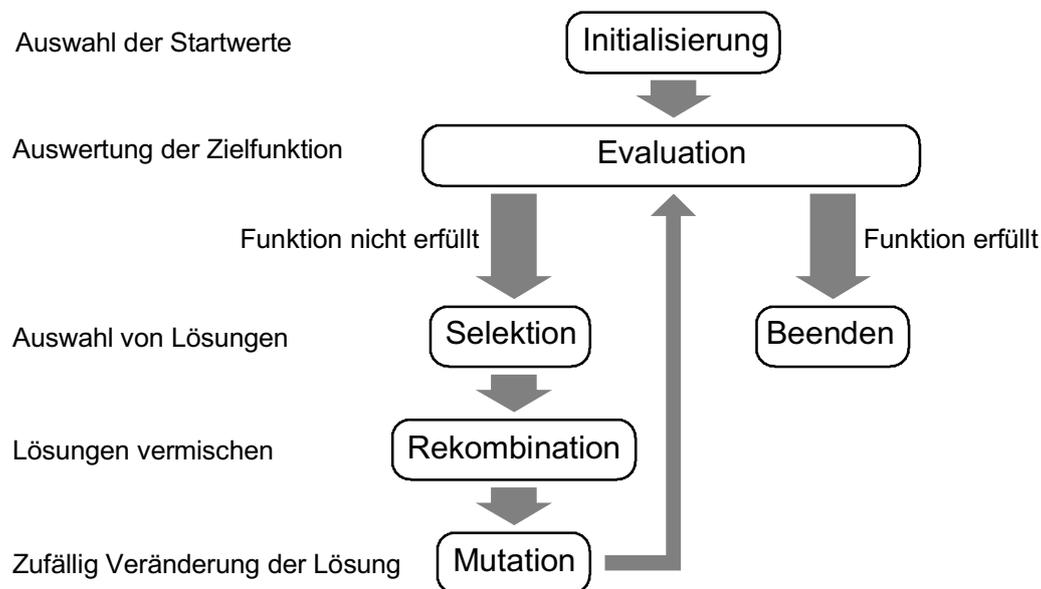


Abb. 3.10 Flussdiagramm für den genetischen Optimierungsalgorithmus

Genetische Algorithmen haben allerdings den Nachteil, dass es nicht bekannt ist, ob das erhaltene Ergebnis das Optimum der Fehlerfunktion (Fitnessfunktion) darstellt. Insbesondere hat die Startwertdefinition, also die Initialisierung des Optimierers, und die zugelassene Variationsspanne der Parameter einen wesentlichen Einfluss auf die Menge der möglichen Lösungen, womit bei schlechter Startwertvorgabe längere Optimierungszeiten benötigt werden.

### 3.4 Großsignalmesstechnik zur Bestimmung der Verschiebungsströme und –spannungen

In diesem Unterkapitel wird der Messaufbau, der für die Charakterisierung der RTD verwendet wurde, beschrieben. Zunächst wird auf spezielle Systemkonfigurationen für die Bestimmung von RTD Großsignalparametern eingegangen.

#### 3.4.1 Messaufbau zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften von RTD

Für die Messung von dynamischen Strom-Spannungskennlinien wurden Resonanztunneldioden in Zweitorkonfiguration herangezogen. Diese haben den Vorteil, dass der durch das Bauelement fließende Strom nicht gegen Masse, sondern über das Tor 2 in ein Messgerät abfließen kann. Für die Messung des dynamischen Stromes wurde an Tor 2 ein digitales 4-Kanal Abtastoszilloskop mit 50 GHz Bandbreite und einer Eingangsimpedanz von 50 Ohm verwendet. Als Signalquelle wurde ein Synthesizer für die Generation der Großsignalspannungen bis hin zu 20 GHz verwendet. Ein Gleichspannungsoffset wurde über ein Vorspannnetzwerk, ein sogenanntes Bias-Tee, mittels einer Keithley 2400 Spannungsquelle eingespeist. Der komplette Messaufbau ist in Abb. 3.11 zu sehen.

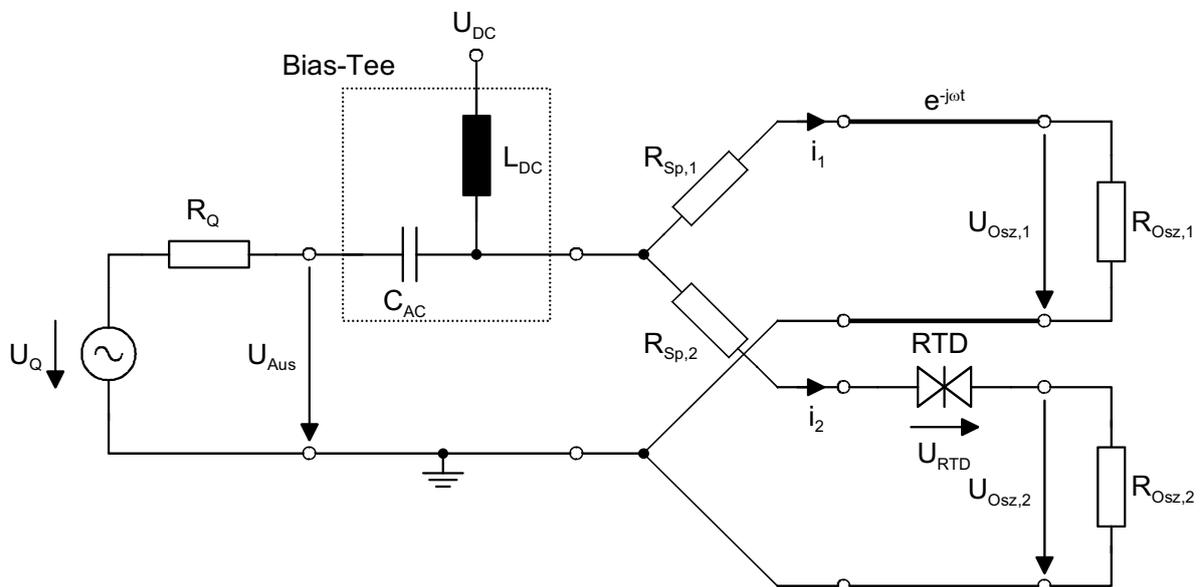


Abb. 3.11 Messaufbau zur Bestimmung der frequenzabhängigen dynamischen IV-Kennlinie von Resonanztunnelstrukturen

Da sich die Impedanz der RTD mit der über das Bauelement abfallenden Spannung  $U_{RTD}$  verändert, wurde ein Referenzsignal der Eingangsspannung mit einem Spannungs-Teiler (Picosecond 5330) an einen zweiten Eingang des Digitaloszilloskops aufgenommen. Aufgrund der an 50 Ohm angepassten

Systemimpedanzen des Oszilloskops und des Teilers kann idealerweise der Spannungsabfall über der RTD anhand der folgenden Formel bestimmt werden:

$$U_{RTD} = 2 \cdot (U_{Osz,1} - U_{Osz,2}) \quad (3.20)$$

Diese Formel ist gültig unter der Annahme, dass sämtliche Widerstände exakt den gleichen Wert (hier:  $R = 50 \Omega$ ) aufweisen

Die zugehörigen Ströme können aufgrund der gemessenen Spannung an der 50 Ohm-Referenz des Oszilloskops nach dem Ohmschen Gesetz wie folgt bestimmt werden:

$$i_2 = I_{RTD} = \frac{U_{Osz,2}}{R_{Osz,2}} = U_{Osz,2} \cdot \frac{1}{50\Omega} \quad (3.21)$$

### 3.4.2 Korrektur der Phasenverschiebung

Damit zu einem gewissen Zeitpunkt  $t$  eine definierte Aussage über das Strom-Spannungsverhältnis gemacht werden kann, müssen die beiden Eingänge zunächst um die Phasenverschiebung der beiden Signalwege zwischen Referenz und Messsignal korrigiert werden. Das geschieht mittels einer auf einem Kalibriersubstrat vorhandenen Durchgangsverbindung, die anstelle der RTD eingesetzt wird, und der Messung der Laufzeitdifferenz zwischen den abgetasteten Signalen. Über integrierte Korrekturfunktionen des Oszilloskops lassen sich die Laufzeitdifferenzen korrigieren, so dass bei folgenden Messungen keine Laufzeitdifferenzen auftreten, die von dem Messsystem verursacht werden.

Setzt man die aufgenommenen Ströme und Spannungen am Oszilloskop in Relation zu den analytischen Ausdrücken der RTD, so folgt die gemessene Spannung theoretisch folgendem Verlauf (vgl. Abb. 2.10/ Abb. 2.12):

$$U_{RTD}(t) = I_{RTD}(t) \cdot R_s + \frac{1}{C_d} \int I_C(t) dt \quad (3.22)$$

Für den aufgenommenen Strom gilt demzufolge:

$$I_{RTD}(t) = I_D + C_d \cdot \frac{du_C}{dt} \quad (3.23)$$

welcher sich aus dem Strom über den Widerstand  $R_d$  und dem Wechselstromanteil über der arbeitspunktabhängigen Kleinsignalkapazität  $C_d$  zusammen setzt.

## 4 Parameterextraktion und Modellierung der RTD

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zu der Temperaturabhängigkeit der Ersatzschaltbildelemente der Resonanztunneldiode vorgestellt. Die Messungen wurden mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Tieftemperaturmessplatz in Kombination mit dem Vektor-Netzwerkanalysator durchgeführt. Vorangegangene Arbeiten [36][56] haben gezeigt, dass RTD bis in den tiefen Temperaturbereich von 4.2 K einen negativ differentiellen Bereich aufweisen, und aufgrund ihres quantenmechanischen Funktionsprinzips nur geringe Temperaturabhängigkeiten aufweisen. Im Verlauf dieses Kapitels werden Aspekte der Streuparametermessungen für verschiedene Temperaturen bei unterschiedlichen RTD-Flächen präsentiert und die Parameterextraktion und Modellierung der Kleinsignalersatzschaltbilder vorgestellt.

### 4.1 Einfluss der Signalleistung auf die Ergebnisse der Streuparametermessung

Wichtige Voraussetzung für die kleinsignalmäßige Charakterisierung der Bauelemente mittels S-Parametermessungen und der nachfolgenden physikalisch sinnvollen Modellierung ist, dass das zu untersuchende Bauelement tatsächlich in dem jeweiligen Arbeitspunkt auch nur kleinsignalmäßig angesteuert wird.

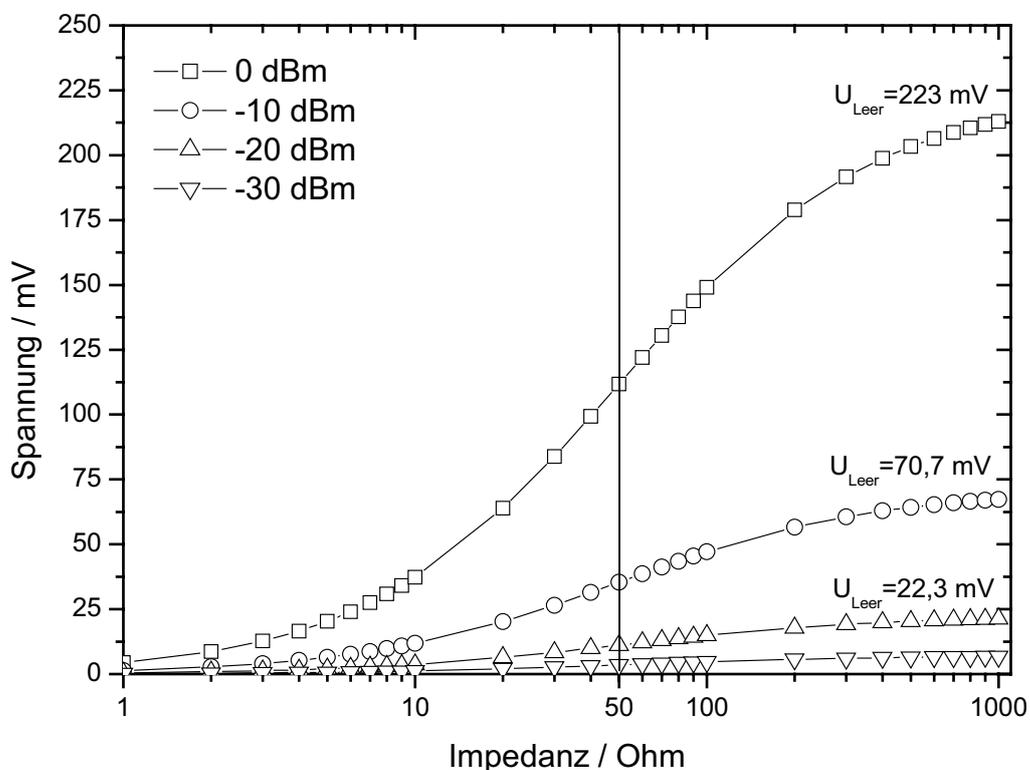


Abb. 4.01 Amplitude der Eingangsspannung an einem Bauelement in Abhängigkeit von der Impedanz des Bauelements bei verschiedenen Eingangs-Signalleistungen

Dies hängt nicht nur von der Leistung des Eingangssignals, sondern auch maßgeblich von der Eingangsimpedanz des Bauelements ab. Abb. 4.01 zeigt die theoretische Spannungsaussteuerung an einem Bauelement mit beliebiger Impedanz für verschiedene Leistungen. Es sei erwähnt, dass die an einem Lastelement abfallende Spannung nicht die Leerlaufspannung der Quelle überschreiten kann.

Für die Messungen an den Resonanztunnelnioden muss beachtet werden, dass die Eingangsimpedanz des Bauelements je nach Arbeitspunkt extrem variiert.

In einem 50 Ohm System betragen die maximalen Ausgangsspannungen der Quelle ( $R_{\text{Last}} \rightarrow \infty$ ) je nach angelegter Leistung  $U_{\text{Leer}} = \sqrt{P \cdot R_{50\Omega}}$  ( $-10$  dBm A  $\sim 70$  mV Leerlaufspannung).

Betrachtet man die verschiedenen leistungsabhängigen Kurven unter Berücksichtigung der erwarteten Kleinsignalaussteuerung von maximal 25 mV, so wird deutlich, dass die typischerweise verwendeten Signalleistungen von  $-10$  dBm bei den kleinen Bauelementen mit hoher Impedanz ( $R \gg 50\text{Ohm}$ ) zu nichtlinearen Spannungsaussteuerungen führen, und ein Kleinsignalverhalten damit nicht mehr gegeben ist. Aus diesem Grund wurden für die nachfolgend beschriebenen Messungen der Aufbau um ein 20 dB Dämpfungsglied zwischen Quelle und Signalausgang des Netzwerkanalysators ergänzt, so dass die Ausgangsleistung bei  $-30$  dBm lag und die angeregten Spannungen 25 mV nicht überstiegen. Durch das Dämpfungsglied wird allerdings der Dynamikbereich der Messtechnik um den Betrag des Dämpfungsgliedes reduziert.

## 4.2 Simulation der Kontaktstruktur und Extraktion der zugehörigen Parameter

Da es sich bei der RTD um ein Eintorbbauelement handelt, sind die Möglichkeiten der direkten Bestimmung der Bauelementparameter stark eingeschränkt.

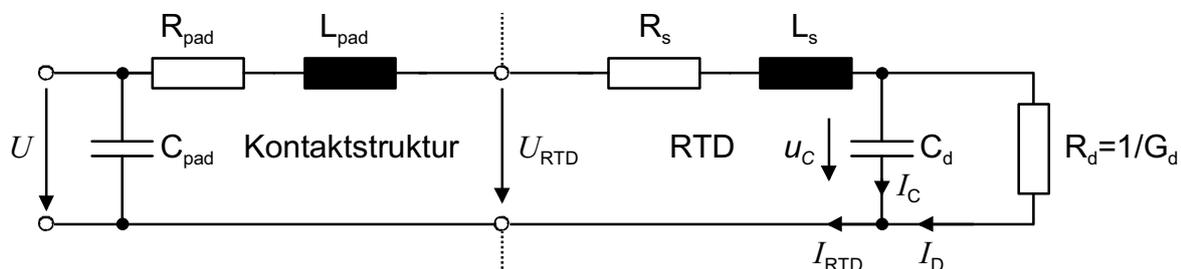


Abb. 4.02 Elektrisches Ersatzschaltbild der Resonanztunneliode

Das für die elektrische Beschreibung verwendete Ersatzschaltbild in Abb. 4.02 besteht aus insgesamt sieben Elementen, von denen drei den Metallkontakten zugeordnet sind gegenüber vier Elementen, die die Resonanztunneliode selber beschreiben.

Um eine Bestimmung der Elemente überhaupt erst zu ermöglichen, müssen im Vorfeld bestimmte Parameter festgelegt bzw. anderweitig bestimmt werden. Es bietet sich aufgrund der passiven Struktur der Metallkontakte an, diese in einer sogenannten OPEN- und SHORT-Struktur zu vermessen. Dabei handelt es sich um zwei spezielle Teststrukturen, bei denen entweder das Bauelement gar nicht vorhanden ist (OPEN-Struktur), oder durch einen metallischen Kurzschluss (SHORT-Struktur) ersetzt wurde. Aus den aufgenommenen S-Parametern können dann die Ersatzschaltbildelemente direkt berechnet werden.

Stehen keine solchen Strukturen zur Verfügung, können über einen quasi-zweidimensionalen elektromagnetischen Feldsimulator die Streuparameter dieser Kontakte simuliert werden. Da aufgrund des vorliegenden Maskendesigns keine OPEN- und SHORT-Strukturen verfügbar waren, wurde auf die zweite Möglichkeit der Feldsimulation zurückgegriffen.

Mit Hilfe des elektromagnetischen Simulationsprogramms MOMENTUM der Fa. Agilent, das zur Berechnung von metallischen Leitungsstrukturen entwickelt wurde, werden die realisierten Kontaktstrukturen simuliert. Abb. 4.03 und Abb. 4.04 zeigen das Design und die ermittelten Reflektionsparameter einer OPEN- und einer SHORT-Struktur.

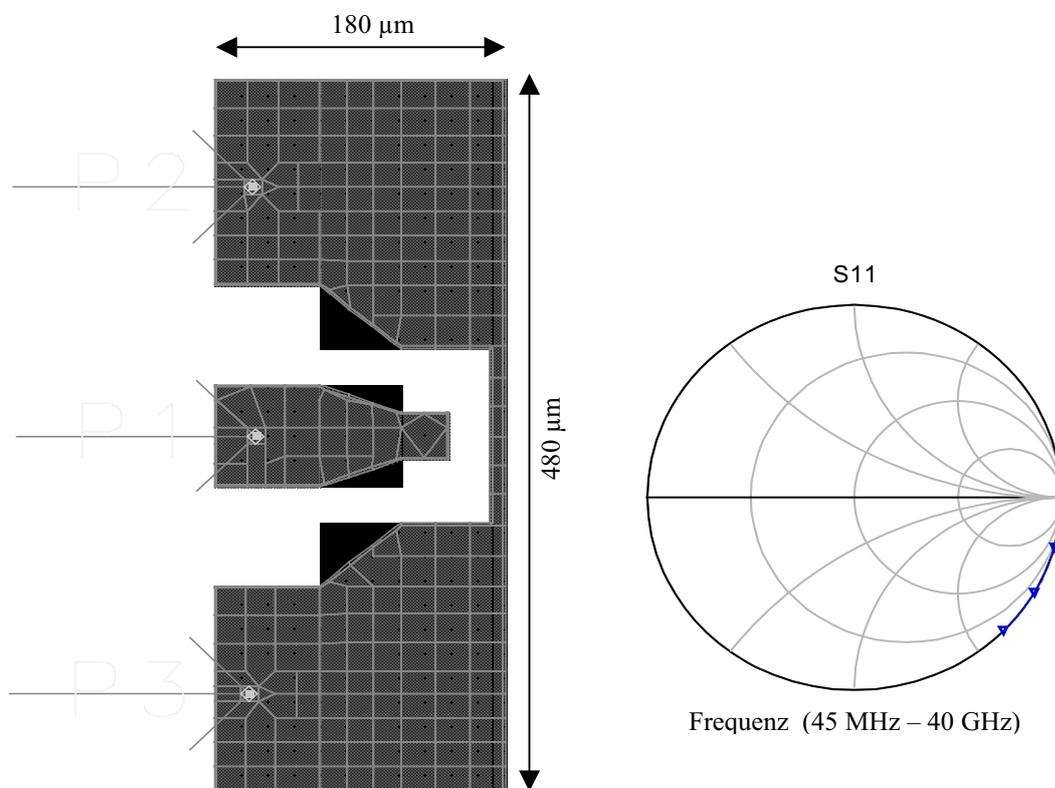


Abb. 4.03 Layout und Simulationsergebnisse für die OPEN Struktur

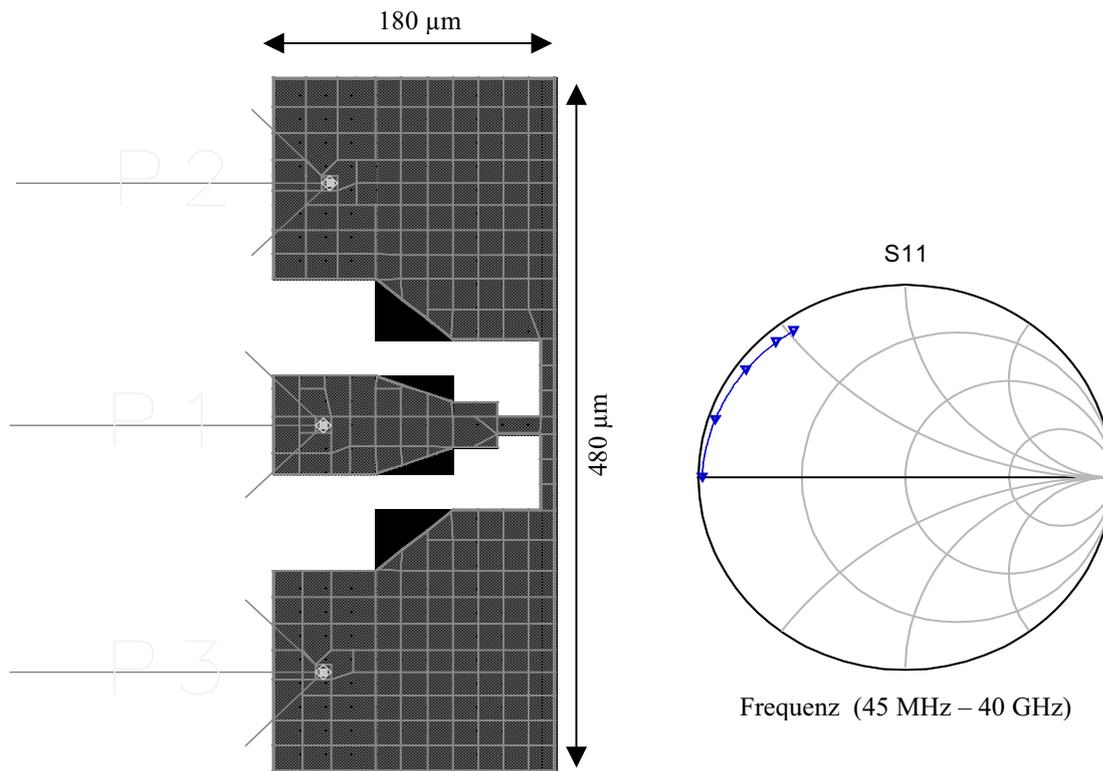


Abb. 4.04 Layout und Simulationsergebnis für die SHORT Struktur

Aus den simulierten S-Parametern lassen sich dann gemäß vereinfachter Ersatzschaltbilder die Werte für die Kapazität, Induktivität und des Widerstandes berechnen. Nach Umformung der S-Parameter in Impedanzparameter werden für die Bestimmung der Kontaktstruktur folgende Gleichungen angesetzt:

$$C_{pad} = -\frac{1}{\omega \operatorname{Im}\{Z_{open}\}} \quad (4.1)$$

$$R_{pad} = \operatorname{Re}\{Z_{short}\} \quad (4.2)$$

$$L_{pad} = \frac{\operatorname{Im}\{Z_{short}\}}{\omega} \quad (4.3)$$

Ein kritischer Punkt bei der Bestimmung der Kontaktelemente ist die Position der Messnadeln auf den Kontaktflächen. So kann die Position der Messspitzen bei einer realen Messung um mehrere  $\mu\text{m}$  von der simulierten Position abweichen, was einen Einfluss auf die resultierende Feldverteilung hat.

Um den Einfluss der Nadeln mit in die Bestimmung der Struktur einzubeziehen, wurden die Simulationen mit Abweichungen in den Positionen der Nadeln mit bis zu  $30 \mu\text{m}$  um den Mittelpunkt der Kontaktfläche herum mehrfach durchgeführt und die Variation der extrahierten Elemente aufgenommen. Die Ergebnisse mit den Simulationsabweichungen sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Element	Symbol	Wert	Einheit
Kontakt-Induktivität	$L_{pad}$	85 bis 105	pH
Kontakt-Kapazität	$C_{pad}$	32 bis 36	fF
Kontakt-Widerstand	$R_{pad}$	0,6 bis 0,9	Ohm

Tabelle 4.1 Simulierte Werte einer mit MOMENTUM berechneten RTD-Eintor-Kontaktstruktur unter Berücksichtigung der 30  $\mu\text{m}$  Variation der Messspitzenposition

### 4.3 Extraktion des parasitären Bahnwiderstands $R_s$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode zur Extraktion des parasitären Reihenwiderstandes  $R_s$  entwickelt. Dabei wird ein bestimmter Bereich des spannungsabhängigen Frequenzgangs des Bauelements ausgenutzt, um aus der Tiefpass-äquivalenten Anordnung bei hohen Frequenzen den Widerstand  $R_s$  zu bestimmen. Bislang wurde der Widerstand nur aus der RTD-Kennlinie bei hohen Spannungen gemessen oder mit Hilfe von Optimierern aus Messergebnissen extrahiert. Bei den Messungen bei hohen Spannungen im PDR2-Bereich wird angenommen, dass der Widerstand  $R_d$  der RTD bereits vernachlässigbar klein ist. Diese Annahme führt jedoch zu einem Bestimmungsfehler von  $R_s$ , da nach wie vor Impedanzanteile von  $R_d$  wirksam sind. Die Verwendung von Optimierern stellt ebenfalls kein exaktes Verfahren zur Bestimmung des Widerstandes dar, da es immer mehrere Lösungsmöglichkeiten gibt, und es sich herausgestellt hat, dass kaum zwischen Anteilen von  $R_s$  und  $R_d$  unterschieden werden kann. Mit der in dieser Arbeit entwickelten und hier vorgestellten Bestimmungsmethode ist eine Messung des parasitären Bahnwiderstandes jedoch mit sehr hoher Genauigkeit möglich.

Betrachtet man zunächst die Impedanzgleichungen für die RTD aufgetrennt nach Real- und Imaginärteil, zeigt sich, dass der Widerstand  $R_s$  als frequenzunabhängige Konstante in die Impedanzgleichung eingeht, wie bereits in 2.2.4 vorgestellt wurde:

$$\text{Re}\{Z_{RTD}\} = R_s + \frac{R_s}{1 + (\omega C_d R_d)^2} \quad (4.4)$$

$$\text{Im}\{Z_{RTD}\} = \omega L_s - \frac{\omega R_d^2 C_d}{1 + (\omega C_d R_d)^2} \quad (4.5)$$

Dabei stellt  $R_d$  den differentiellen Widerstand bzw.  $G_d = 1/R_d$  den differentiellen Leitwert der RTD dar. Bei sehr hohen Frequenzen verschwindet der frequenzabhängige Anteil und der Term vereinfacht sich zu:

$$\text{Re}\{Z_{RTD}\}\Big|_{\omega \gg \omega_0} \approx R_s \quad (4.6)$$

Die Zeitkonstante der Resonanztunnelndiode ist nun aber aufgrund der nicht-linearen Strom-Spannungskennlinie nicht konstant, sondern hängt stark von der angelegten Spannung ab. Insbesondere der differentielle Widerstand bzw. Leitwert verändert sich dabei um mehrere Größenordnungen und kann im Peak- und Valley-Bereich der RTD zwischen NDR und PDR2 mehrere tausend Ohm betragen. Die Kapazität zeigt dagegen nur eine geringe Veränderung in Abhängigkeit von der Spannung, so dass die RTD bei den Arbeitspunkten im Peak- und Valley-Bereich die geringste Grenzfrequenz aufweist.

Für die Extraktion von  $R_s$  können Streuparametermessungen entweder für Arbeitspunkte bei der Peak-Spannung oder der Valley-Spannung am Bauelement durchgeführt werden. In Abb. 4.05 ist der nach (4.4) berechnete Realteil in Abhängigkeit von der Frequenz für mehrere Arbeitspunkte um die Valley-Spannung herum aufgetragen. Man erkennt, dass für hohe Frequenzen gilt

$$\lim_{f \rightarrow \infty} \operatorname{Re}\{Z_{RTD}\} = R_s \quad (4.7)$$

wie aus (4.6) zu erwarten war.

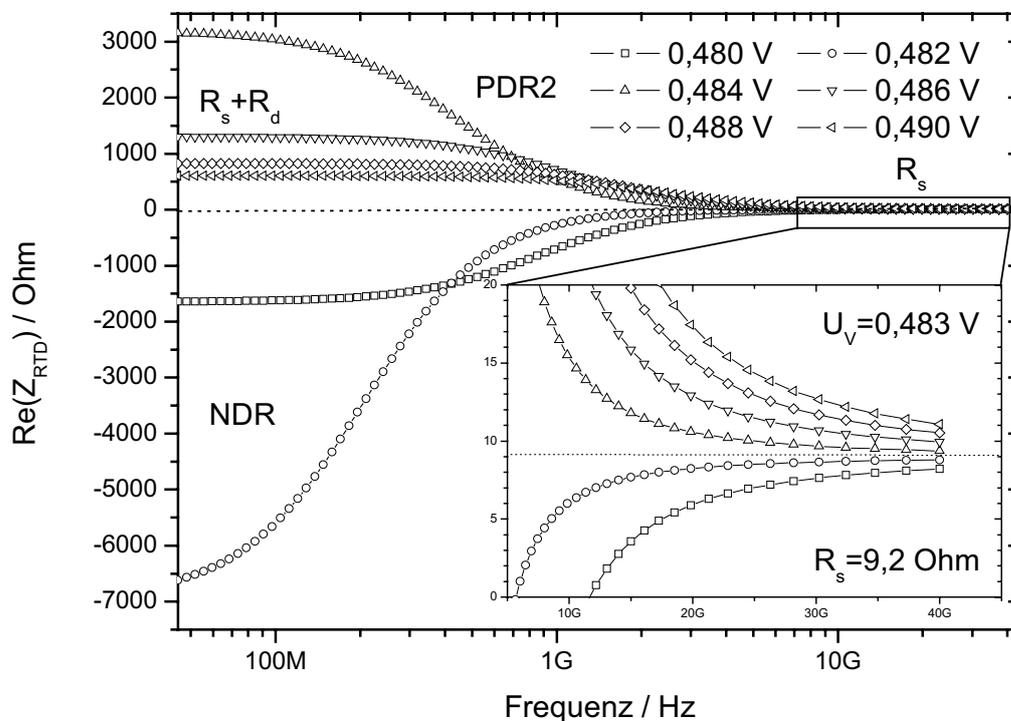


Abb. 4.05 Frequenzgang des Realteils einer  $2 \times 7 \mu\text{m}^2$  ( $A=14 \mu\text{m}^2$ ) Resonanztunnelndiode bei angelegten Spannungen im Bereich der Valley-Spannung und hohen differentiellen Widerständen

Der extrahierte Wert wird bei zwei verschiedenen Spannungen, von denen eine im NDR und die andere im PDR2-Bereich liegt, aufgenommen, um den Bestimmungsfehler zu reduzieren. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass der Fehler aufgrund eventuell noch vorhandener Anteile des frequenzabhängigen Realteils noch weiter reduziert werden kann. Gemäß (4.4) geht  $R_d$  in den Realteil mit ein, so dass sich durch eine Addition und Mittelung eines NDR ( $R_D < 0$ ) und PDR2 ( $R_D > 0$ ) Wertes im Idealfall die übrigen frequenzabhängigen Teile gegenseitig kompensieren.

#### 4.4 Arbeitspunktabhängigkeit der Kleinsignalparameter

Für die Charakterisierung der intrinsischen Elemente wurden bei verschiedenen Temperaturen Streuparametermessungen über den gesamten Arbeitsbereich der RTD durchgeführt. Die Streuparametermessungen wurden bei verschiedenen Temperaturen zwischen 15 K und Raumtemperatur durchgeführt. Dabei wurden jeweils einige charakteristische Arbeitspunkte in den PDR-Bereichen und dem NDR-Bereich eingestellt. Mittels der Methode des geringsten differentiellen Widerstandes aus 4.3 und durch ein Gradientenoptimierverfahren wurden die gemessenen S-Parameter an das Modell in Abb. 4.02 angepasst. Die parasitären Elemente aufgrund der Kontaktpads wurden dabei wie in 4.2 berechnet vorgegeben.

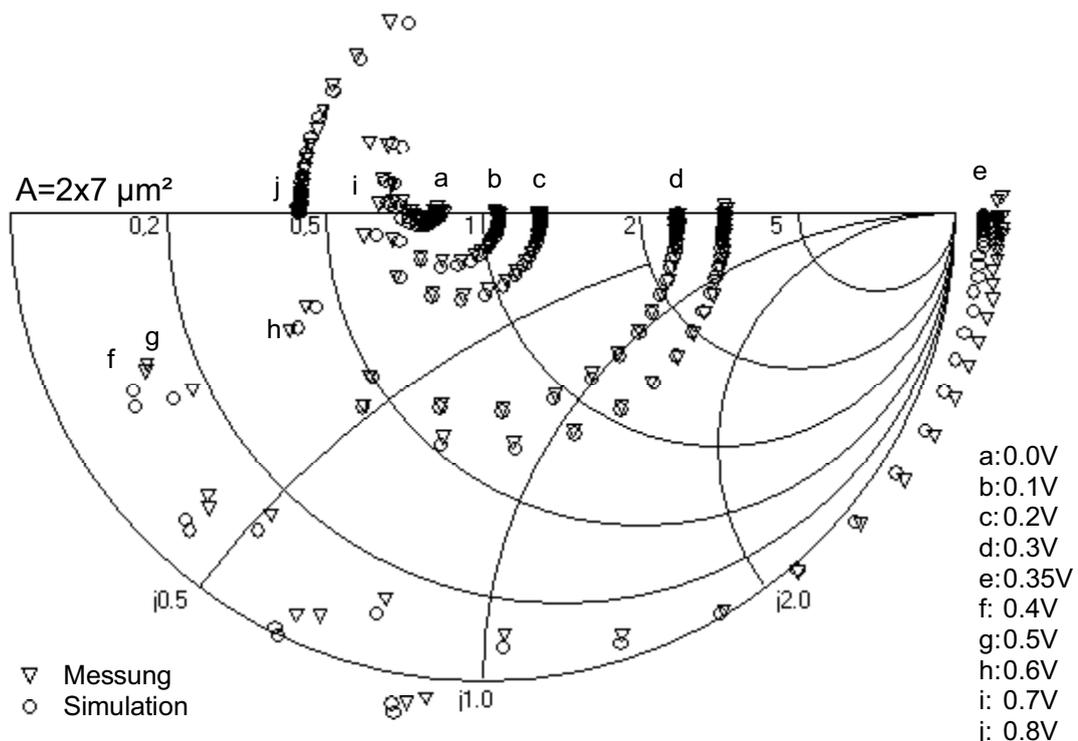


Abb. 4.06 Arbeitspunktabhängiger Reflektionsparameter  $S_{11}$  der RTD ( $2 \times 7 \mu\text{m}^2$ ,  $A = 14 \mu\text{m}^2$ ) bei 15 K für Spannungen  $0 < U < 0.8 \text{ V}$

In Abb. 4.06 sind Streuparametermessungen bei 15 K für alle gemessenen Arbeitspunkte sowie der Vergleich mit aus extrahierten Ersatzschaltbildgrößen bestimmten S-

Parametern dargestellt. Insgesamt wurden neun Arbeitspunkte eingestellt, von denen die ersten vier (a bis d) im PDR1 Bereich liegen, die Spannungen e und f im NDR Bereich und die übrigen g bis j im PDR2 Bereich. Es zeigt sich für alle Arbeitspunkte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und modellierten Werten.

#### 4.5 Temperaturabhängigkeit der Kleinsignalparameter

Die RTD wurde mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Tieftemperaturmessplatz untersucht. Dabei wurden Bauelemente mit verschiedenen Flächen bei verschiedenen Temperaturen gemessen, um das temperaturabhängige Verhalten der Strom-Spannungscharakteristik zu untersuchen.

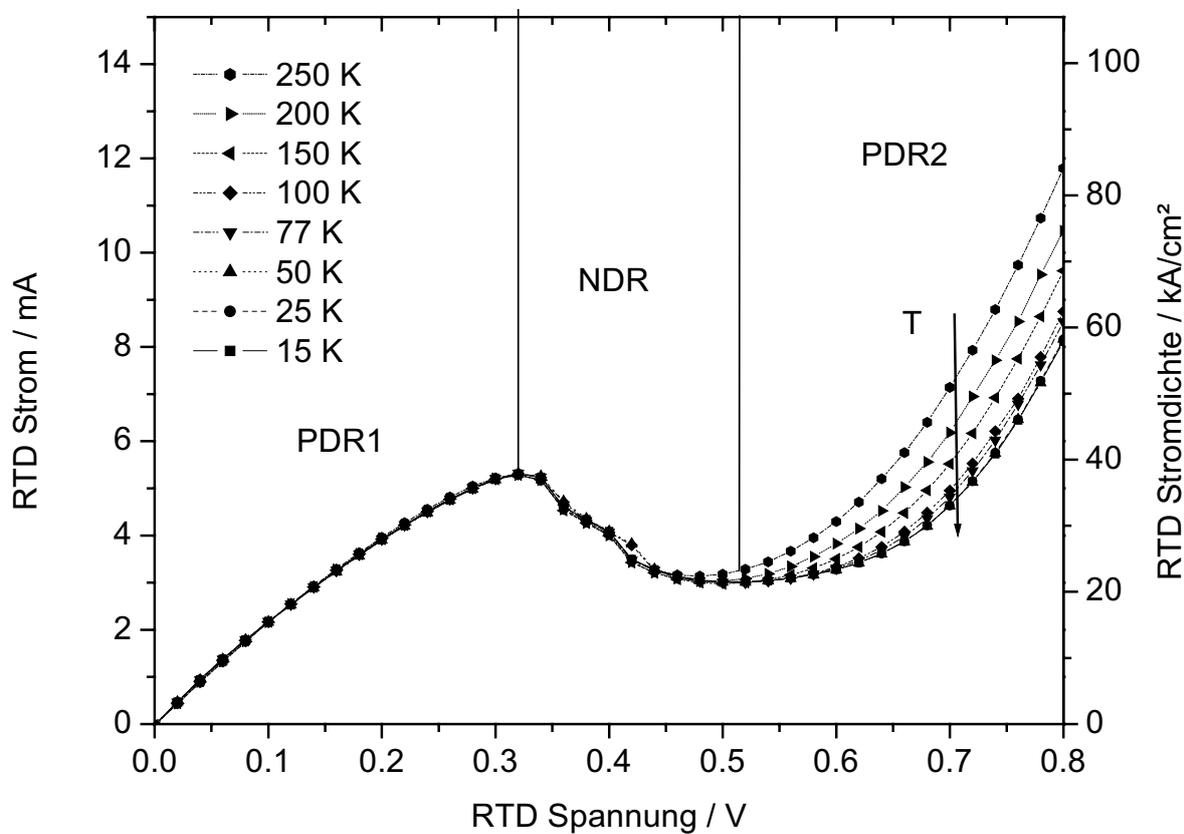


Abb. 4.07 Temperaturabhängige Strom-Spannungscharakteristik einer Resonanztunnelodiode mit  $2 \times 7 \mu\text{m}^2$  nomineller Fläche

In Abb. 4.07 ist das Ergebnis der Gleichstrommessungen einer Resonanztunnelodiode mit einer Fläche von  $14 \mu\text{m}^2$  im Temperaturbereich von 250 K bis 15 K dargestellt. Der erste positiv differentielle Widerstandsbereich ändert sich nicht nachweisbar in dem betrachteten Temperaturbereich. Dadurch, dass der Transportmechanismus im PDR1-Bereich ausschließlich mit dem quantenmechanischen Tunneleffekt erklärt wird, und die Tatsache, dass aufgrund der Dotierung die Fermienergie sehr nahe an der Leitungsbandunterkante liegt, wird sich bei Temperaturen um die 15 K noch keine bemerkbare Änderung der Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion einstellen, so dass die zur

Resonanz notwendigen Spannungen sich im betrachteten Temperaturbereich nicht ändern. Darüber hinaus befindet sich das Halbleitermaterial in diesem Temperaturbereich in der Störstellenerschöpfung, d.h. alle Dotierstoffatome sind noch ionisiert und die maximale Anzahl verfügbarer Ladungsträger steht zur Verfügung.

In Abhängigkeit von der Temperatur fällt eine Verschiebung zwischen NDR und PDR2-Bereich auf. Die Valley-Spannung, die den Übergangsbereich zwischen NDR und PDR2 darstellt, verschiebt sich bei niedrigen Temperaturen hin zu höheren Spannungen. Dies hängt mit dem Einfluss der Temperatur auf die thermionische Stromkomponente zusammen. Bei tiefen Temperaturen besitzen weniger Elektronen die nötige Energie, um die Leitungsbandbarriere zu überwinden. Dieser Effekt zeigt sich deutlich in der I-U-Kennlinie und entspricht den theoretischen Erwartungen, die sich aus den semi-physikalischen Gleichungen (2.16) ergeben haben.

Die Untersuchung der Streuparameter hat ergeben, dass bestimmte Bereiche der Resonanztunneldiode geringe bis gar keine Temperaturabhängigkeit aufweisen, während andere Bereiche stark temperaturabhängig sind. So wurde für den ersten positiv differentiellen Widerstandsbereich bei keiner gemessenen Temperatur eine Abweichung von den Werten bei Raumtemperatur festgestellt.

Der negativ differentielle Bereich zeigt in Bezug auf die Valley-Spannung jedoch eine gewisse Temperaturabhängigkeit. Der Wirkungsbereich der Quantentopfkapazität, die sich zusätzlich zu der Kapazität der RTD ergibt, weist bei tiefen Temperaturen einen größeren Spannungsbereich auf als bei Raumtemperatur. Der zweite positiv differentielle Bereich, der annähernd Diodencharakteristik aufweist, zeigt sich als sehr stark abhängig von der Temperatur. Sowohl die Gleichstrom- als auch die Kleinsignalparameter ändern sich stark. Im Folgenden wird der Einfluss der Temperatur auf die Ersatzschaltbildelemente untersucht.

#### **4.5.2 Kleinsignalparameter bei 15 K**

Neben der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit einer einzelnen Diode wurden weiterhin RTD mit unterschiedlichen Flächen bei verschiedenen Temperaturen untersucht (siehe Abb. 5.01), um die Abhängigkeiten der Kleinsignalersatzschaltbildelemente sowohl bei Raumtemperatur als auch bei niedrigen Temperaturen zu vergleichen. Darüber hinaus wurden zwei RTD mit nominell gleicher Fläche, aber unterschiedlichem Bauelementdesign, verwendet.

Der Unterschied liegt in den verwendeten Justageprozessen bei der Lithographie der Kontakte des Bauelements, so ist ein Bauelement als selbstjustierend ( $2 \times 7 \mu\text{m}^2$ ) und eines als nicht-selbstjustierend ( $n2 \times 7 \mu\text{m}^2$ ) ausgelegt worden. Der Selbstjustageprozess erlaubt einen vereinfachten Prozessablauf da weniger Technologieschritte durchlaufen werden. Nachfolgend sind die extrahierten Kleinsignalersatzschaltbildwerte für die untersuchten RTD dargestellt.

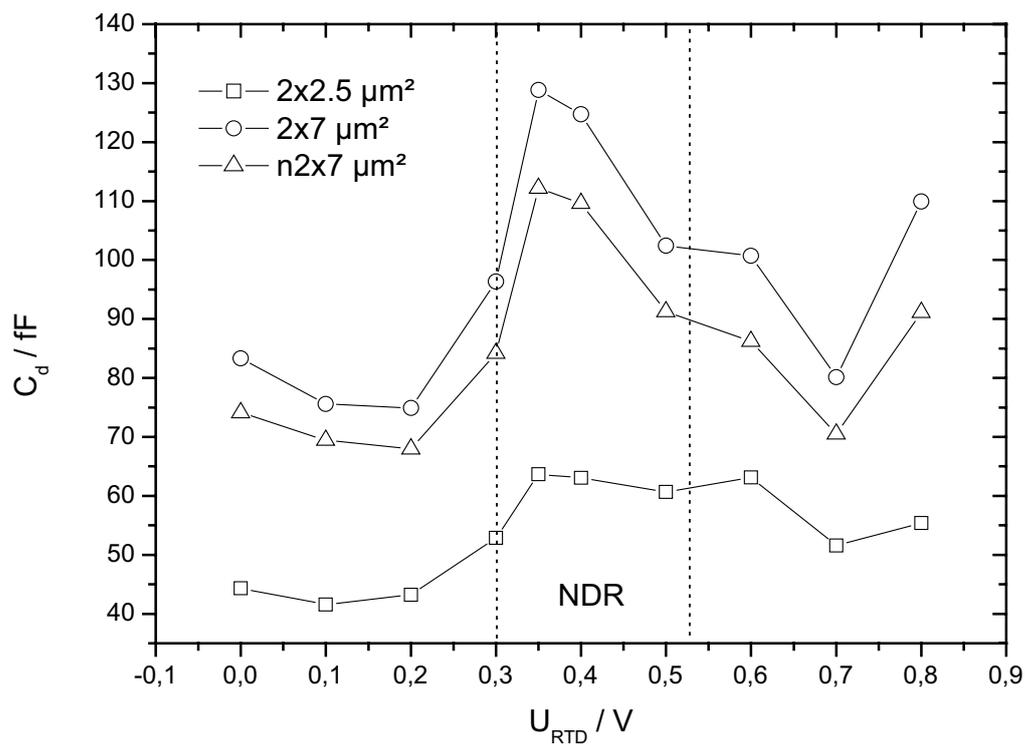


Abb. 4.08 Spannungsabhängigkeit der extrahierten Kapazität  $C_d$  der RTD für verschiedene Flächen bei 15 K

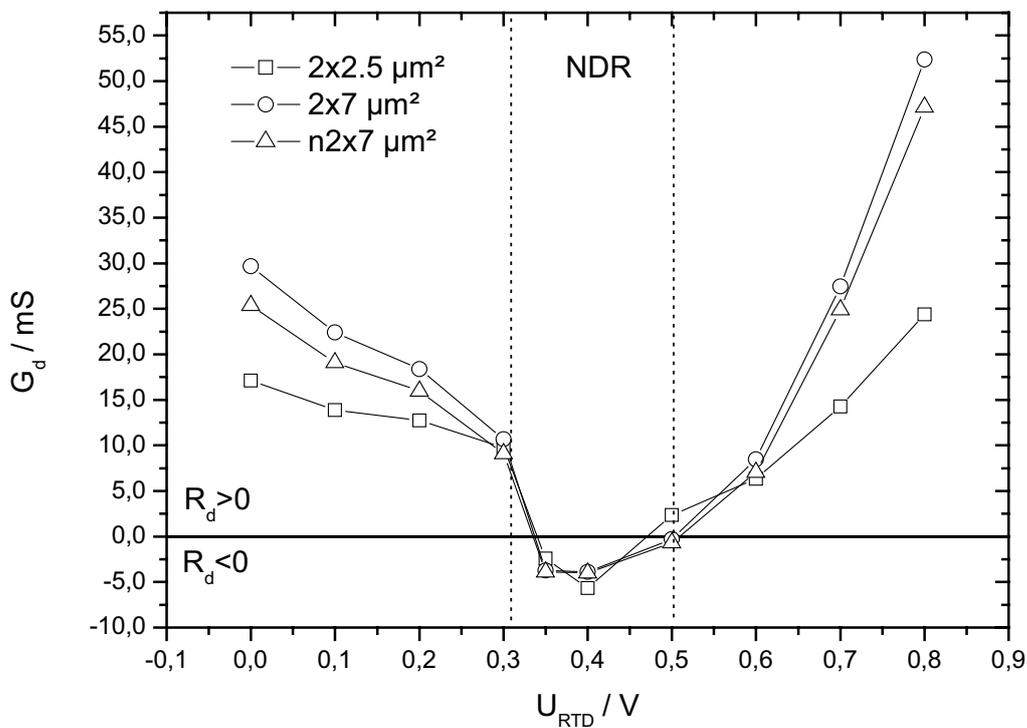


Abb. 4.09 Spannungsabhängigkeit des extrahierten Leitwerts  $G_d$  der RTD für verschiedene Flächen bei 15 K

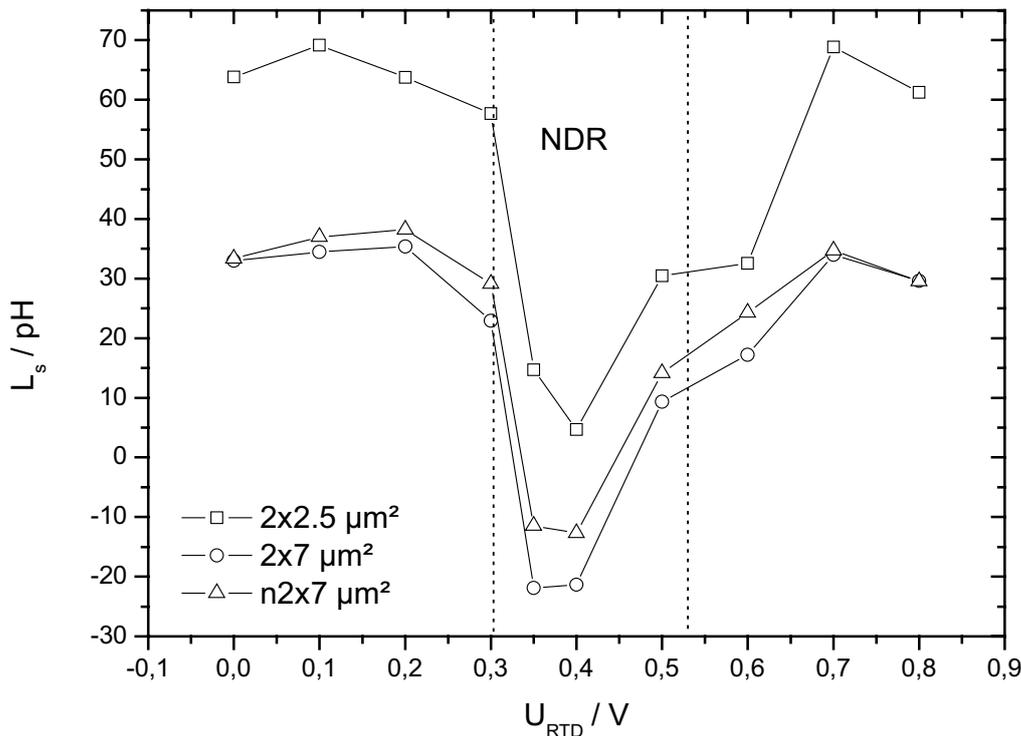


Abb. 4.10 Spannungsabhängigkeit der extrahierten Serieninduktivität  $L_s$  der RTD für verschiedene Flächen bei 15 K

Bei der Betrachtung der extrahierten Parameter verschiedener RTD-Flächen zeigt sich deutlich der Flächenunterschied bei der Kapazität  $C_d$  in Abb. 4.08. Allerdings zeigt sich keine lineare Abhängigkeit von der nominellen Fläche der RTD, wie es zu erwarten wäre. Grund hierfür ist eine nicht exakt bestimmbare Unterätzung der RTD-Mesa und damit eine Verringerung der jeweiligen Fläche. Dieser Effekt trat bei dem hier verwendeten Nasschemischen Ätzverfahren auf, bei dem die Unterätzung nicht genau bestimmt werden konnte. Deutlich tritt im NDR-Bereich auch der Einfluss der Quantenkapazität auf, die zu einer Erhöhung der Gesamtkapazität führt.

Gleiche Abweichungen von der Fläche gelten in ähnlicher Form für den differentiellen Leitwert und die Induktivität des Kleinsignalersatzschaltbildes, dargestellt in Abb. 4.09 und Abb. 4.10. Wobei die Induktivitätsvariationen in erster Näherung von den leicht unterschiedlichen Leiterbahnbreiten resultieren, die zur Kontaktierung verschieden großer RTD verwendet werden müssen.

Da angenommen wird, dass die Kontaktstruktur hauptsächlich die Induktivität bestimmt, sollten die Abweichungen bei den RTD mit gleicher Fläche aber unterschiedlichem Bauelementdesign deutlich geringer sein als die Abweichungen von  $G_d$  und  $C_d$  da identische Kontaktstrukturen verwendet wurden, was auch deutlich aus Abb. 4.10 hervorgeht. Insbesondere in den PDR-Bereichen sind kaum Änderungen in der extrahierten Induktivität der beiden RTD  $2 \times 7 \mu m^2$  und  $n2 \times 7 \mu m^2$  vorhanden.

Lediglich in dem NDR-Bereich, wo die Induktivität abnimmt, wurden abweichende Werte bestimmt die auf die unterschiedlichen Design zurückführbar sind.

Der Abfall der Induktivität im NDR lässt sich damit erklären, dass Streuungseffekte der Elektronen beim Durchtunneln der Barriere auftreten, und damit die Aufenthaltsdauer im Quantenbrunnen erhöht ist. Werden Elektronen beim Tunneln der ersten Quantenbarriere zu stark energetisch gestreut, verändert sich die Transmissionswahrscheinlichkeit für das Transmittieren durch die zweiten Barriere und die Elektronen werden gegebenenfalls im Quantentopf mehrfach reflektiert (siehe auch 2.2.1).

Da die Transmissionswahrscheinlichkeit auch arbeitspunktabhängig ist, wird die Lebensdauer der Elektronen im Quantentopf gemäß der Annahme der Mehrfachreflektion im selben Maße spannungsabhängig sein. Da die Streuungseffekte von der Bänderstruktur und der Transmissionswahrscheinlichkeit abhängen, ist die Induktivität temperaturunabhängig.

Bedingt durch die Serienschaltung der parasitären Induktivität der Kontaktpads und der Induktivität der RTD, lässt sich bei der Extraktion nicht exakt abgrenzen, welcher Anteil welcher Komponente zugeordnet werden muss. So kann es bei der Extraktion vorkommen, dass die RTD-Induktivität vermeintlich negativ wird, die Summe der Induktivitäten aber nach wie vor positiv ist (Siehe auch Abb. 4.10). Es ist folglich nur eine qualitative Beschreibung über den Induktivitätsverlauf über die Parameterextraktion möglich, welche aber Aufschluss über Streuungseffekte im Quantenbrunnen liefert.

#### 4.5.1 Temperaturabhängigkeit des Leitwerts $G_d$

Der differentielle Widerstand  $R_d$  bzw. der differentielle Leitwert  $G_d$  der RTD ist nach Festlegung von  $R_s$  der Parameter, der die Steigung der IU-Kennlinie im Arbeitspunkt in der Gleichstromcharakteristik definiert. Bei der temperaturabhängigen Extraktion des Wertes hat sich wie erwartet kaum ein Einfluss im PDR1 und im NDR-Bereich gezeigt. Lediglich bei der Verschiebung der Valley-Spannung verschiebt sich der Vorzeichenwechsel von  $G_d$  (NDR nach PDR2) bei tiefen Temperaturen zu höheren Spannungen hin.

Grund für die Verschiebung des Valley-Bereichs ist der bereits in 2.2.2 beschriebene thermionische Strom, der bei tiefen Temperaturen deutlich abnimmt. Dies führt zu einer Verschiebung des Valley-Punktes zu höheren Spannungen hin. Dieses temperaturabhängige Verhalten geht auch deutlich aus Abb. 4.11 hervor.

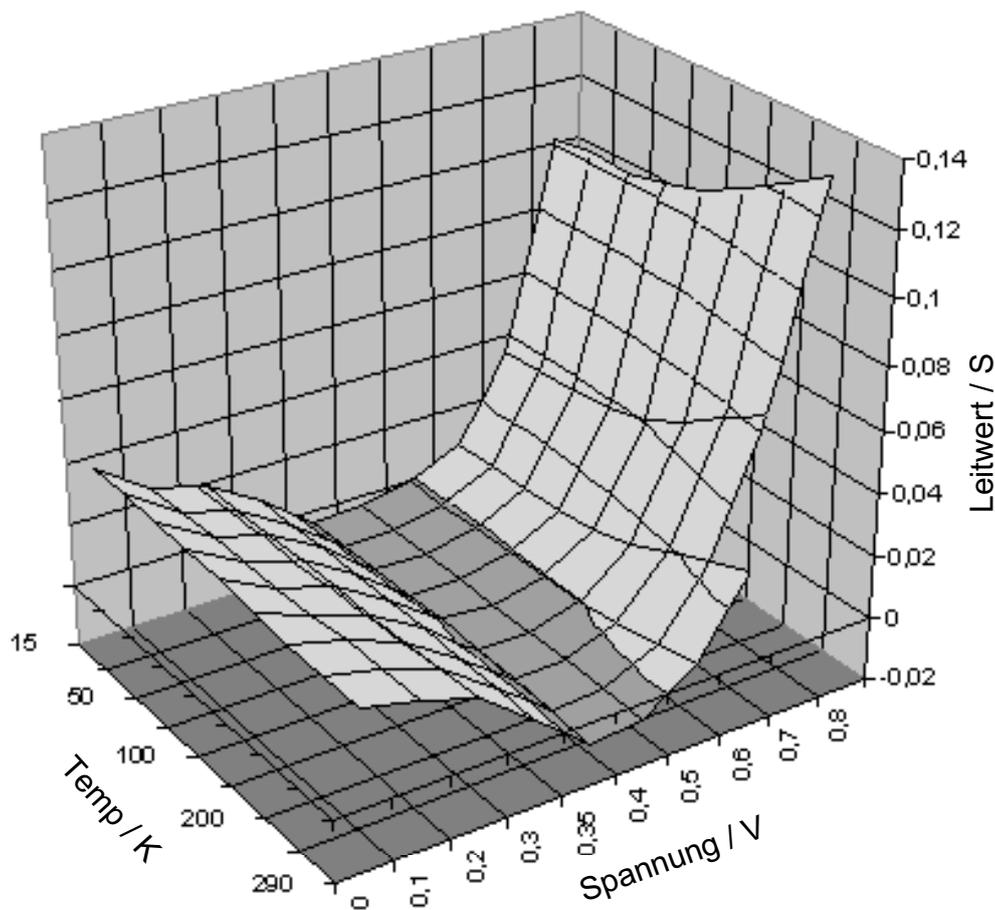


Abb. 4.11 Temperatur- und Arbeitspunktabhängigkeit des differentiellen Leitwertes  $G_d$  der Resonanztunnelndiode

Die dreidimensionale Darstellung des Leitwertes in Abb. 4.11 zeigt hervorgehoben den NDR Bereich und die Veränderung desselben bei tiefen Temperaturen. Des Weiteren ändert sich aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des PDR2 Bereiches der Leitwert und sinkt mit der Temperatur ab, was einem reduzierten Strom über die Doppelbarriere entspricht.

#### 4.5.2 Temperaturabhängigkeit der Kapazität $C_d$

Die Kapazität der Resonanztunnelndiode ist, wie in 2.2.3 dargestellt arbeitspunktabhängig und teilt sich auf in die Anteile der Verarmungskapazität und der Quantentopfkapazität. Die Extraktion der Kapazität  $C_d$  aus den Messwerten wird zunächst arbeitspunktabhängig für alle untersuchten Temperaturen vorgenommen. Das Ergebnis der Extraktion ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die RTD besitzt eine nominelle Fläche von  $A = 2 \times 7 \mu\text{m}^2$  und eine Kapazität von  $C_d = \sim 60 \text{ fF}$  ( $C_0 = \sim 4 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ ) bei  $U = 0 \text{ V}$ . Die Gesamtkapazität im PDR1-Bereich ist temperaturunabhängig.

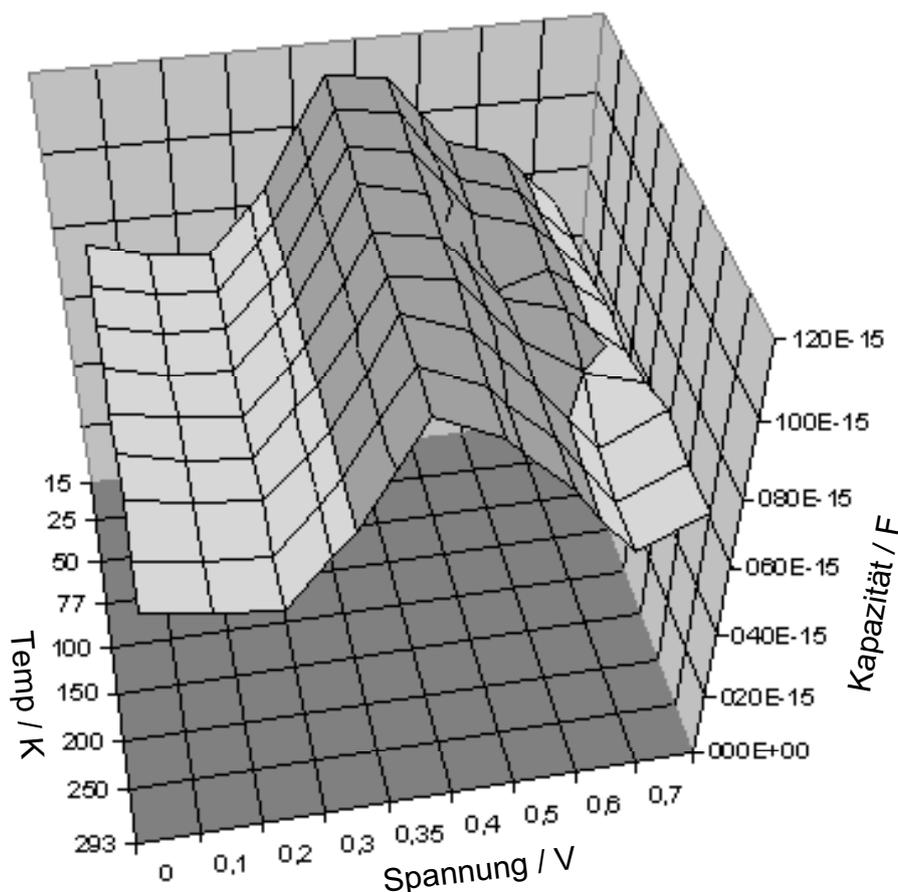


Abb. 4.12 Temperatur- und Arbeitspunktabhängigkeit der Kapazität  $C_d$  der Resonanztunnelodiode

Bei Arbeitspunkten im NDR-Bereich wird zusätzlich die Quantenkapazität wirksam. In Abb. 4.12 ist dieser Bereich entsprechend farbig markiert dargestellt. Mit Abnahme der Temperatur dehnt sich der NDR-Bereich aus und damit wird der Bereich, in dem die Quantenkapazität wirksam ist, breiter. Die Extraktion der Kapazitätswerte im PDR2-Bereich war aufgrund der sehr hohen Stromdichten in dem Bauelement nicht oder nur sehr beschränkt möglich. Dies wird besonders für die Arbeitspunkte (i) und (j) in Abb. 4.06 deutlich, da diese bereits im induktiven Bereich des Smith-Diagramms liegen, und eine Bestimmung möglicher kapazitiver Anteile entsprechend fehlerhaft sein muss.

#### 4.5.3 Temperaturabhängigkeit der Induktivität $L_s$

Bei der Extraktion der Induktivität  $L_s$  in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt und von der Temperatur wurde für alle Bestimmungsansätze ein fester Wert für die parasitäre Kontaktstruktur  $L_{\text{pad}}$  gemäß des in 4.2 beschriebenen Verfahrens angenommen.

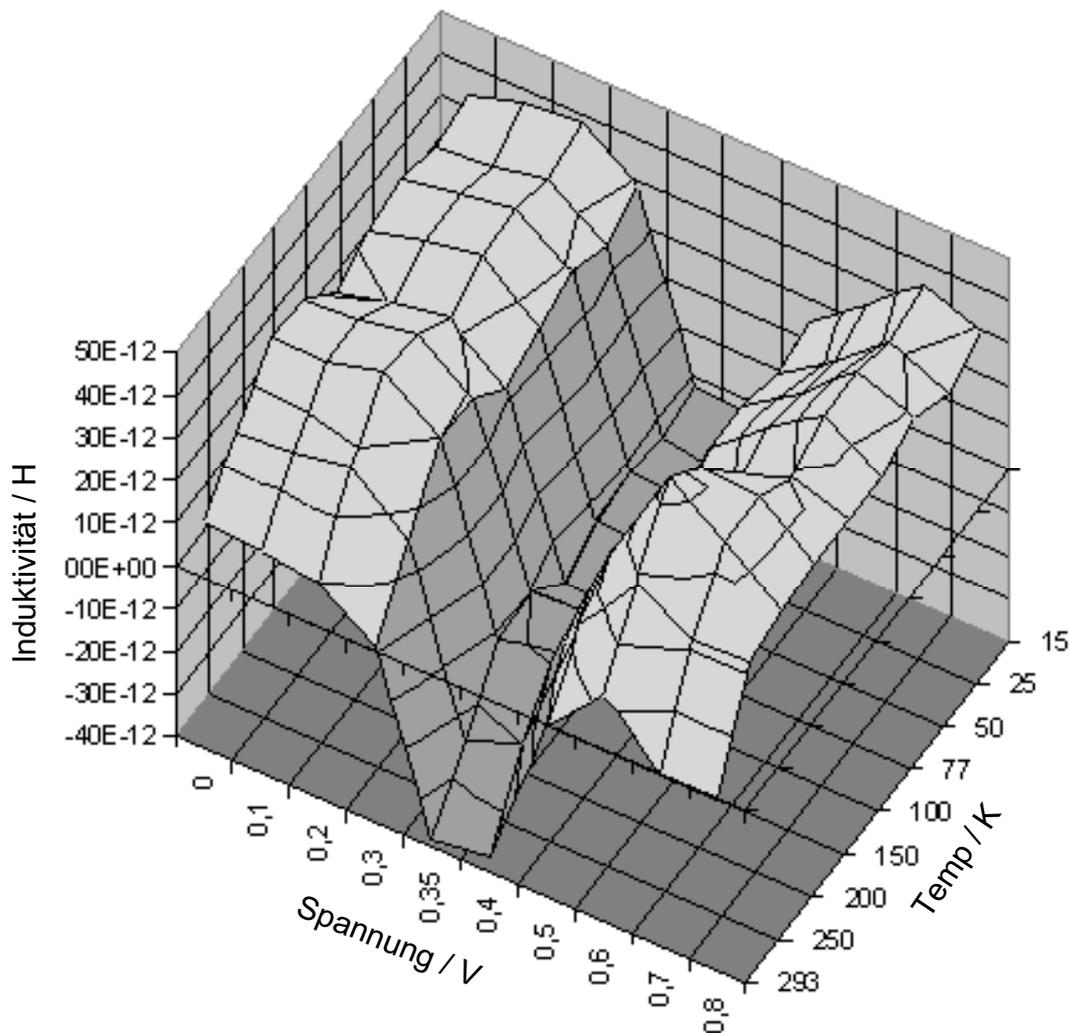


Abb. 4.13 Temperatur- und Arbeitspunktabhängigkeit der Induktivität  $L_s$  der Resonanztunnelodiode.

Die extrahierten Induktivitätswerte zeigen eine deutliche Arbeitspunktabhängigkeit sowie im Bereich von  $293K > T > 150K$  eine Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei ist jedoch diese Temperaturabhängigkeit auf messtechnische Effekte zurückzuführen. Der Einbruch der Induktivität im NDR Bereich geht auf Änderungen der Transporteigenschaften im negativ differentiellen Bereich der Resonanztunnelodiode zurück.

## 4.6 Vergleich extrahierter Parameter mit theoretischen Daten

Zur Verifikation der extrahierten Kleinsignalersatzschaltbildelemente wird in diesem Abschnitt der theoretische Verlauf des differentiellen Leitwerts gemäß der Ableitung aus den semi-physikalischen Stromdichtegleichungen in 2.2.2 und der Verlauf der Kapazität gemäß der ebenfalls in 2.2.3 beschriebenen Gleichungen mit den aus den

Streuparametermessungen extrahierten, arbeitspunktabhängigen Bauelementparametern verglichen. Diese Untersuchung wurde exemplarisch für eine RTD mit einer Fläche von  $14 \mu\text{m}^2$  bei Raumtemperatur durchgeführt und belegt die Gültigkeit der vorangegangenen Untersuchungen.

Wie in Abb. 4.14 dargestellt ist, stimmen die aus den Streuparametermessungen extrahierten Werte für  $G_d$  sehr gut mit den theoretisch berechneten überein. Lediglich im NDR-Bereich treten geringe Abweichungen auf, da dieser Bereich aufgrund der Schwingneigung der RTD durch den negativ differentiellen Widerstand schwierig zu messen ist.

Bei dem Verlauf zwischen berechneter und extrahierter Kapazität fällt ebenfalls eine Abweichung im Bereich der Peak-Spannung auf. Die Unterschiede sind auf dieselbe Ursache zurückzuführen wie bei dem differentiellen Leitwert, da die Ableitung des Stromes für den Anteil der Quantentopfkapazität mit in die Bestimmung der Gesamtkapazität eingeht, und somit Abweichungen bei der IU Kennlinie auch zu einer Ungenauigkeit bei der Kapazität führen.

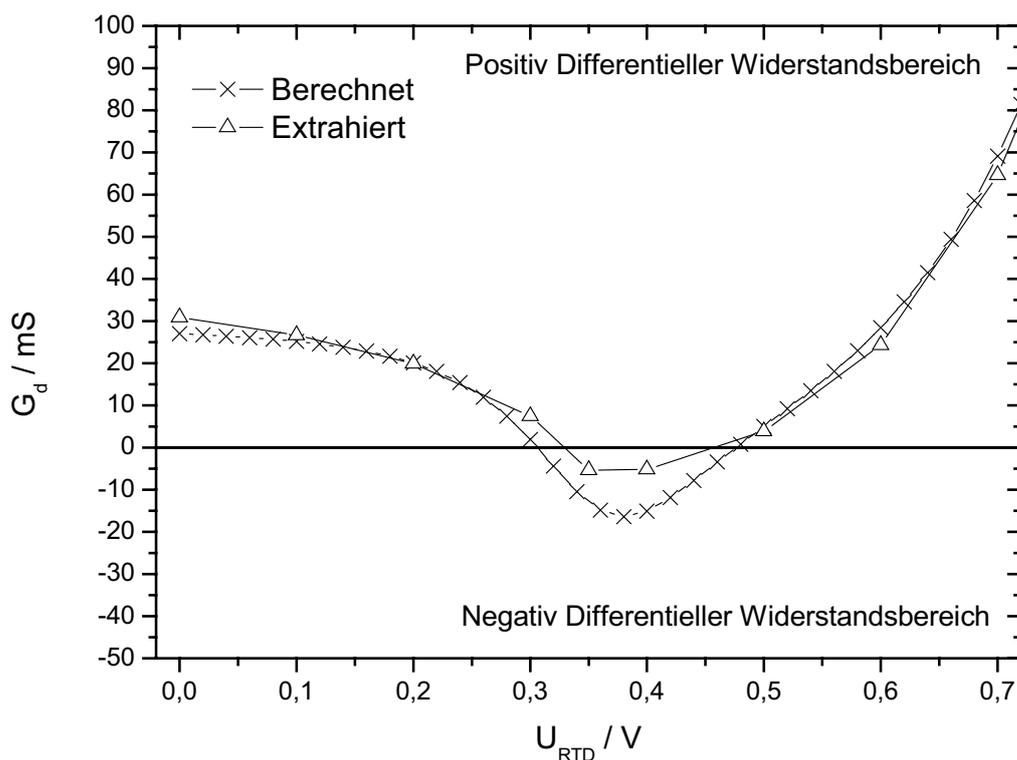


Abb. 4.14 Spannungsabhängiger von  $G_d$ : Vergleich berechneter und aus Kleinsignalmessungen bestimmter Leitwerte  $G_d$  einer RTD mit  $A = 14 \mu\text{m}^2$

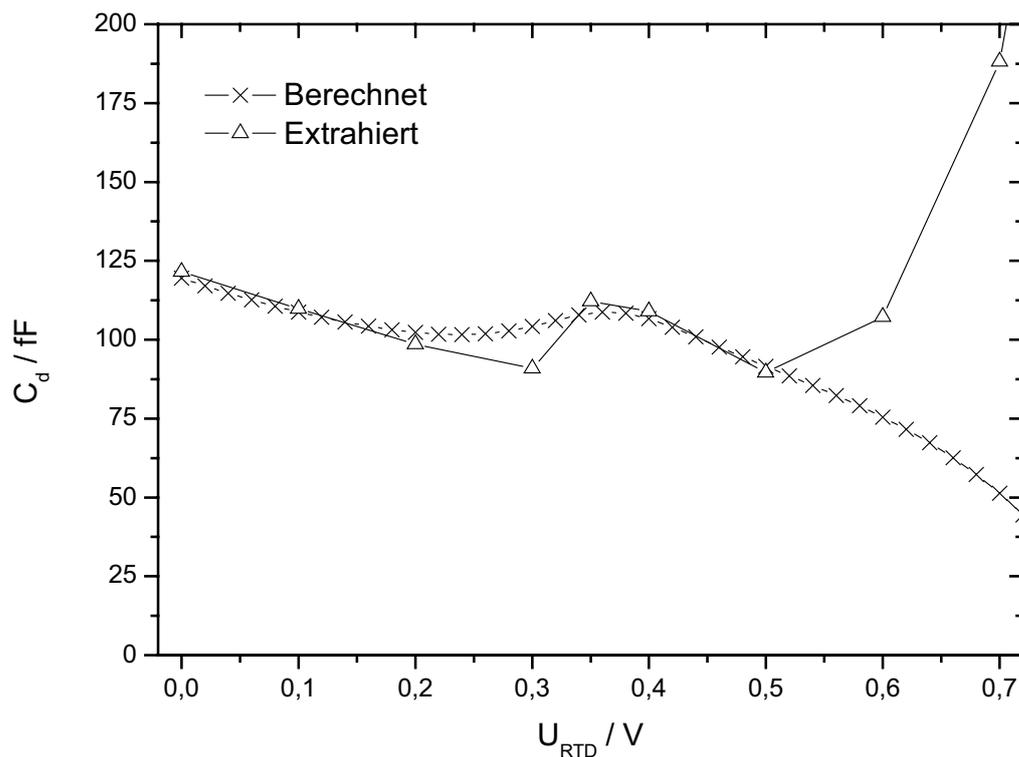


Abb. 4.15 Spannungsabhängiger von  $C_d$ : Vergleich berechneter und aus Kleinsignalmessungen bestimmte Kapazität  $C_d$  mit einer Fläche von  $A = 14\mu\text{m}^2$

Im Bereich hoher Spannungen allerdings weichen theoretischer und extrahierter Wert stark voneinander ab. Das liegt, wie bereits in 4.5.2 erwähnt, an dem stark induktiven Verhalten der RTD bei hohen Spannungen (siehe Abb. 4.06, Arbeitspunkt  $j = 0.8V$ ) und dem damit verbundenen Fehler bei der Extraktion.

## 4.7 Spannungsabhängige Stabilität

Da sich die Fläche, und somit die extrahierten intrinsischen Parameter, auf die Stabilität des Bauelements gemäß der 2.2.5 beschriebenen Stabilitätsbedingungen auswirkt, wurden die Daten der untersuchten Bauelemente nach der Parameterextraktion in das Stabilitätsdiagramm in Abb. 4.16 eingefügt. Die Messergebnisse wurden bei 15 K aufgenommen und weichen von denen bei Raumtemperatur nur geringfügig ab.

Sämtliche der im Stabilitätsdiagramm dargestellten Punkte sind über die in diesem Kapitel vorgenommene Parameterbestimmung ermittelt worden. Die Bereiche I und II sind wie in 2.2.5 beschrieben, instabil, während III und IV den stabilen Betrieb der RTD kennzeichnen.

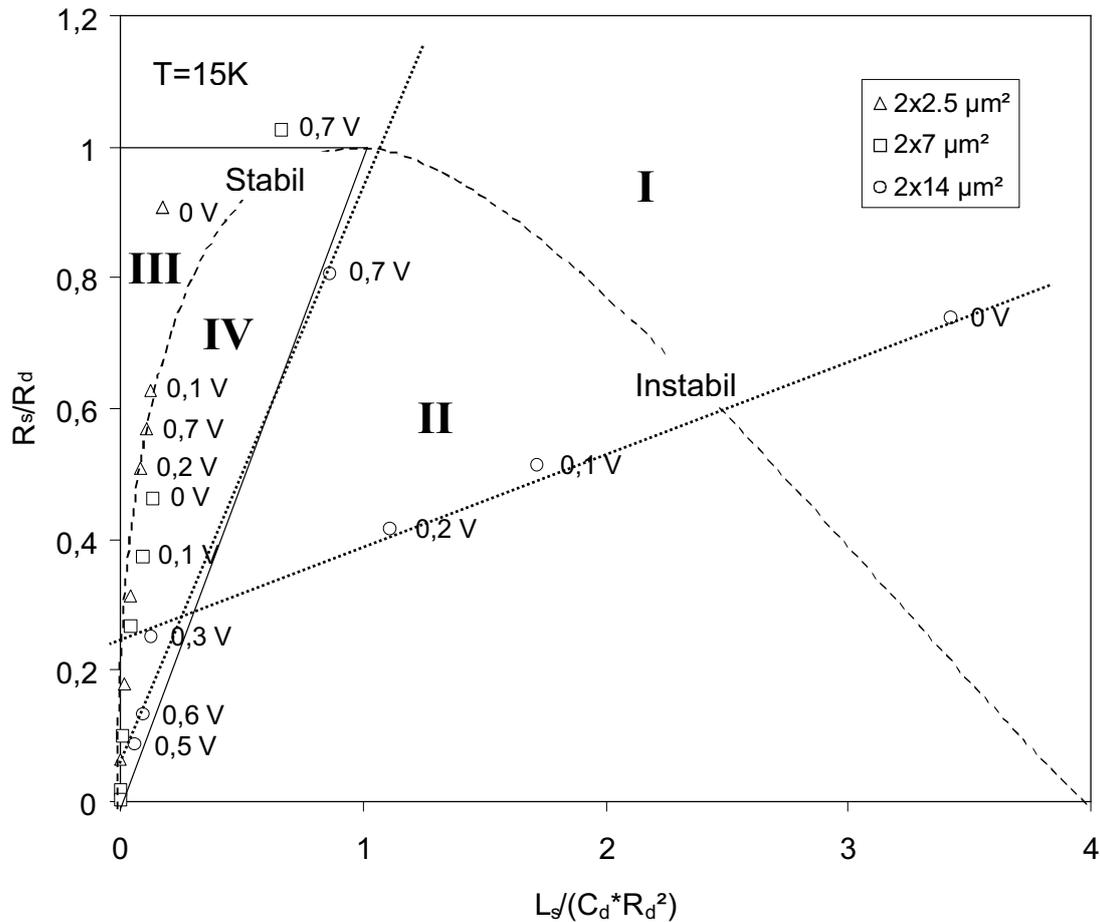


Abb. 4.16 Stabilitätsdiagramm für unterschiedliche RTD Flächen

Deutlich zeigt sich, dass insbesondere RTD mit großen Flächen zu Oszillationen neigen und lediglich wenige Arbeitspunkte stabil betrieben werden können. Die kleinflächigen Bauelemente sind im untersuchten Spannungsbereich überwiegend stabil. Grundsätzlich stellen die Leitungsstrukturen, insbesondere bei den großflächigen Bauelementen, kritische Größen dar. Insbesondere der Induktivitätsbelag der Zuleitungen, sowohl bei Einzelbauelementen wie auch in der Schaltungsanwendung, kann die RTD in den instabilen Zustand bringen, da dieser weitestgehend unabhängig von dem untersuchten Bauelement ist, und das Verhältnis  $L_s$  zu  $C_d \cdot R_d^2$  bei großen Bauelementen stärker zunimmt als bei solchen mit kleinen Flächen. Es gilt folglich, dass kleine RTD eher stabil betrieben werden können als große RTD.

Das Stabilitätsdiagramm sagt über die Bauelemente zunächst nur aus, in welchen Spannungsbereichen diese stabil arbeiten können. Wie oben bereits erwähnt, neigen insbesondere großflächige RTD aufgrund des geringeren Widerstands  $R_d$  zur Instabilität. Die eingetragenen Arbeitspunkte in Abb. 4.16 lassen allerdings eine Abschätzung der Stabilitätsgrenze zu, da die Punkte in den jeweiligen PDR-Bereich

sich annähernd auf einer Geraden (vgl. gestrichelte Linie in Abb.4.16) im Stabilitätsdiagramm befinden. Nur in dem Peak- und Valley-Bereich weichen die Arbeitspunkte von dem beschriebenen Verhalten ab, sind aber aufgrund des hohen Widerstand  $R_d$  in der Regel stabil.

Bei der  $2 \times 14 \mu\text{m}^2$  RTD wird anhand der eingezeichneten Linie deutlich, dass die RTD bis kurz vor 0,3 V angelegter Spannung instabil arbeiten, und dann im PDR2 Bereich ab etwa 0,7 V ebenfalls instabil wird. Somit können nur die Spannungsbereich zwischen 0,3 V und der Peak-Spannung, und der Bereich zwischen der Valley-Spannung und 0,7 V für den sicheren Betrieb genutzt werden.



## 5 Großsignalmodellierung und dynamisches Verhalten

Nach der Diskussion des Verhaltens der RTD bei verschiedenen Temperaturen und der Kleinsignalmodellierung des Ersatzschaltbildes soll hier für die Anwendung in der Schaltungssimulation ein Großsignalmodell gemäß der im Grundlagenkapitel 2.2.3 vorgestellten nichtlinearen Gleichungen vorgenommen werden. Zu diesem Zweck wird das analytische Tsu-Esaki Modell an drei RTD mit unterschiedlicher Fläche über die Fläche  $A_{RTD}$  angepasst. Dabei wurde allerdings ein trockenchemischer Ätzprozess verwendet, um eine bessere Kontrolle der Unterätzung zu erhalten. Die Erfassung der Nichtlinearitäten und des Einflusses der Frequenz auf den Großsignalbetrieb der RTD wird mittels eines während dieser Arbeit entwickelten Messaufbaus (vgl. Abb. 3.11) vorgenommen, der die nichtlinearen Strom-Spannungskennlinien in Abhängigkeit von der angelegten Leistung und der Signalfrequenz aufnimmt.

### 5.1 Flächenabhängigkeit

Der Strom durch die RTD wird durch zwei Anteile beschrieben: Zum Einen der Resonanztunnelstrom, der durch die Doppelbarriere fließt, und zum Anderen der thermionische Strom, der erst bei hohen Spannungen einen Einfluss auf den Stromtransport hat. Die Stromanteile lassen sich aus den Stromdichten entsprechend (2.18) mit Hilfe des jeweiligen Flächenparameters  $A_{RTD}$  gemäß

$$I_{RTD} = J_{RTD} \cdot A_{RTD} \quad (5.1)$$

Berechnen. Neben der Stromquelle sind sowohl die Kapazität als auch die parasitären Widerstände von der Fläche abhängig.

Für die Widerstände wurde für diese Arbeit ausgehend von der im Kapitel 4 vorgestellten Bestimmungsmethode ein flächenskaliertes Modell analog zur Kapazität entwickelt.

Für die Kapazität gilt gemäß (2.21) und (2.23):

$$C_{RTD}(U) = \frac{A_{RTD} C_0^*}{\left(1 + \frac{U}{\phi_C}\right)^m} - \tau_{qw} \frac{dI_{RTD}(U)}{dU} \quad (5.2)$$

und für den parasitären Widerstand:

$$R_S = R_0^* / A_{RTD} \quad (5.3)$$

$R_0^*$  stellt den Widerstandsbelag der RTD dar, der aus den Kleinsignalmessungen gemäß 4.3 extrahiert und auf die Fläche normiert wird.

### 5.1.1 Modellierung der Gleichstromkennlinie

Die Anpassung der Gleichstromkennlinien für die Anwendung der RTD in Schaltungen wurde für Bauelemente mit kleinen Flächen vorgenommen. So wurden mit optischer Lithographie die Kantenlängen von 0.75, 1, und 2  $\mu\text{m}$  bei quadratischem Design, wie in Abb. 5.01 dargestellt, realisiert.

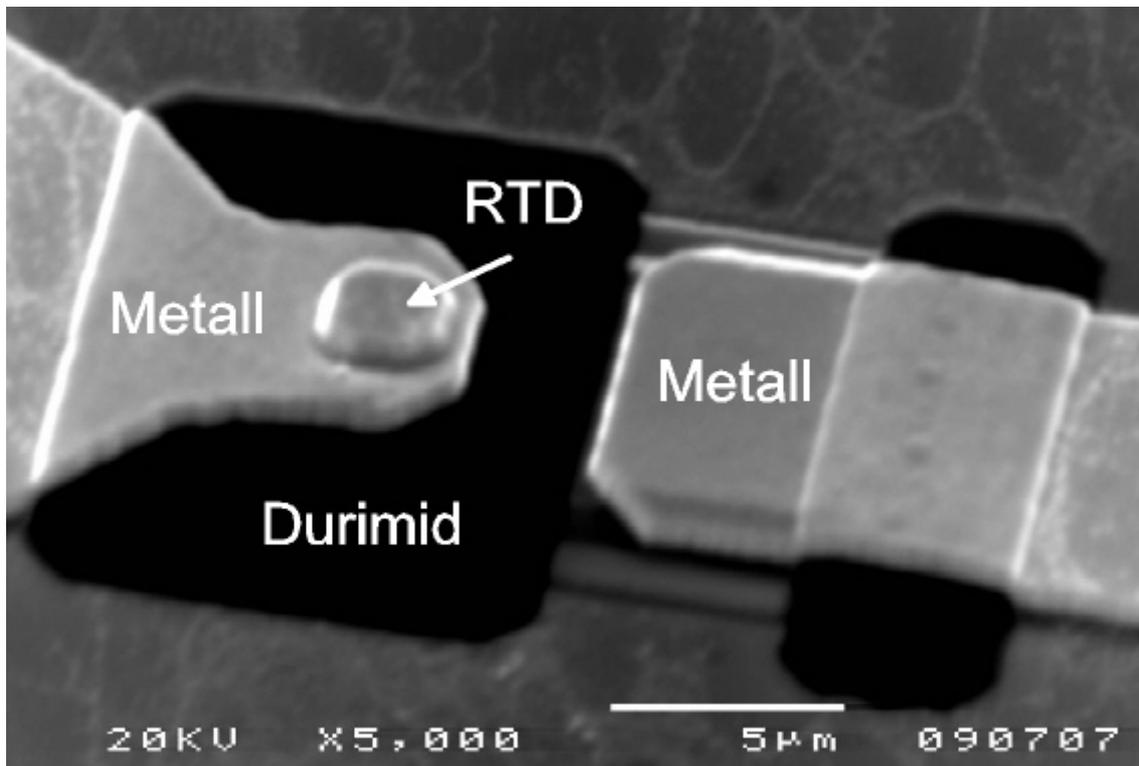


Abb. 5.01 Elektronenstrahlmikroskopie einer realisierten Resonanztunnelodiode mit metallischen Kontaktstrukturen und quadratischem Mesa-Design.

Die Resonanztunnelodiode ist in der obigen Abbildung als Einzeldiode mit einer dargestellten Kantenlänge von 2  $\mu\text{m}$  realisiert worden. Die RTD-Mesa befindet sich dabei wie in Abb. 2.20 dargestellt auf den Feldeffekttransistorschichten. Die Zuleitung für den unteren RTD-Kontakt wird dabei über die hochdotierte Deckschicht der Submesa realisiert und mittels eines ohmschen Metall-Halbleiterkontaktes (rechter Kontakt in Abb. 5.01) herausgeführt.

Der obere RTD-Kontakt wird als metallische Ätzmaske verwendet, und nach technologischer Prozessierung der RTD-Mesa mit isolierendem Durimid abgedeckt um einen Kurzschluß zwischen oberem Metallkontakt und hochdotierter Zuleitungsschicht zu unterbinden. In einem weiteren Prozessschritt wird der obere Kontakt soweit freigelegt, dass die RTD mit einer Zuleitungsmetallisierung versehen werden kann.

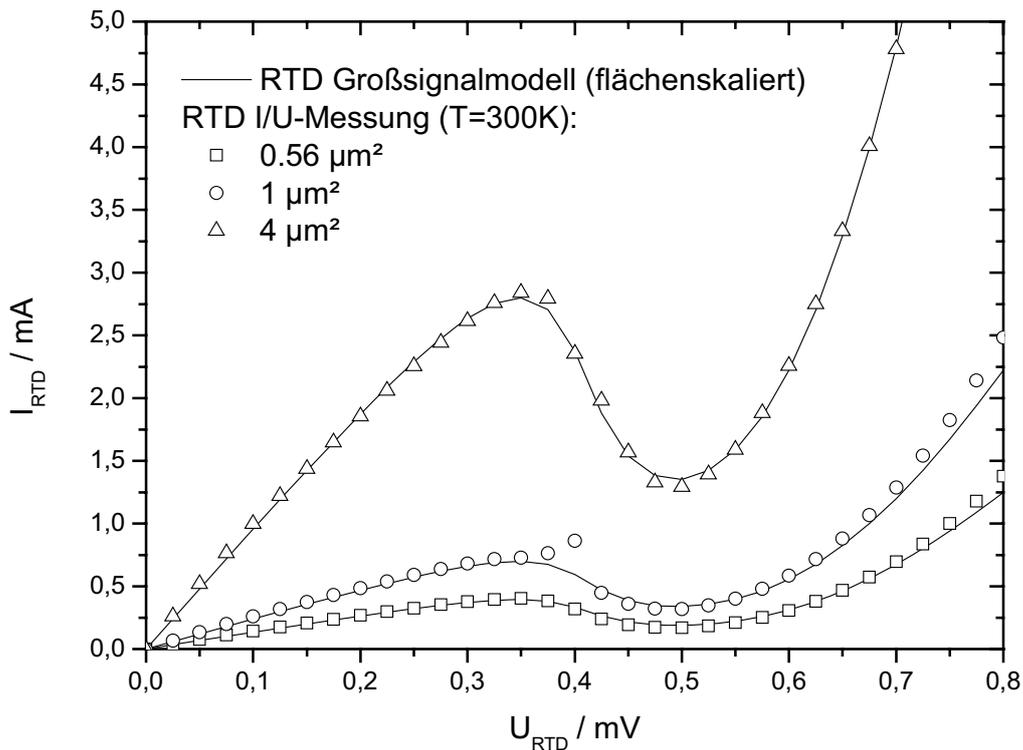


Abb. 5.02 Gleichspannungsanpassung des Großsignalmodells bei Raumtemperatur ( $T = 300 \text{ K}$ ) an drei RTD mit den Flächen  $0,56 \mu\text{m}^2$ ,  $1 \mu\text{m}^2$  und  $4 \mu\text{m}^2$ .

Für die Anpassung wurden neben den physikalischen Parametern die Peak-Stromdichte und die Valley-Stromdichte sowie die Flächenbeläge für Kapazität und Widerstand mit in die Modellierung einbezogen.  $R_0^*$  wurde für alle Bauelemente auf  $54 \text{ Ohm}$  bestimmt.

Die in Abb. 5.02 dargestellten Messkurven und die des flächenskalierten Modells zeigen im gesamten Strom-Spannungsbereich sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Kennlinien. Die Abweichung im negativ differentiellen Widerstandsbereich der  $1 \mu\text{m}^2$  RTD geht auf Schwingungen im Messaufbau zurück, die für diesen Arbeitspunkt auftraten und nicht unterdrückt werden konnten.

### 5.1.2 Modellierung des arbeitspunktabhängigen Hochfrequenzverhaltens

Aus den für verschiedene Arbeitspunkte und Flächen extrahierten Kapazitätswert wurde der Kapazitätsbelag  $C_0^*$  sowie die Zeitkonstante  $\tau_{qw}$  bestimmt. Dabei wird  $C_0^*$  aus Werten im PDR1-Bereich und  $\tau_{qw}$  aus Werten im NDR-Bereich ermittelt.

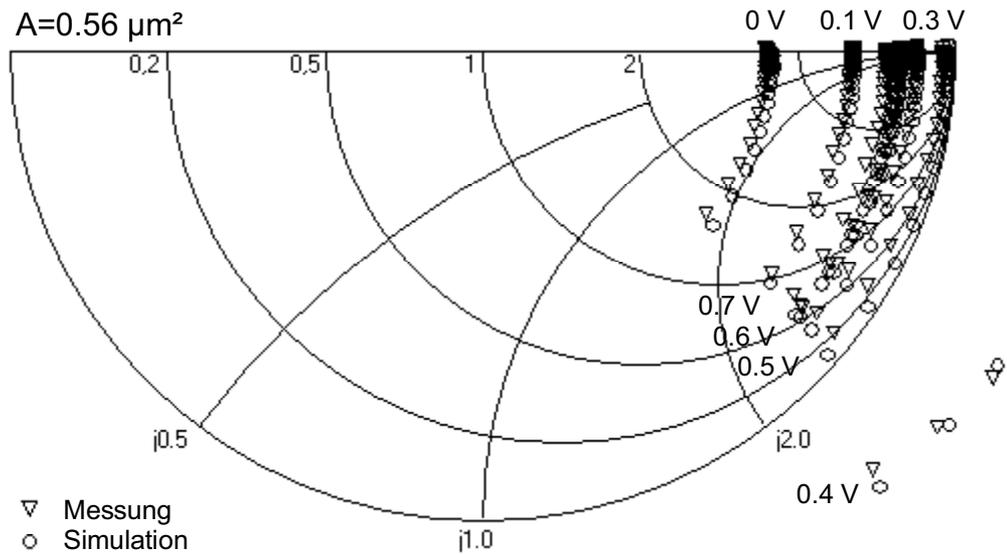


Abb. 5.03 Gemessene und berechnete S-Parameter einer RTD mit  $0.56 \mu\text{m}^2$  Fläche für Spannungen von 0 V bis 0.7 V

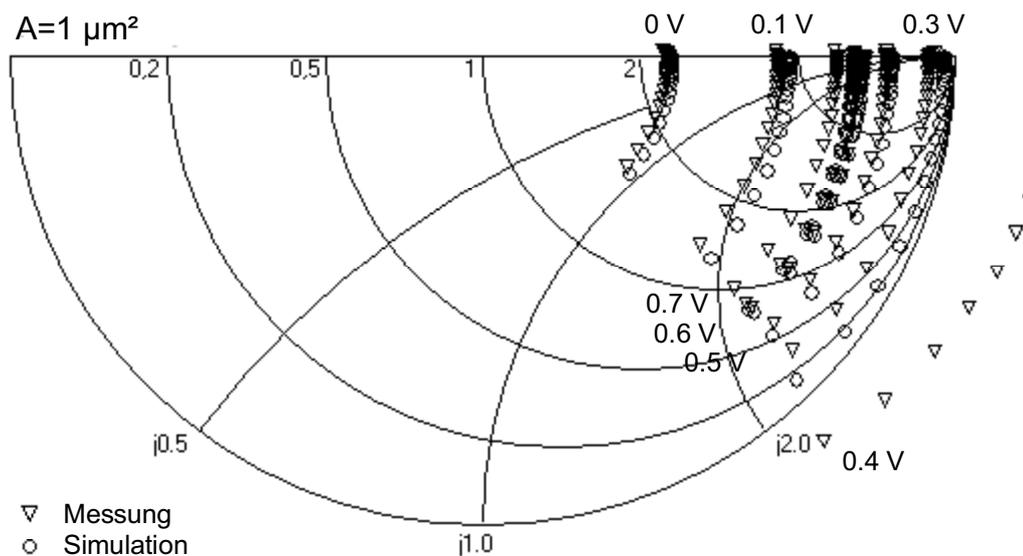


Abb. 5.04 Gemessene und berechnete S-Parameter einer RTD mit  $1 \mu\text{m}^2$  Fläche für Spannungen von 0 V bis 0.7 V

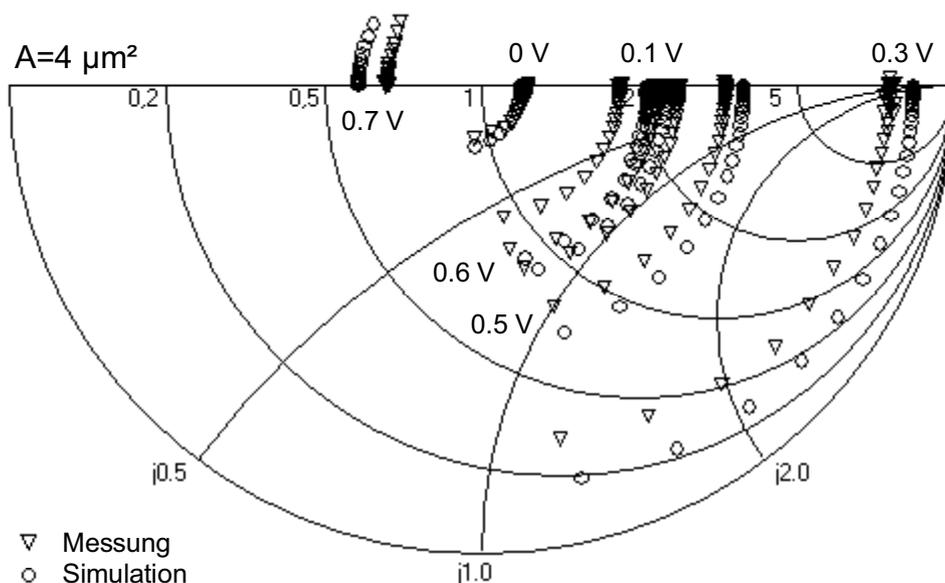


Abb. 5.05 Gemessene und berechnete S-Parameter einer RTD mit 4  $\mu\text{m}^2$  Fläche für Spannungen von 0 V bis 0.7 V

Abb. 5.03 bis Abb. 5.05 zeigen gemessene und mit Hilfe des flächenbezogenen Großsignalmodells berechneten S-Parameter für die Flächen 0,56  $\mu\text{m}^2$ , 1  $\mu\text{m}^2$  und 4  $\mu\text{m}^2$ . Die sehr gute Übereinstimmung demonstriert die Funktionalität der flächenbezogenen Großsignalmodellierung in Hinblick auf die Beschreibung des HF-Verhaltens. Die Messpunkte außerhalb des Smith-Diagramms kennzeichnen den NDR-Bereich der RTD, wobei in Abb. 5.05 der Arbeitspunkt um 0,4 V außerhalb des Darstellungsbereiches liegt.

Die ermittelten Werte für  $R_0^*$  und  $C_0^*$  sind in Tabelle 5.1 aufgeführt und gelten für alle untersuchten Arbeitspunkte.

Parameter	Einheit	Wert	Beschreibung
$C_0^*$	fF	8	Flächenbezogener Kapazitätsbelag
$\phi_c$	V	0.5	Spannungsanpassungsfaktor
m	1	0.5	Formfaktor
$R_0^*$	$\Omega$	54	Flächenbezogener Widerstandsbelag
$\tau_{qw}$	ps	0.6	Verweildauer der Elektronen

Tabelle 5.1 Berechnete Modellparameter für das Großsignalverhalten der RTD

## 5.2 Analytische Beschreibung der Resonanztunnel diode im Zeitbereich

Bei dem Betrieb der Resonanztunnel diode kommt es zu zeitvarianten Strom- und Spannungseffekten, die in der Schaltungsanwendung zu Problemen bei der Arbeitspunktwahl führen können. In diesem Unterkapitel werden, aufbauend auf den Grundlagen in Kapitel 2.2.3, weiterführende analytische Berechnungen vorgestellt, welche im Rahmen dieser Arbeit an den RTD mittels eines bestimmten Ersatzschaltbildes für den Zeitbereich erarbeitet wurden. Dies stellt eine Erweiterung des in Kapitel 2.2 vorgestellten Modells für den Zeitbereich dar.

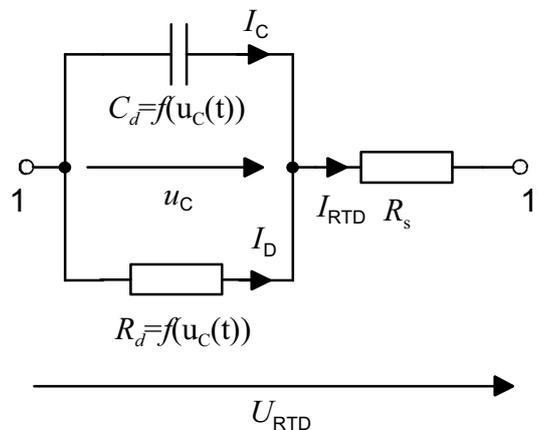


Abb. 5.06 Ersatzschaltbild zur Bestimmung der dynamischen Bauelementkenngrößen

Die RTD lässt sich gemäß Abb. 5.06 als Eintorbau element mit zeitabhängigen Größen darstellen. Aus den gegebenen Elementen lässt sich eine Differentialgleichung erster Ordnung für die außen anliegende Spannung angeben:

$$U_{RTD}(t) = \left(1 + \frac{R_S}{R_d}\right) \cdot u_C(t) + R_S \cdot C_d \cdot \frac{du_C(t)}{dt} \quad (5.4)$$

Gemäß der Kirchhoff'schen Maschen- und Knotenregeln ergibt sich für die einzelnen Stromkomponenten folgender zeitabhängiger Zusammenhang:

$$I_C(t) = C_d \cdot \frac{du_C(t)}{dt} \quad (5.5)$$

$$I_D(t) = \frac{u_C(t)}{R_d} \quad (5.6)$$

Nach Umstellung ergibt sich folgende homogene Differentialgleichung:

$$\frac{du_C(t)}{dt} + \frac{R_d + R_S}{R_S \cdot R_d \cdot C_d} \cdot u_C(t) = 0 \quad (5.7)$$

Die Gleichung lässt sich mit dem allgemeinen Lösungsansatz  $e^{-kt}$  mit

$$k = \frac{R_d + R_S}{R_S \cdot R_d \cdot C_d} \tag{5.8}$$

$$U_{\text{hom}}(t) = U_0 \cdot e^{-kt}$$

für den homogenen Teil lösen. Dabei stellt  $U_0$  die Spannung zu Beginn der Betrachtung im Zeitbereich dar. Die Lösung der Differentialgleichung setzt sich aus dem oben genannten homogenen Teil und dem nachfolgendem partiellen Teil zusammen:

$$u_{C,\text{part}}(t) = e^{-kt} \cdot \int_0^t U_{\text{RTD}}(s) \cdot e^{ks} ds \tag{5.9}$$

so dass sich für die Lösung der Differentialgleichung folgender Zusammenhang ergibt:

$$u_C(t) = \left( U_0 + \int_0^t U_{\text{RTD}}(s) \cdot e^{ks} ds \right) \cdot e^{-kt} \tag{5.10}$$

die Zeitsignalgröße  $U_{\text{RTD}}(t)$  stellt das gewählte Eingangssignal dar. Im Folgenden wird der zeitvariable Strom für eine lineare Anregung sowie für die sinusförmige Anregung mit einer externen Spannung bei verschiedenen Frequenzen betrachtet.

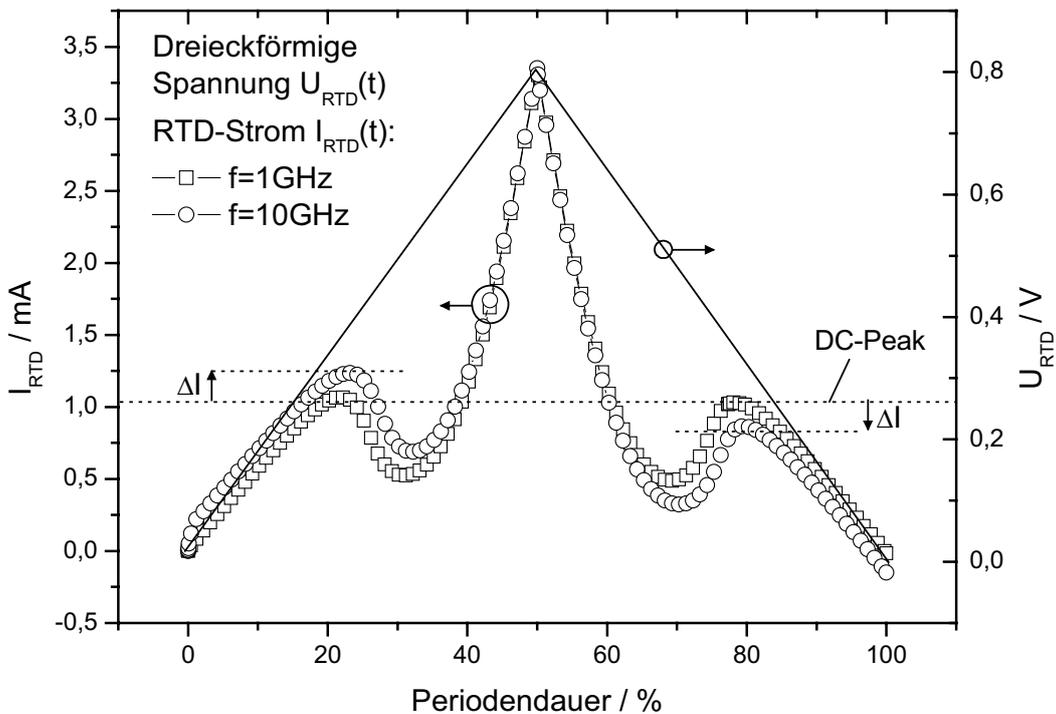


Abb. 5.07 Transienter Strom der RTD in Abhängigkeit einer angelegten dreieckförmigen Signalspannung für 1 GHz und 10 GHz Taktsignal

In Abb. 5.07 wurde der resultierende Gesamtstrom, der sich aus (5.5) und (5.6) ergibt, für die dreieckförmige Diodenspannung über die normierte Periodendauer aufgetragen. Bei der hier gezeigten Frequenz von 1 GHz ist der Verschiebungsstromanteil  $I_C$ , der aus der zeitlichen Änderung der Spannung  $u_C$  resultiert, noch vernachlässigbar klein. Bei höheren Frequenzen, wie in der Abb. 5.07 bei 10 GHz, führt allerdings der Einfluss des Serienwiderstandes  $R_S$  und der Kapazität  $C_d$  zu einer starken Änderung von  $I_C$  um  $\Delta I$ .

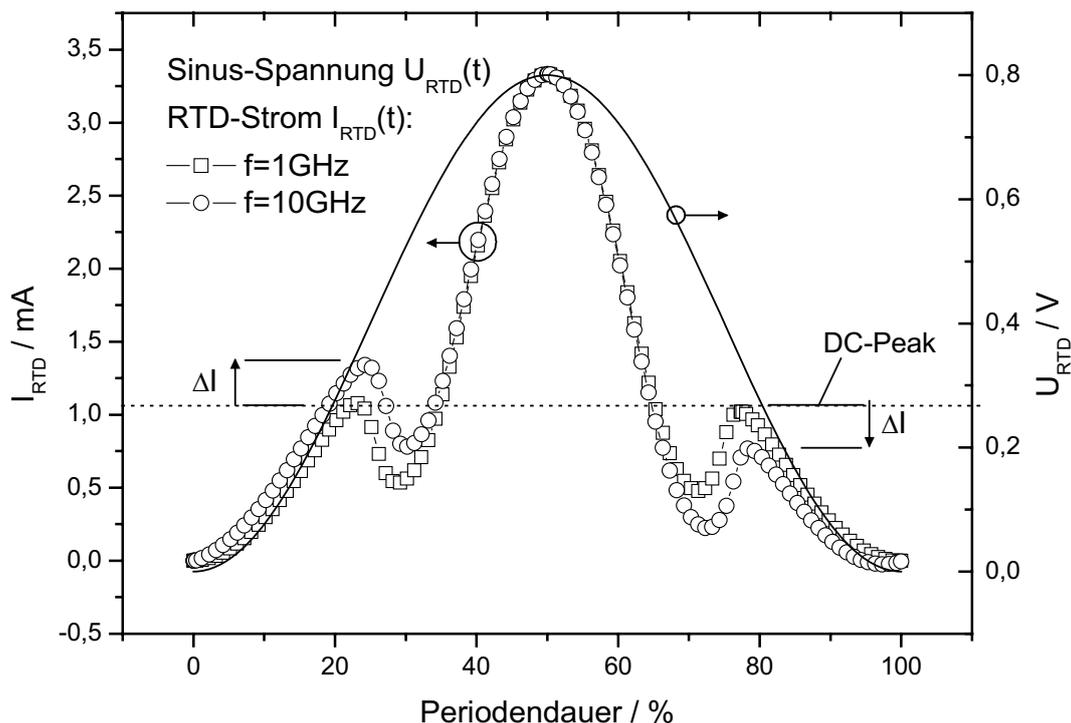


Abb. 5.08 Transienter Strom der RTD in Abhängigkeit einer angelegten sinusförmigen Spannung für 1 GHz und 10 GHz Taktsignal

Bei Anlegen einer sinusförmigen Eingangsspannung, wie in Abb. 5.08 dargestellt, tritt mit ansteigender Frequenz eine deutlich größere Änderung  $\Delta I$  auf. Dies liegt daran, dass  $\Delta I$  vom jeweiligen Gradienten des Eingangssignals abhängt.

### 5.2.2 Messung des Verschiebungsstromes und der -Spannung

Da der wechsellspannungsmäßige Strom über die Kapazität mit wachsender Frequenz zunimmt (siehe Abb. 5.07 und Abb. 5.08), tritt ein zusätzlicher Spannungsabfall aufgrund des Wechselstroms über dem parasitären Widerstand  $R_S$  auf, der zu einer Reduktion der effektiven Spannung  $u_C$  im intrinsischen Teil des Bauelementes führt. Dieser Effekt bewirkt eine frequenzabhängige Stromänderung  $\Delta I$  und somit eine Spannungsverschiebung in der Kennlinie um  $\Delta U$ .

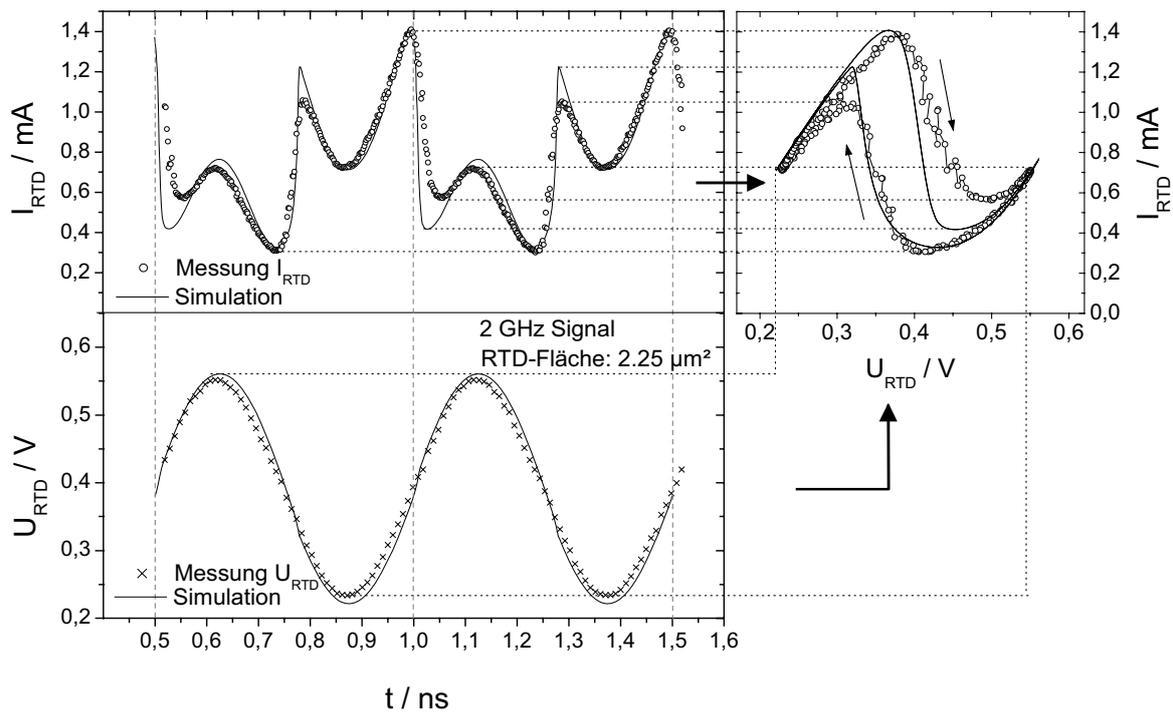


Abb. 5.09 Gemessene und berechnete nichtlineare zeitvarianten Ströme und Spannungen einer Resonanztunneldiode im Zeitbereich. Die frequenzabhängigen Verschiebungsströme und der Gleichstrompunkt sind hervorgehoben.

In Abb. 5.09 sind jeweils der aus dem Messaufbau in 3.4.1 gemessene Strom  $I_{\text{RTD}}$  und die gemessene Spannung  $U_{\text{RTD}}$  im Zeitbereich dargestellt. Aufgetragen sind zwei Perioden des Messsignals, in dem der NDR-Spannungsbereich der RTD durchgeföhren wird. Neben den gemessenen Daten sind für Strom und Spannung anhand des in dieser Arbeit vorgestellten dynamischen Modells die berechneten Werte für die verwendete Messfrequenz dargestellt. Neben den Zeitbereichssignalen ist in der rechten Abbildung der Strom zeitlich korreliert mit der Spannung als dynamische Strom-Spannungskennlinie aufgetragen.

Im Vergleich mit den DC-Kennlinien in Abb. 5.02 wird deutlich, dass bei Wechselspannungen eine Änderung des Peak- und Valley-Stroms um  $\Delta I$  erfolgt. Die dadurch auftretende Hysterese der Kennlinie lässt sich, wie in Abb. 5.09 dargestellt, messtechnisch erfassen. Der Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Werten zeigt eine gute Übereinstimmung des Modells mit den realen Bauelementen. Die Unterschiede zwischen den Kennlinien sind auf den Messaufbau zurückzuführen. So führt die zeitlich limitierte Anstiegszeit von etwa 30 ps des gesamten Messaufbaus zu einer Verzögerung bzw. Verzerrung bei der Messung schnell wechselnder Vorgänge. Somit sind Messungenauigkeiten im Peak- und Valley-Bereich der RTD zu erwarten, wo das Oszilloskop dem Signal nicht schnell genug folgen kann.

### 5.3 Dynamische Strom-Spannungskennlinie der RTD

Zur Ermittlung der frequenzabhängigen bzw. dynamischen Strom-Spannungskennlinie werden die mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Messungen der Spannung und des Stromes der RTD bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt. Die Auftragung erfolgt durch Auswertung des Stroms über der Spannung für mindestens eine aufgezeichnete Periode  $T$  für jede Frequenz.

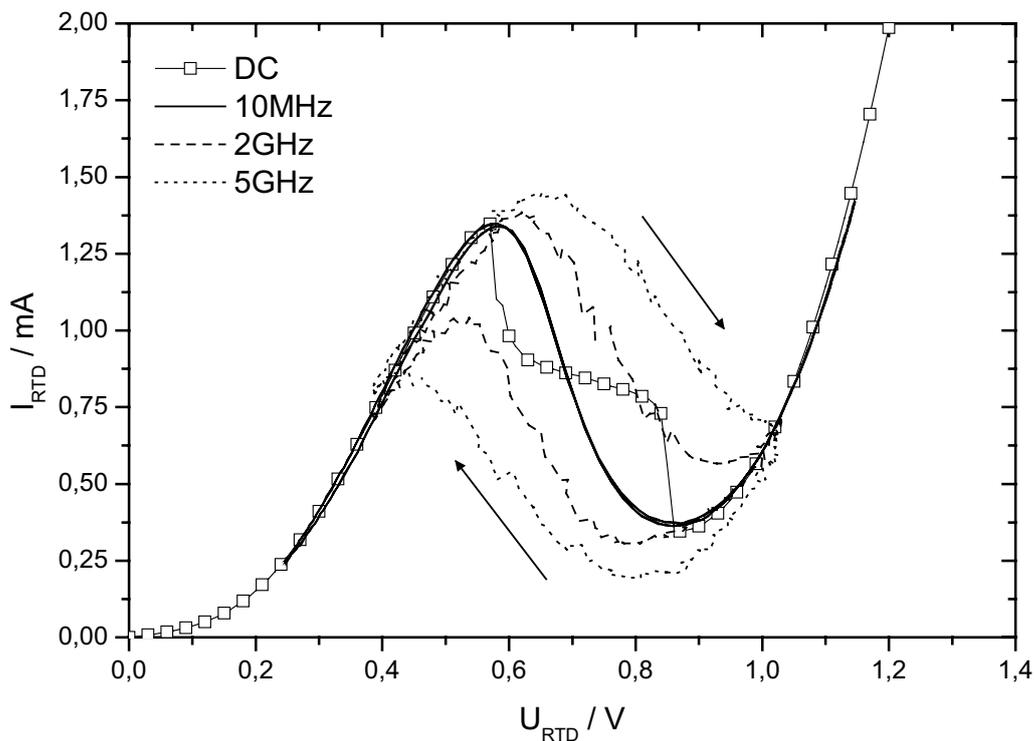


Abb. 5.10 Überlagerte dynamische Strom-Spannungskennlinie einer gemessenen RTD

Die sich für verschiedene Frequenzen ergebenden dynamischen Kennlinien sind in Abb. 5.10 dargestellt. Die Messung wurde bei vier Frequenzen durchgeführt, und es ist deutlich eine Zunahme der sich ergebenden Hysterese zu erkennen. Der zusätzliche Strom führt bei ansteigender Spannung zu einem Anstieg des Peak-Stroms  $I_P$  und auch der Peak-Spannung  $U_P$  über den zusätzlichen Spannungsabfall über  $R_s$ . Fällt die Spannung nun vom Maximalwert wieder ab, so führt die zu einem Abfall des Valley-Strom  $I_V$  und der Valley-Spannung  $U_V$ . Die Erfassung dieses Verhaltens ist wichtig für die Anwendung der Modelle im Schaltungssimulator, da die Hysterese zu Arbeitspunktverschiebungen führt, die für eine volle Funktionalität der Bauelemente mit berücksichtigt werden müssen.

## 6 Untersuchung der Monostabile Bistabile Logik Elemente (MOBILE)

Nach der vorausgegangenen Untersuchung und Modellierung der einzelnen RTD wird in diesem Kapitel das MOBILE Gatter diskutiert, welches, wie bereits in Kapitel 2.3 beschrieben, aus zwei Tunneldioden besteht, die in Serie verschaltet sind. Zunächst werden die Schwellwertbedingungen und die damit zusammenhängenden Spannungsbereiche für die sichere Anwendung des MOBILE untersucht. Es folgt eine Abhängigkeitsbetrachtung des Ausgangssignals von unterschiedlichen Taktspannungen sowie eine Analyse des Großsignalverhaltens bei höheren Frequenzen.

### 6.1 Einfluss verschiedener Takt-Signalformen auf das Ausgangssignal

Um die Qualität des Ausgangssignals beurteilen zu können, muss zunächst eine Niederfrequenzbetrachtung des Eingangssignals und der Übertragungsfunktion des Gatters vorgenommen werden. So wird zur Veranschaulichung, analog zu den in Kapitel 5.2 vorgenommenen Untersuchungen, eine periodische Eingangsfunktion in Form einer dreieckförmigen Spannung angelegt, die den linearen Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgang verdeutlicht.

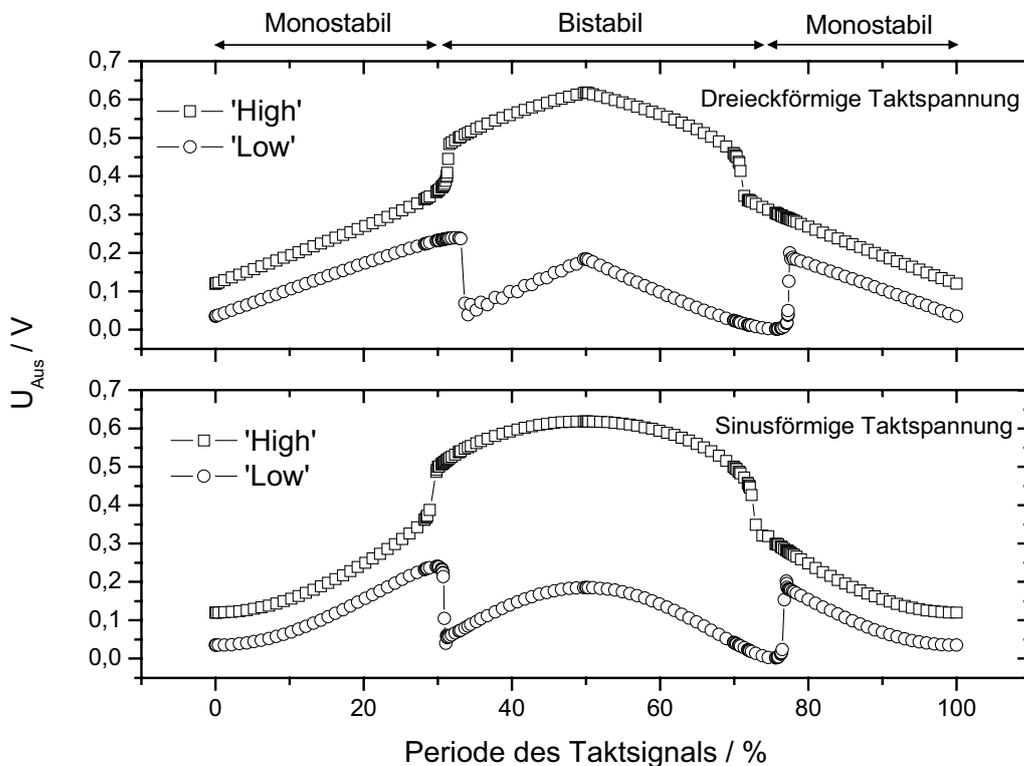


Abb. 6.01 Einfluss der Taktsignalförmigkeit auf die Ausgangsspannung für  $f_{\text{takt}} = 100 \text{ MHz}$

In realen Systemen, speziell bei solchen mit höheren Datenraten, liegen aber in der Regel sinusförmige Taktsignale vor. Die Einflüsse beider Signalformen sind in der Abb. 6.01 für niedrige Frequenzen ( $f = 100 \text{ MHz}$ ) veranschaulicht auf das Ausgangssignal des MOBILE dargestellt. Der intrinsische Vorgang in der RTD für beide Signale wurde in Abb. 5.07 und Abb. 5.08 anhand der RTD-Kennlinie diskutiert.

Während das Taktsignal eine Periode durchläuft, hält der bistabile Zustand bei beiden Signalformen über ungefähr 50% der Dauer der Periode an. Es sei erwähnt, dass dieser Wert durch Optimierung der angelegten Spannungsamplitude und des Gleichspannungsanteils deutlich verbessert werden kann. Allerdings wird später bei der Großsignalbetrachtung gezeigt, dass bestimmte Einschränkungen bezüglich der Taktspannungen und des Ausgangssignals berücksichtigt werden müssen.

Bei dem Vergleich beider Signalformen wird weiterhin klar, dass der Umschaltzeitpunkt weitestgehend unabhängig von der Signalform ist, da er mit wenigen Pikosekunden Dauer im Verhältnis zu den verwendeten Taktperioden vernachlässigbar kurz ist [57][58].

## 6.2 Frequenzabhängigkeit des Schaltverhaltens

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen und Messungen der frequenzabhängigen Kennlinien der RTD sind während dieser Arbeit erstmalig vorgenommen worden. Wie sich in der Großsignalanalyse der einzelnen RTD gezeigt hat, weisen die Bauelemente bei hohen Frequenzen eine Hysterese im Kennlinienfeld auf.

Da sich das MOBILE aus RTD zusammensetzt, ist hier ebenfalls eine frequenzabhängige Hysterese zu erwarten. Dazu wurden Simulationen mit dem Großsignalmodell durchgeführt und dabei getrennt der 'Low' und der 'High'-Zustand des MOBILE betrachtet.

Das Simulationsergebnis ist in Abb. 6.02 dargestellt. Gestrichelt aufgetragen ist der Verlauf der Treiberkennlinie für zwei verschiedene Eingangsströme. Dargestellt sind die Schnittpunkte mit der Lastkennlinie während einer Taktperiode. Als Taktsignalform wird im folgenden immer von einem Sinussignal ausgegangen. Betrachtet man nun den Fall, dass kein Eingangsstrom anliegt und die Taktspannung ansteigt, so schaltet das MOBILE in den bistabilen Zustand, da der Peak-Strom der Lastkennlinie größer ist als der der Treiberkennlinie. Die Ausgangsspannung ist nun im logischen 'High'-Zustand.

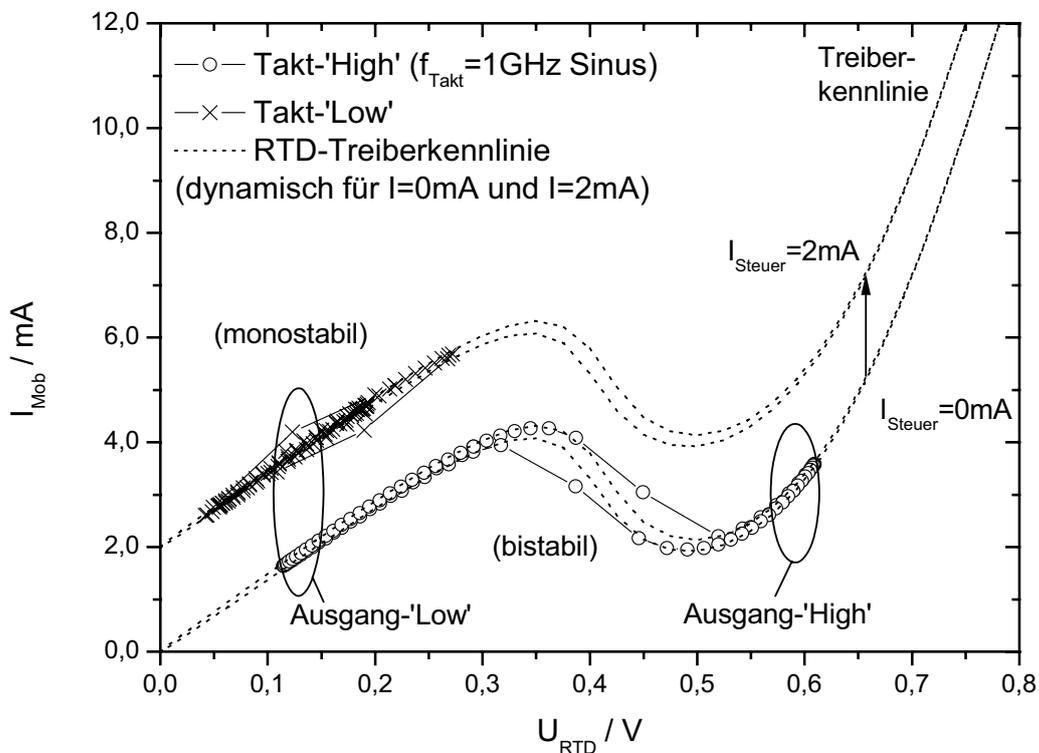


Abb. 6.02 Simulierte dynamische IU Kennlinie und frequenzabhängige MOBILE Hysterese für ein- und ausgeschalteten Zustand bei 1 GHz ohne Lastelement

Bei der in der Simulation verwendeten Taktfrequenz von 1 GHz tritt bereits sichtbar der Verschiebungsstrom an der Treiberkennlinie auf und erzeugt ein Hystereseverhalten. Wird nun der Eingangsstrom zugeschaltet, so dass durch die Verschiebung der Kennlinie der Peak-Strom der Treiber-RTD oberhalb des Peak-Stromes der Last-RTD liegt, so bleibt das MOBILE bei anliegender Taktspannung im monostabilen Zustand und die Ausgangsspannung bleibt im 'Low'-Zustand.

Jetzt tritt allerdings der Verschiebungsstrom bei der Last-RTD auf, da dort nun die hohen Taktspannungen abfallen und zu einer Hysterese führen. Dies äußert sich in Abb. 6.03 in einer leichten Stromverschiebung, die mit zunehmender Frequenz zunimmt.

Um die Frequenzabhängigkeit der Übertragungsfunktion zu untersuchen, wurde für verschiedene Spannungen die sogenannte Bifurkationskurve aufgenommen. Sie stellt die Ausgangsspannung  $U_{\text{Aus}}$  in Abhängigkeit der Taktspannung  $U_{\text{takt}}$  dar. Die Bifurkationskurve in Abb. 6.04 gibt Aufschluss darüber, ab welchen Taktspannungen und bei welchen verschiedenen Eingangsströmen der Ausgang des MOBILE umschaltet.

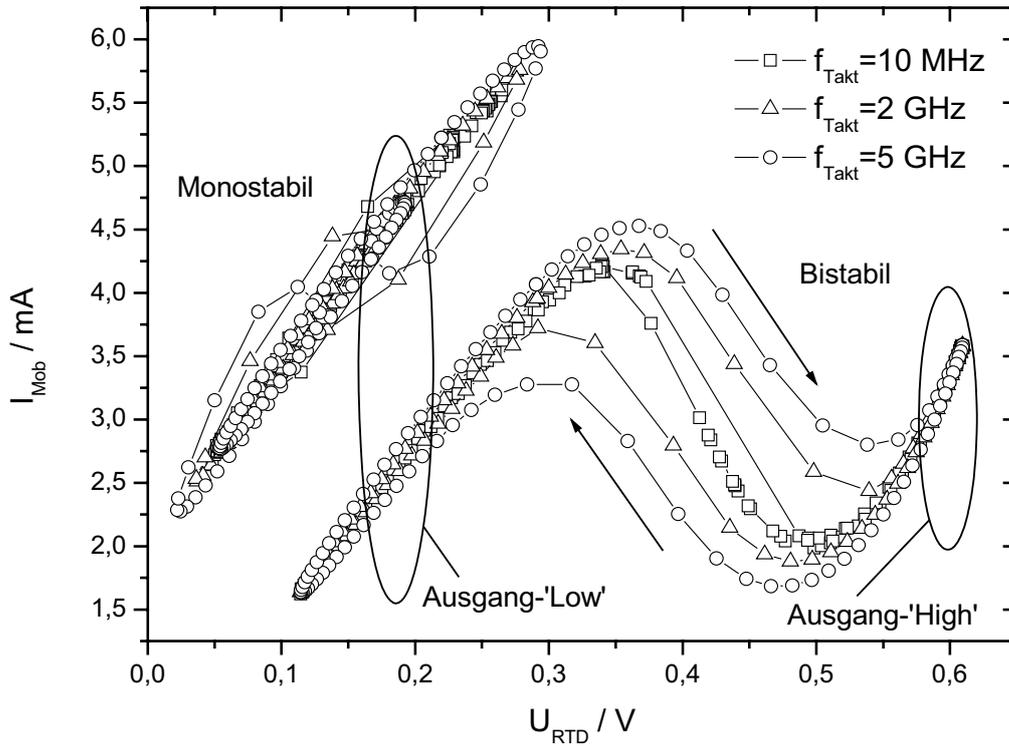


Abb. 6.03 Dynamische Strom-Spannungskennlinie der MOBILE-Treiber-RTD für verschiedene Frequenzen

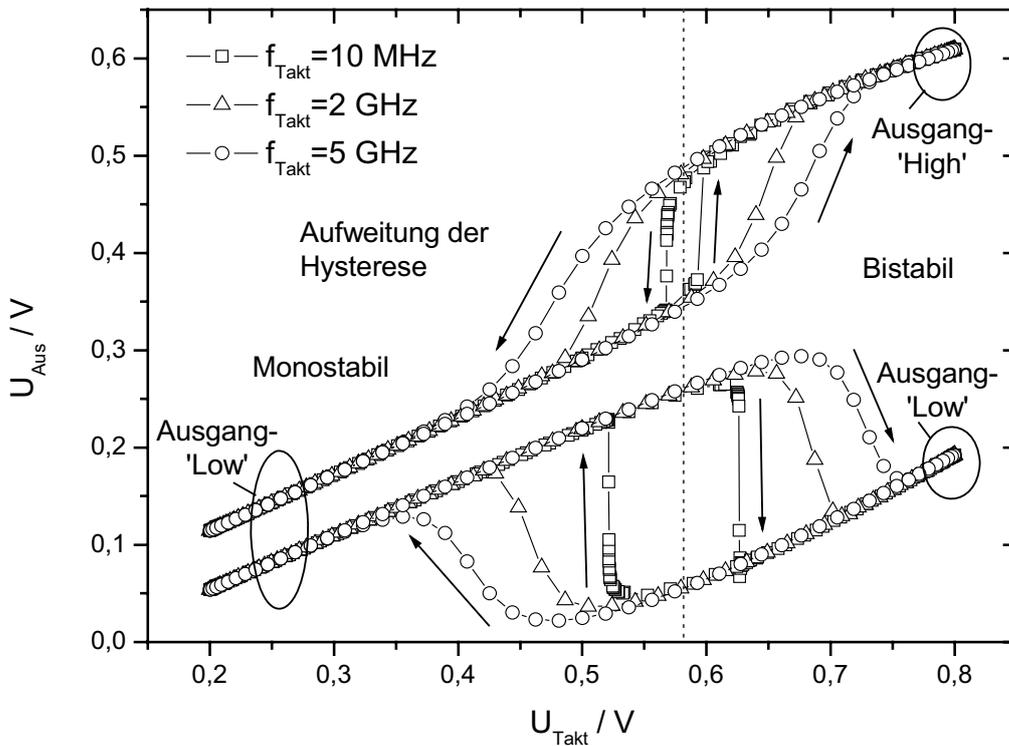


Abb. 6.04 Frequenzabhängigkeit der Bifurkationskurve

Betrachtet man nun die drei Bifurkationskurven für die Frequenzen wie in Abb. 6.04 dargestellt, so nimmt mit steigender Frequenz der notwendige Spannungshub  $\Delta U_{\text{Takt}}$  für das Umschalten vom monostabilen in den bistabilen Bereich zu.

Es wird somit deutlich, dass die notwendige Taktspannung und der angestrebte Frequenzbereich aufeinander abgestimmt sein müssen, um zu gewährleisten, dass bei hohen Frequenzen überhaupt noch ein Schaltvorgang stattfindet.

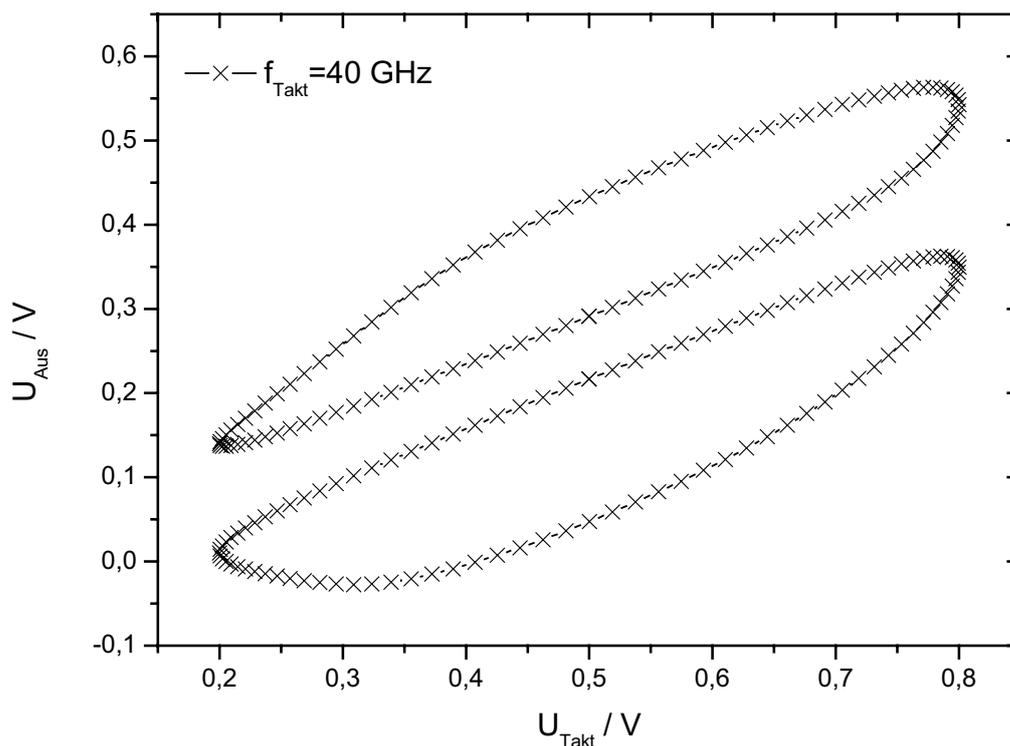


Abb. 6.05 Bifurkationskurve bei 40GHz Taktfrequenz

Die für 40 GHz Taktfrequenz simulierte Bifurkationskurve in Abb. 6.05 zeigt deutlich, dass nicht mehr eindeutig zwischen 'Low' und 'High'-Zustand für die jeweiligen Taktzustände unterschieden werden kann.

Abb. 6.06 zeigt pro Taktperiode überlagerte 'High'- und 'Low'-Ausgangssignale, sogenannte Augendiagramme, da sich zwischen beiden Zuständen eine augenähnliche Öffnung ergibt, für sechs verschiedene Frequenzen von 10 MHz bis 40 GHz. Bis zu 20 GHz Taktfrequenz ist noch eine vom Taktsignal unterscheidbare Augenöffnung zu erkennen, während bei 40 GHz die Augenöffnung völlig in der Taktamplitude verschwindet, und dass die Signalqualität für eine Entschlüsserschaltung nicht mehr ausreichend ist und zu hohen Bitfehlerraten führen kann.

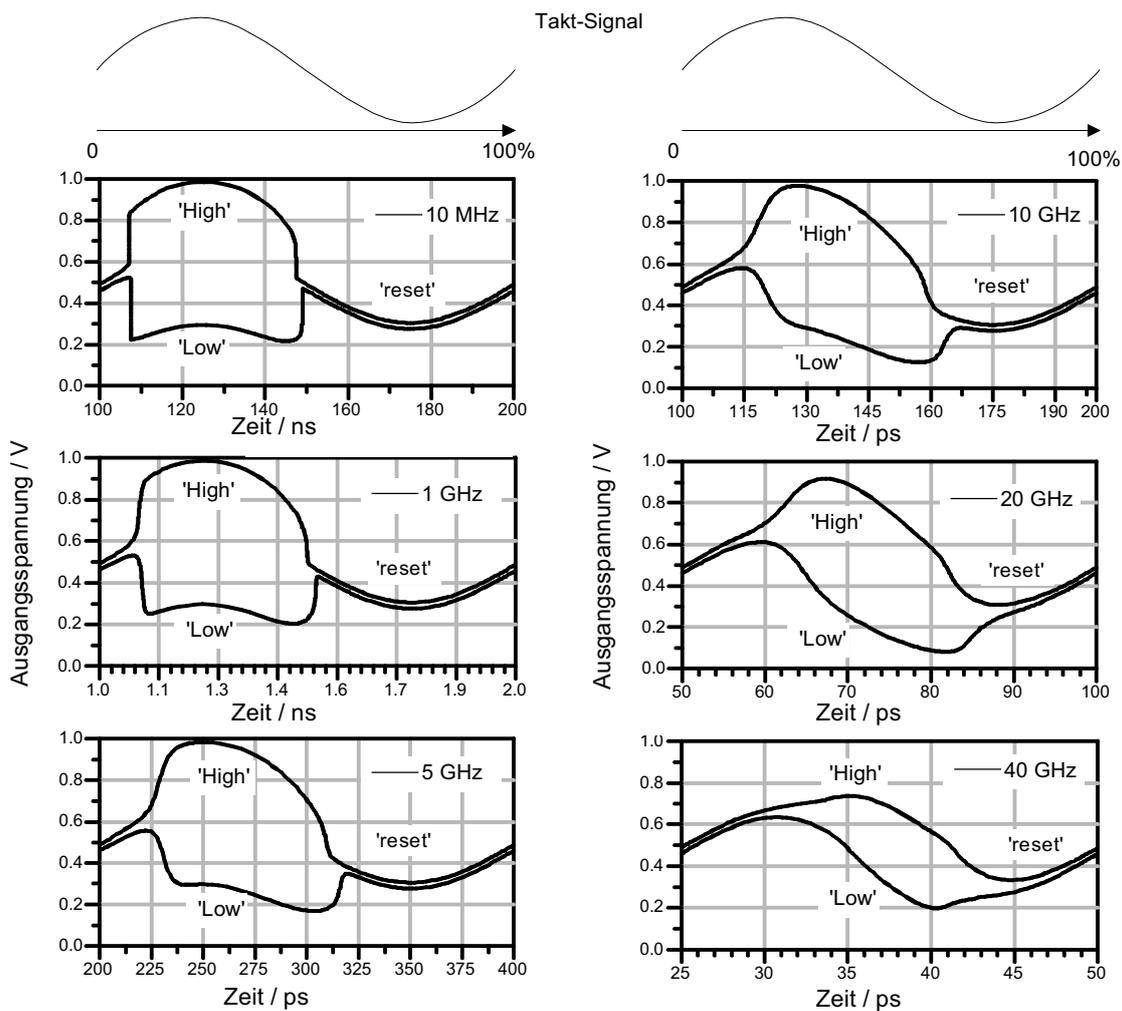


Abb. 6.06 Augendiagramme der Ausgangsspannung des MOBILE für Frequenzen bis 40 GHz

Mit der Erhöhung der Frequenz und bedingt durch die RTD-Hysterese verschiebt sich der Umschaltzeitpunkt vom monostabilen in den bistabilen Bereich zu einem späteren Zeitpunkt in der Taktperiode. War bei 10 MHz der bistabile Zustand bereits bei 50% beendet, so reicht er bei 10 GHz weit in die zweite Hälfte des Taktes hinein.

### 6.3 Einfluss der Lastimpedanz auf das Schaltverhalten

Eine wesentliche Beeinflussung der MOBILE-Schaltung von den Lastelementen wurde bereits von Pacha [36] diskutiert und die Abhängigkeit der Bifurkationskurve von einer Lastkapazität beschrieben. In diesem Unterkapitel werden die Schwellwertbedingungen, die in Kapitel 6 eingeführt wurden, zusätzlich in Abhängigkeit von einer Lastimpedanz untersucht, um das MOBILE für die späteren Schaltungsanwendungen optimal für die gewünschten Betriebsfrequenzen einzustellen. Dabei werden insbesondere auch die Flächenverhältnisse der Last- und Treiber-RTD und die daraus resultierenden Differenzströme bei entsprechenden Peak-Spannungen in die Untersuchungen mit einbezogen.

### 6.3.1 Schaltungsanordnung mit Lastelementen

Abb. 6.07 zeigt die verwendete Schaltung zur Untersuchung der Lastabhängigkeit.

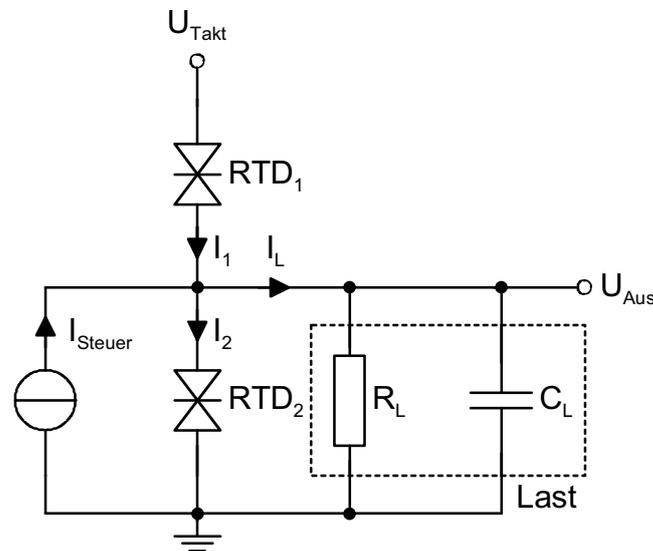


Abb. 6.07 Simulationsschaltung zur Untersuchung der Lastabhängigkeit der MOBILE Schaltung

Das MOBILE in Abb. 6.07 wird bei positiven Taktspannungen  $U_{Takt}$  und positiven Eingangsströmen  $I_{Steuer}$  betrieben, womit sich für das Flächenverhältnis zwischen Last und Treiber folgender Zusammenhang ergibt:

$$A_{RTD1} > A_{RTD2} \quad (6.1)$$

Aus den Flächenverhältnissen ergibt sich für die jeweiligen Peak-Ströme dann:

$$\Delta I_{Peak} = I_{Peak,RTD1} - I_{Peak,RTD2} \quad (6.2)$$

Der Eingangsstrom wird so eingestellt, dass die Differenz der Peak-Ströme der beiden RTD immer um 10 % überstiegen wird, damit sicher geschaltet werden kann. Simulationen haben gezeigt, dass der absolute Wert des Stroms keinen zusätzlichen Einfluss auf die Lastabhängigkeit des MOBILE hat.

Das untersuchte Lastelement besteht aus der Parallelschaltung einer Kapazität  $C_L$  und eines Widerstands  $R_L$ . Im Verlauf des Kapitels werden die Flächenverhältnisse der RTD variiert, was Auswirkungen auf den Differenzstrom hat, der nötig ist, um den Schaltvorgang auszulösen. Weiterhin werden Einflüsse der Kapazität bei verschiedenen Frequenzen aufgezeigt.

### 6.3.2 Wechselwirkung zwischen den RTD-Flächenverhältnissen und dem Lastwiderstand $R_L$

Da die Funktionalität der MOBILE-Schaltung auf der Steuerung des Stroms am gemeinsamen Knoten beruht, muss sich zwangsläufig eine starke Abhängigkeit von

der angelegten Last bei bestimmten Flächenverhältnissen einstellen. Um diese Abhängigkeit für die vorliegenden RTD zu untersuchen, wurden typische Flächenverhältnisse in die Simulationen eingesetzt, wie sie in der Schaltungsrealisierung verwendet werden. Zunächst wird die Last bei niedrigen Frequenzen untersucht, dabei wird hauptsächlich der Realteil der Last, in Abb. 6.07 der Widerstand  $R_L$ , einen Einfluss auf die Funktionalität der MOBILE-Schaltung haben.

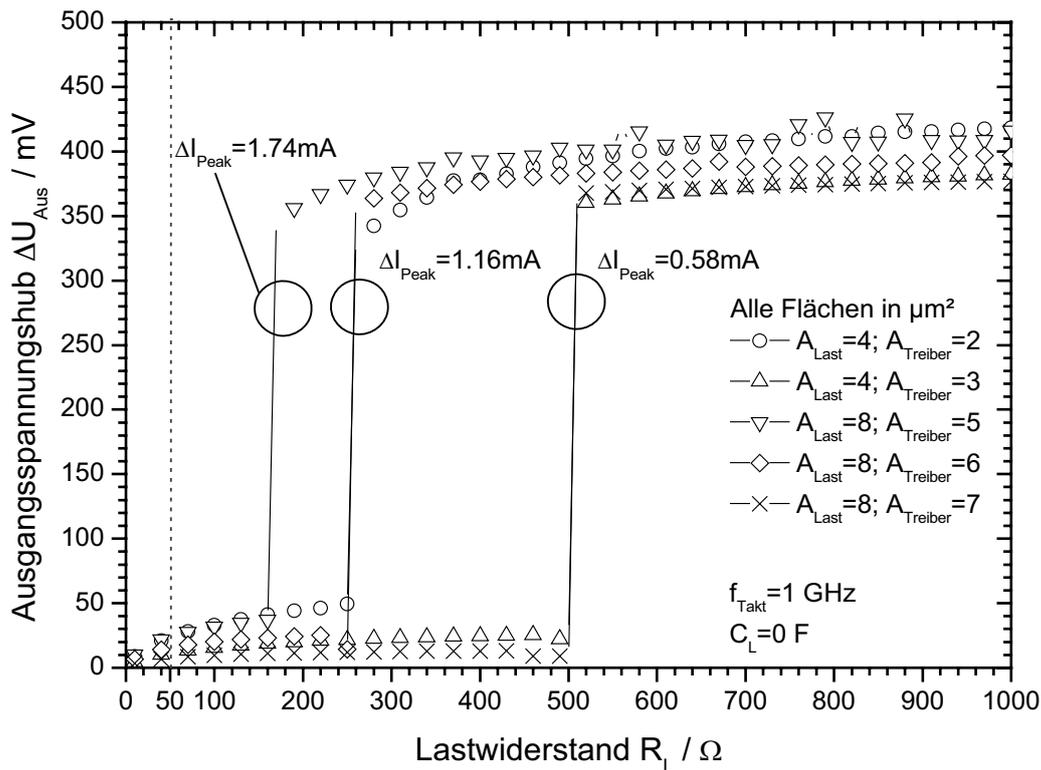


Abb. 6.08 Einflüsse der Flächen- und Stromverhältnisse auf den Ausgangsspannungshub der MOBILE Schaltung in Abhängigkeit vom Lastwiderstand  $R_L$  bei  $f = 1\text{GHz}$

In Abb. 6.08 ist der Ausgangsspannungshub, also die Differenz der Ausgangsspannungen im 'Low' und 'High'-Zustand des MOBILE bei hoher Taktspannung für verschiedene Flächenkombinationen über  $R_L$  dargestellt. Bei der untersuchten Frequenz von  $f_{\text{Takt}} = 1\text{GHz}$  treten noch keine Begrenzungen der RTD auf, so dass man sehr gut sehen kann, dass bei geringen Peak-Stromdifferenzen  $\Delta I_{\text{Peak}}$  eine deutlich größere Lastimpedanz notwendig ist als bei großen Werten von  $\Delta I_{\text{Peak}}$ . Dies liegt an dem Stromverlust, der über den Lastwiderstand aus der Schaltung über  $R_L$  gegen das Bezugspotential abfließt und für den Schaltvorgang nicht mehr zur Verfügung steht. Somit kann für die Betriebsbedingung folgender Ausdruck unter Berücksichtigung von (6.1) und (6.2) hergeleitet werden:

$$\Delta I_{Peak} > I_{L,DC} \quad (6.3)$$

$$\Leftrightarrow J_{Peak} \cdot (A_{RTD1} - A_{RTD2}) > \frac{U_{Aus}}{R_L} \quad (6.4)$$

$$\Leftrightarrow R_L > \frac{U_{Aus}}{J_{Peak} \cdot \Delta A} \quad (6.5)$$

Damit wird deutlich, dass der minimal notwendige Lastwiderstand  $R_L$  umgekehrt proportional zur Flächendifferenz  $\Delta A$  ist und bei sehr kleinen Flächen ein sehr hoher Lastwiderstand für den Betrieb notwendig wird.

Die Abb. 6.08 und Gleichung (6.5) zeigen, dass eine Ausgangsschaltung notwendig ist, um die MOBILE-Schaltung an die in der Realität übliche 50 Ohm Umgebung anzupassen. Hierfür wird im einfachsten Fall das MOBILE um einen FET-basierten Impedanzwandler erweitert, auf den aber im Detail nicht weiter eingegangen werden soll. Dieser hat den Vorteil, dass er sich durch einen extrem hohen Eingangswiderstand auszeichnet bei gleichzeitig geringer Ausgangsimpedanz, so dass theoretisch auch noch geringere Flächenunterschiede denkbar wären als die hier gezeigten minimalen  $\Delta A_{min}=1 \mu m^2$ .

### 6.3.3 Berücksichtigung der kapazitiven Anteile für verschiedene Frequenzen

Da sich die Last auch aus kapazitiven Elementen zusammensetzt, muss für hohe Frequenzen ein Verschiebungsstrom in das Lastelement mit berücksichtigt werden. In der Simulation wurde dies unter der Annahme einer rein kapazitiven Last, wie es bei nachgeschalteten Impedanzwandlern idealerweise zu erwarten ist, für verschiedene Flächenverhältnisse durchgeführt. Für die maximale Lastkapazität  $C_L$ , bis zu der das MOBILE die gewünschte Funktion zeigt, lässt sich folgender Ausdruck herleiten:

$$\Delta I_{Peak} > I_{L,AC} \quad (6.6)$$

$$\Leftrightarrow J_{Peak} \cdot (A_{RTD1} - A_{RTD2}) > \omega C_L \cdot U_{Aus} \quad (6.7)$$

$$\Leftrightarrow C_L < \frac{J_{Peak} \cdot \Delta A}{2\pi f \cdot U_{Aus}} \quad (6.8)$$

Auch in (6.8) zeigt sich eine direkte Proportionalität zur Flächendifferenz der beiden RTD.

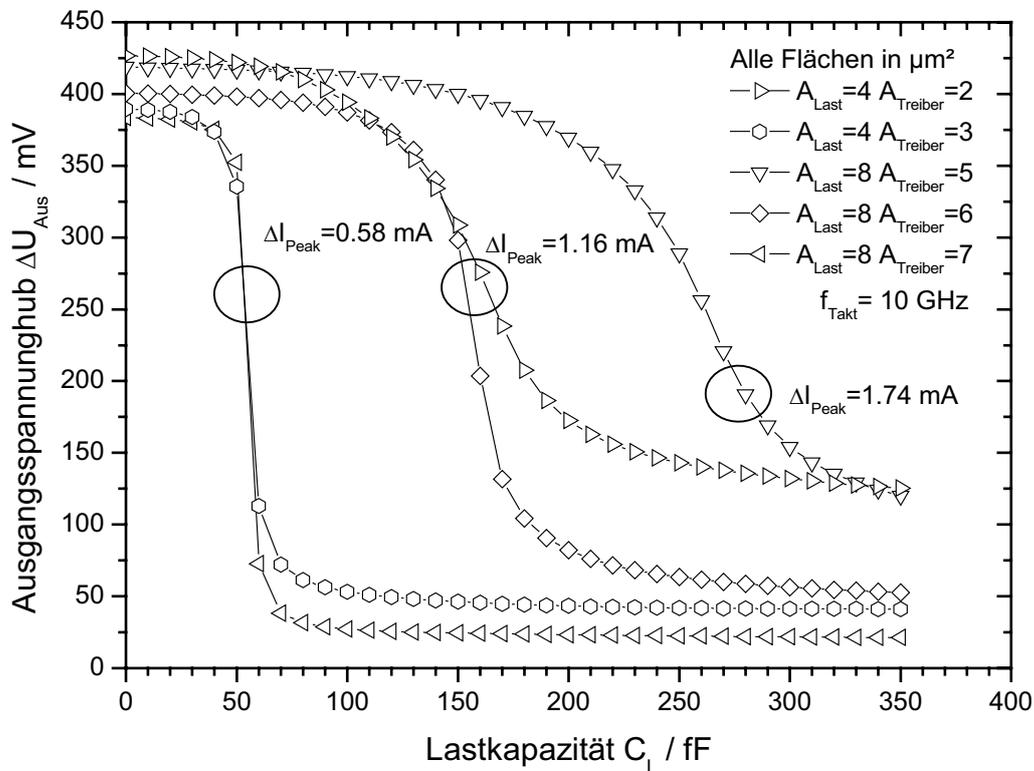


Abb. 6.09 Abhängigkeit des Ausgangsspannungshubs von der Lastkapazität  $C_L$  und den Peak-Stromdifferenzen bei  $f = 10 \text{ GHz}$

Es zeigt sich für den simulierten Verlauf bei  $f_{\text{Takt}} = 10 \text{ GHz}$  in Abb. 6.09, dass die maximale Eingangskapazität der Last bei kleinen Flächendifferenzen von  $\Delta A_{\text{min}} = 1 \mu\text{m}^2$  ( $A_L:A_T = 4:3$ ) nicht größer als  $C_L = \sim 50 \text{ fF}$  sein darf, damit die Schwellwertbedingung aus (6.6) gültig bleibt. Derart kleine Eingangskapazitäten sind praktisch nur mit Feldeffekttransistoren mit kurzen Gate-Weiten und Gate-Längen zu erreichen. Darüber hinaus führt die Kapazität der Last zu einer Verzerrung des Signals im Zeitbereich ähnlich der in Abb. 6.06 gezeigten Simulationsergebnisse.

## 6.4 Experimentelle Ergebnisse

Die Simulationsergebnisse wurde anhand von Messungen an einem einfachen MOBILE mit optischem Eingang überprüft. Dabei wurde eine Schaltung nach Abb. 2.15 mit einem HFET-Ausgangsbuffer technologisch realisiert und an einem Zeitbereichsmessplatz charakterisiert.

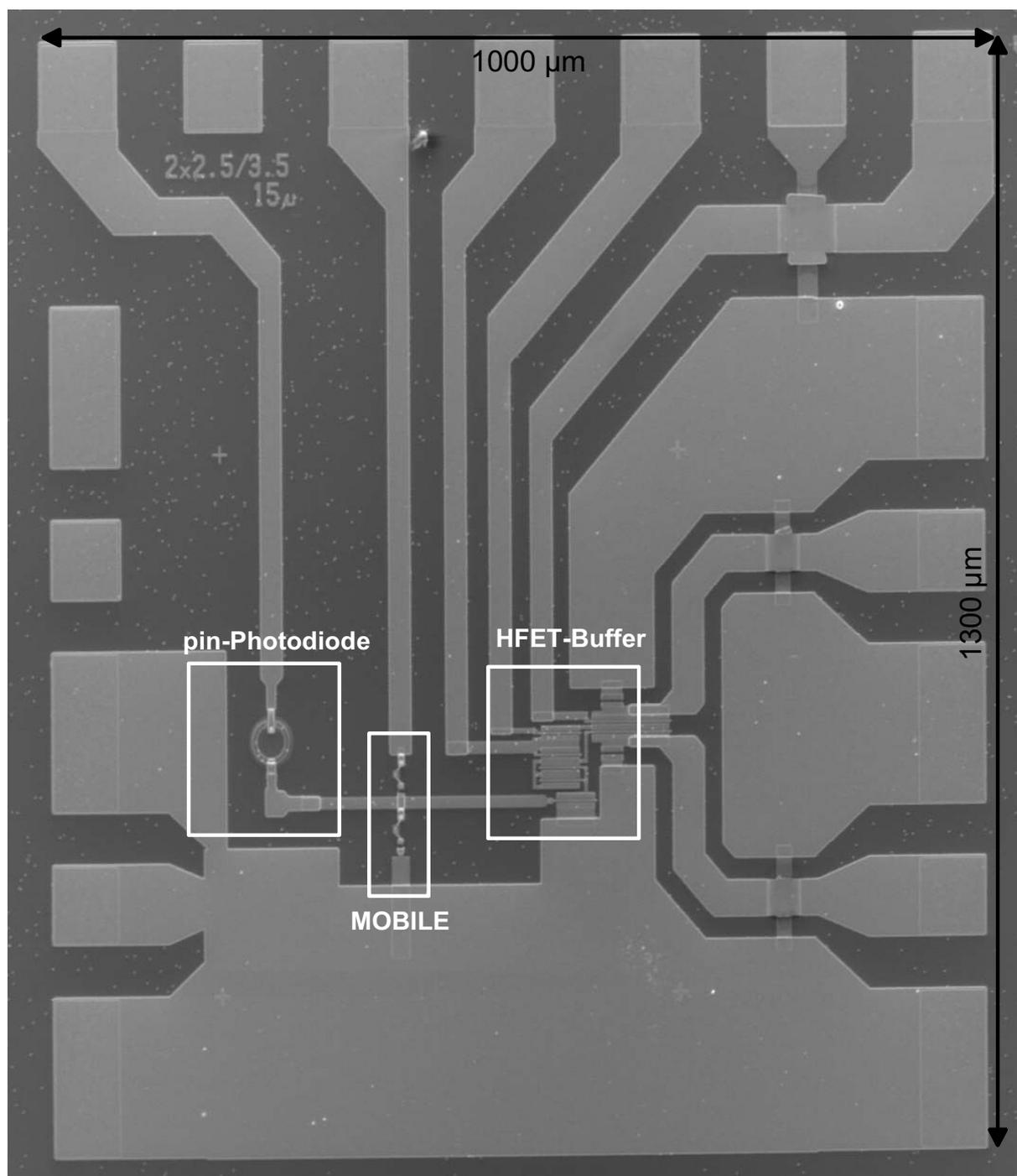


Abb. 6.10 Realisierte MOBILE-Schaltung mit nachgeschalteten Ausgangsbuffer

Die hergestellte Schaltung in Abb. 6.10 zeigt die Schaltungsanordnung eines MOBILE mit einer pin-Photodiode als optischen Eingang und einem differentiellen HFET-Ausgangsbuffer. Bei dem hier vorliegendem Design befindet sich die Taktansteuerung allerdings auf einem Kontaktpad für Gleichspannungen, so dass eine starke Limitierung der Hochfrequenzeigenschaften zu erwarten ist. Für die Messungen wurde die Schaltung in ein separates Gehäuse geklebt und über Bond-Drähte angeschlossen.

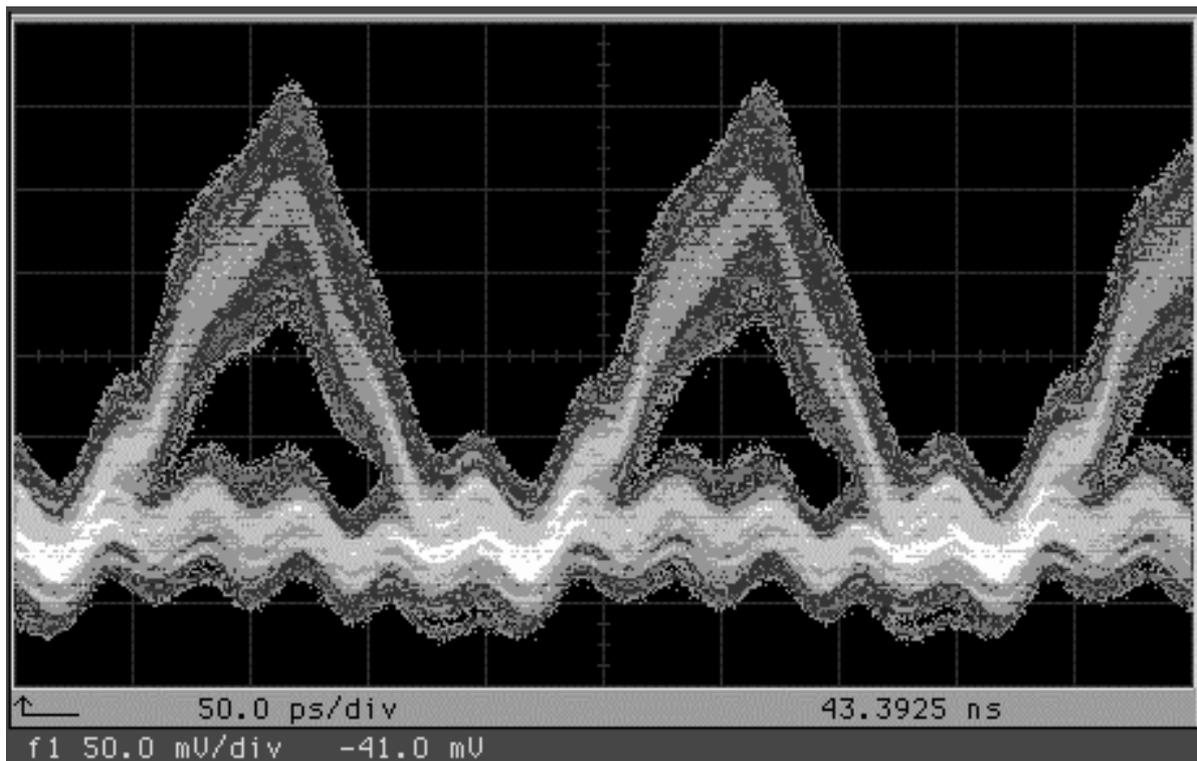


Abb. 6.11 Augendiagramm eines optisch angesteuerten MOBILE für 5 Gbit/s Eingangssignal

Die Abb. 6.11 zeigt ein typisches Augendiagramm. Dargestellt sind zufällige Bitfolgen, die über das MOBILE geschaltet wurden. Erkennbar ist die Schaltungsfunktion an der deutlichen Augenöffnung von über 50 mV und einer Breite von 50 ps. Durch die Augenöffnung wird das Schwellwertverhalten verifiziert, da erst ab einem bestimmten Wert  $\Delta I$  das MOBILE eine 'Low'- oder 'High'-Ausgangsspannung, je nach Flächenkonfiguration, herausgibt. Der Zeitbereich zwischen den Augenöffnungen ist die "reset"-Phase des Schwellwertgatters, in dem das MOBILE im monostabilen Zustand bleibt.

Die Eingangssignalfolge liegt an der Schaltung in Non-Return-To-Zero (NRZ)-kodierung an. Das heißt, dass zwischen zwei Bit kein Rücksprung des Signals auf Null erfolgt. Wie in Abb. 6.11 allerdings zu erkennen ist, erfolgt am Ausgang des MOBILE ein Rücksprung nach jedem Bit auf die logische Null der Ausgangsspannung, was als Return-to-Zero (RZ)-kodierung bezeichnet wird. Das MOBILE erfüllt somit über die Speicherfunktion hinaus gleichzeitig die eines NRZ-RZ-Konverters.

## 6.5 Neuartiger komplementärer Schaltungsansatz

Mit den in dieser Arbeit beschriebenen Methoden und Modellen der Resonanztunneldiode wurde ein neuartiges Schaltungskonzept entwickelt. Der symmetrische Aufbau der RTD und die symmetrische Strom-Spannungskennlinie ermöglichen den Betrieb des MOBILE mit Spannungen im Vorwärts- und Rückwärtsbetrieb [59]. Das heißt, dass der Schaltvorgang, wie in 2.3 beschrieben,

abhängig von den verwendeten Polaritäten der Taktspannung und der Polarität des Eingangsstromes ist.

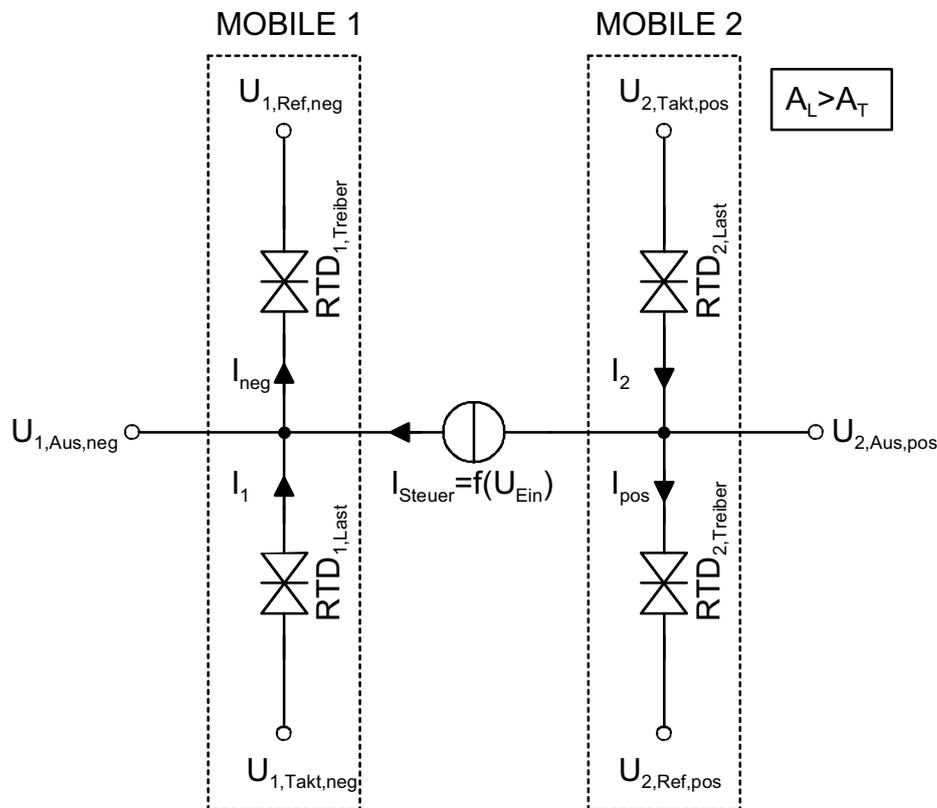


Abb. 6.12 Neuartiges komplementäres Schaltungskonzept mit zwei MOBILE Gattern

Die neuartige Schaltung in Abb. 6.12 besteht aus vier zu zwei MOBILE zusammengeschalteten RTD, die mittels einer an die Mittenkontakte geschalteten spannungsgesteuerten Stromquelle angesteuert werden. Die beiden MOBILE 1 und 2 haben jeweils gleiche Treiber- zu -Last-Flächenverhältnisse, wobei in der hier untersuchten Schaltung die Treiberfläche kleiner ist als die der Lastfläche ist. Es sei angemerkt, dass die Schaltung auch funktioniert, wenn die Flächenverhältnisse umgekehrt sind und das Vorzeichen des Stroms  $I_{\text{Steuer}}$  angepasst wird.

Die beiden MOBILE werden aus praktischen Gründen mit zwei Betriebsspannungen versorgt. MOBILE 1 wird im negativen Spannungsbereich betrieben, während MOBILE 2 im positiven Spannungsbereich liegt. Die Differenz zwischen den beiden Referenzspannungen  $U_{1,\text{Ref,neg}}$  und  $U_{2,\text{Ref,pos}}$  kann dazu genutzt werden, einen Spannungsabfall über die Stromquelle zu erzwingen. Dies ist vorteilhaft, wenn in der Realisierung beispielsweise pin-Photodioden als optischer Eingang oder Bipolartransistoren als Stromquellen verwendet werden, um die nötige Betriebsspannung für diese Bauelemente bereit zu stellen.

Die beiden Taktspannungen  $U_{1,\text{Takt,neg}}$  und  $U_{2,\text{Takt,pos}}$  sind entsprechend ihrer zugeordneten MOBILE entweder Positiv oder Negativ. In der Untersuchung über die

grundsätzlichen Schwellwertbedingungen in 2.3 wurde gezeigt, dass die Polarität des Schaltstroms  $I_{\text{Steuer}}$  abhängig ist von den Flächenverhältnissen der Last- und Treiber-RTD und dem Vorzeichen der Spannungsaussteuerung des MOBILE-Gatters.

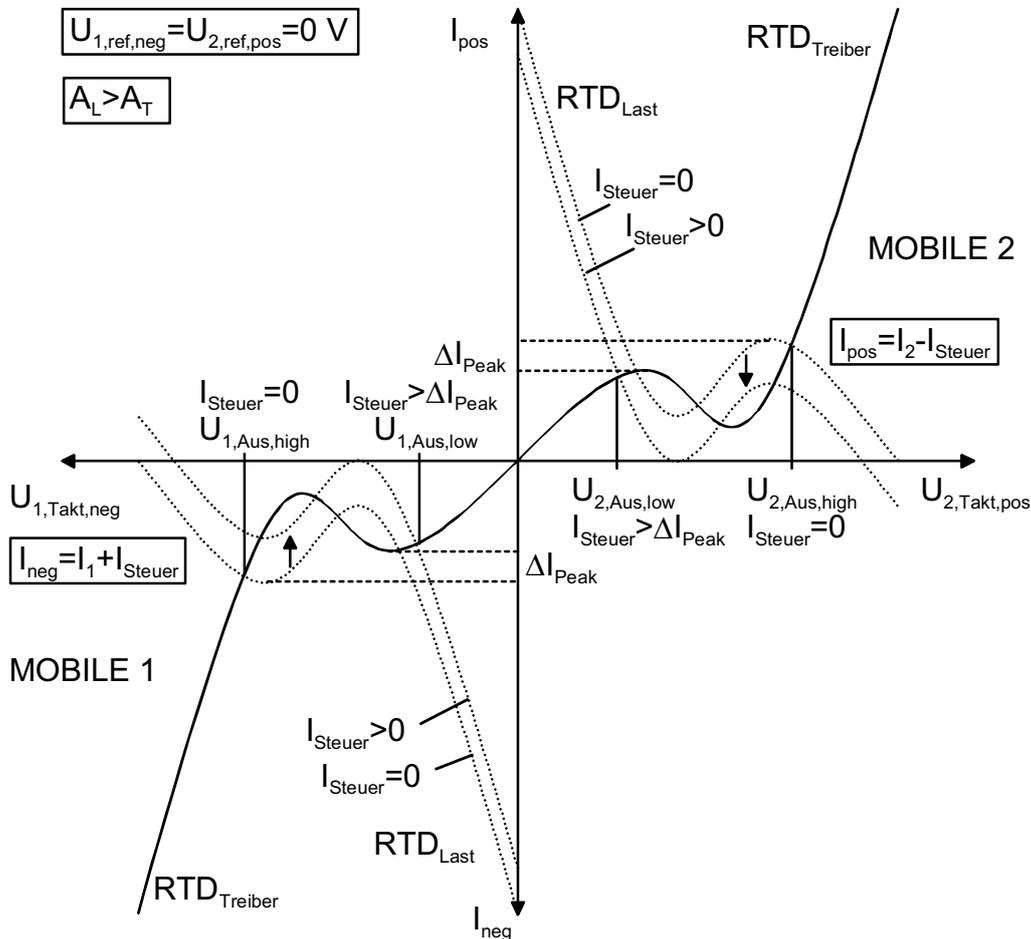


Abb. 6.13 Treiber-/Lastkennlinien der komplementären MOBILE Schaltung für positive und negative Polaritäten für eingeschaltete Taktspannungen und Eingangsströme

Die sich aus dieser Überlegung für die in Abb. 6.12 gezeigte Schaltung ergebenden Treiber- und Lastkennlinien in Abhängigkeit vom Eingangsstrom  $I_{\text{Steuer}}$  für angelegte Taktspannungen ist in Abb. 6.13 prinzipiell dargestellt. Bei ausgeschaltetem Eingangsstrom  $I_{\text{Steuer}} = 0$  werden beide MOBILE bei der Taktflanke den Treiber-Peak-Strom überwinden und eine hohe Ausgangsspannung  $U_{\text{Aus,high}}$  wird sich einstellen. Wird der Strom zugeschaltet und ist größer als die Peak-Stromdifferenz  $I_{\text{Steuer}} > \Delta I_{\text{Peak}}$ , so kann der Treiber-Peak nicht überwunden werden und die Ausgangsspannung bleibt niedrig. Es ergibt sich für den gezeigten Fall somit eine invertierende Funktion. Durch Umkehrung der Flächenverhältnisse zu  $A_T > A_L$  und Änderung der Polarität der Stromquelle ergäbe sich eine nicht-invertierende Übertragungsfunktion der komplementären Schaltung. Für die in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellten Schaltungen wurde jedoch immer die invertierende Schaltung verwendet.

Durch die gemeinsame Verwendung einer Stromquelle für beide MOBILE ergibt sich darüber hinaus ein wesentlicher Vorteil gegenüber der normalerweise verwendeten Schaltungsanordnung. Da ein MOBILE immer nur bei der ansteigenden Taktflanke einen bistabilen Zustand einnimmt, der dann für die Takthalbwellen gehalten wird und in der zweiten Takthalbwellen im monostabilen Zustand wieder zurückgesetzt wird, kann immer nur eine Informationseinheit mit einem einfachen MOBILE und der Stromquelle verarbeitet werden. Das komplementäre Schaltungskonzept dagegen hat den Vorteil, dass beide MOBILE durch abwechselndes Einschalten, beispielsweise durch ein differentielles Taktsignal, pro Taktperiode zwei Informationseinheiten aus der Stromquelle speichern können. Damit wird die Verarbeitungsgeschwindigkeit bzw. Datenrate bei gleichbleibender Taktfrequenz verdoppelt.



## 7 Optoelektronischer Demultiplexer

Die komplementäre MOBILE-Schaltung aus 6.3 eignet sich aufgrund ihrer Übertragungseigenschaften für den Einsatz als Demultiplexer. Zuvor veröffentlichte Schaltungen mit einfachen MOBILE-Gattern, die zum Aufteilen eines über Glasfaser gesendeten seriellen Datenstromes in mehrere parallele Datenströme verwendet werden, nutzten jeweils nur eine Takthälfte um das Signal abzutasten. Aufgrund dieses grundsätzlichen Problems konnte bislang nur die Hälfte der Datenmenge mit MOBILE verarbeitet werden [10][60]. Prinzipielles Demultiplexen wurde von Sano [60][61] an MOBILE-Schaltungen mit extrem schnellen Photodioden als Stromquellen für ein 80 Gbit/s Eingangssignal und 40 Gbit/s am Ausgang gezeigt werden. In diesem Kapitel soll der Aufbau und das Konzept eines optoelektronischen 1:2 Demultiplexers anhand von Simulationsergebnissen gezeigt werden [62].

### 7.1 Prinzipschaltbild des optischen Demultiplexers

Die Schaltung aus Abb. 6.12 wird mit einer pin-Photodiode als Stromquelle mit optischen Eingang, die den nötigen Umschaltstrom  $I_{\text{Steuer}} = I_{\text{ph}}$  für die Schwellwertgatter aus einem hochbitratigen optischen Eingangssignal bereitstellt, angesteuert. Der resultierende Photostrom muss nun abwechselnd von den zwei komplementären MOBILE abgetastet und auf die Ausgänge  $U_{1,\text{Aus,neg}}$  und  $U_{2,\text{Aus,pos}}$  aufgeteilt werden.

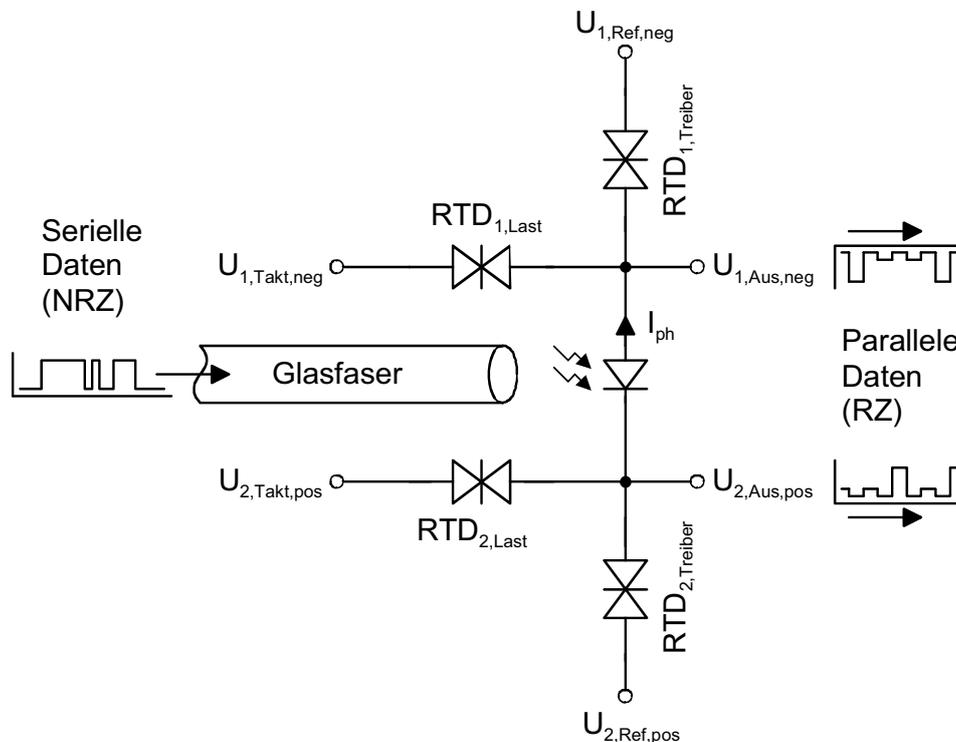


Abb. 7.01 Elektrischer Aufbau eines auf MOBILE basierenden Demultiplexers mit optischen Eingang

In Abb. 7.01 ist die elektrische Prinzipschaltung für den Demultiplexer mit optischem Eingang dargestellt. Wie in dem vorherigen Kapitel 6 bereits erwähnt wurde, kann ein MOBILE mit positiver und negativer Polarität betrieben werden. In der hier gezeigten Anordnung wird das MOBILE an der Anode der pin-Photodiode in negativer Polarität und das MOBILE an der Kathode in positiver Polarität betrieben. Wichtig dabei ist, dass zwischen den Schaltungsteilen zwei getrennte Bezugspotentiale  $U_{1,Ref,neg}$  und  $U_{2,Ref,pos}$  verwendet werden, damit die pin-Photodiode immer in Sperrrichtung betrieben wird.

## 7.2 Taktdiagramm des Demultiplexers

Da ein optisches Signal in der Regel binär amplitudenmoduliert vorliegt und aufgrund der Lichtleitereigenschaften sehr hohe serielle Datenströme liefert, muss es für eine elektrische Weiterverarbeitung in mehrere parallele Datenströme aufgeteilt werden. Damit können Informationen parallel gesendet und empfangen werden, ohne mehrere Leitungen zu verwenden.

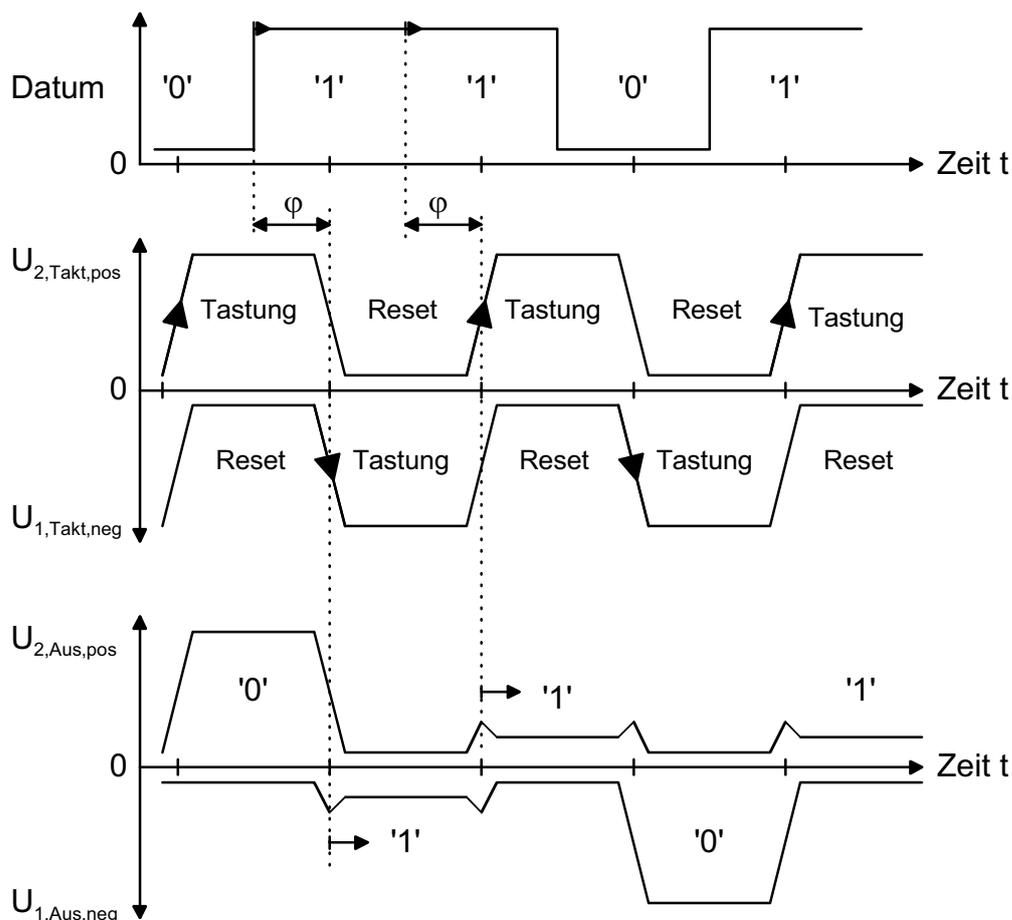


Abb. 7.02 Zeitliche Abfolge des Abtastvorgangs eines optischen Eingangssignals des Demultiplexers

Dazu muss jedes gesendete Bit einzeln erkannt und von den MOBILE gespeichert werden. Da es sich im vereinfachten Sinne bei den MOBILE um flankengesteuerte

Delay-Flipflop (D-FF)-Speicher handelt, muss bei dem Abtastvorgang in Abb. 7.02 das Eingangssignal bereits anliegen, womit eine Zeitverschiebung zwischen Eingangssignal und der Taktspannung von  $0^\circ < \varphi < 180$  vorliegen muss, um korrekt die einzelnen Daten den Ausgängen zuzuordnen. Der Abtastvorgang geschieht bei den ansteigenden Flanken der MOBILE, womit bei halber Taktfrequenz die Taktsignale entsprechend abwechselnd jeweils jedes zweite gesendete Bit erfassen können. Die Information, die zum Zeitpunkt des Abtastens vorliegt, wird dann für die Zeit des High-Zustandes des Taktsignals am Ausgang invertiert ausgegeben. Sinkt die Taktspannung unter die Grenzspannung für den Speicherbetrieb, wird der Ausgang auf den Grundwert zurückgesetzt.

Ein kritischer Aspekt ist die Phasenverschiebung zwischen Eingang und Taktsignal. Bei Phasenverschiebungen von  $\varphi > 180^\circ$  werden die Ausgangsbits vertauscht, was zu Bitfehlern führt. Zusätzlich gilt es zu beachten, dass bei einem Return-to-Zero (RZ)-Eingangssignal die Phasenverschiebung zwischen Eingang und Takt wesentlich geringer sein muss als bei Non-Return-to-Zero (NRZ)-Signalen. Bei dem hier gezeigten Schaubild wird jedoch ein NRZ-Signal abgetastet.

Die Ausgangssignale haben nun nur noch die halbe Bitrate des Eingangssignals und liegen in RZ-Signalform vor. Dieses prinzipielle Merkmal des Demultiplexers kann dazu genutzt werden, um über eine nachgeschaltete Takt-Wiedergewinnung (engl. Clock-Recovery)-Schaltung die Taktfrequenz aus dem Ausgangssignal zu ermitteln, um somit weitere Schaltungen mit dem Demultiplexer zu synchronisieren.

Für das mögliche Design eines Ausgangsbuffers muss darüber hinaus noch ein Ausgang zusätzlich invertiert und zeitlich verzögert werden, damit die Daten in gleicher Polarität und synchronisiert weitergegeben werden.

### 7.3 Simulationsergebnisse

Die Schaltung in Abb. 7.01 wurde mit den in dieser Arbeit entwickelten Großsignalmodellen für die RTD simuliert. Für das Eingangssignal wurde eine zufällige Bitfolge angenommen, die in NRZ-Format optisch in die pin-Photodiode eingestrahlt wird. Der verwendete Frequenzbereich wurde dabei zunächst durch die Photodiode limitiert, die aufgrund ihres Schichtaufbaus und Designs für maximal 10 Gbit/s ausgelegt war. Die Begrenzung der RTD durch auftretende Verschiebungsströme konnte bis zur Grenzfrequenz der pin-Photodiode durch Arbeitspunktanpassung kompensiert werden.

Der Demultiplexer zeigte bei der maximal verfügbaren Frequenz von 10 Gbit/s NRZ-Eingangssignal ein sicheres Abtastverhalten und beide Ausgangssignale gaben das jeweils abgetastete Bit zeitverzögert am Ausgang wieder.

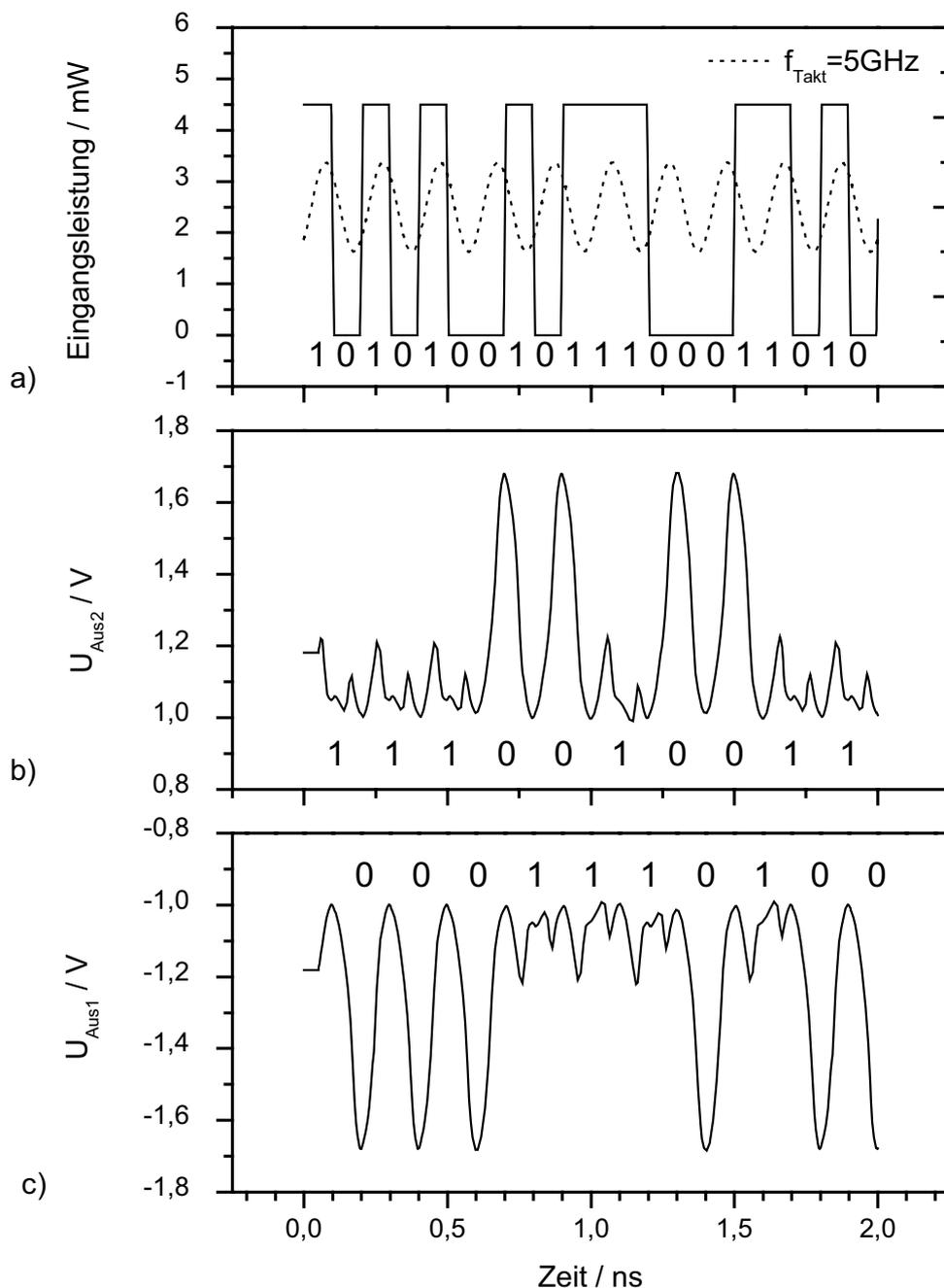


Abb. 7.03 Zeitdiagramm eines NRZ optischen Eingangssignals und dem zugehörigen demultiplexten RZ-Ausgangssignalen

Die zeitlichen Abtastvorgänge sind in Abb. 7.03 für das Demultiplexen eines Signals dargestellt. Deutlich kann zwischen den Ausgangszuständen der MOBILE unterschieden werden. Allerdings ist aufgrund der hohen Frequenzen kein rechteckförmiges Taktsignal verwendet worden, sondern ein Sinussignal, womit auch das Ausgangssignal wie in 6.1 gezeigt sinusförmig geformt erscheint.

## 7.4 MOBILE Demultiplexer mit elektrischem Eingang

Da der MOBILE-Demultiplexer (DEMUX) in 7.1 nur ein Signal im Verhältnis 1:2 trennen kann, dies aber bei extrem hochbitratigen Signalen von z.B. 40 Gbit/s immer noch zu Ausgangsbitraten von 20 Gbit/s führt, müssen weitere demultiplexende Stufen das Signal weiter aufteilen. Zu diesem Zweck wurde eine zusätzliche Stufe auf Basis von HFET und RTD entworfen, die ein Signal A in zwei Signale  $Q_1$  und  $Q_2$  aufteilen kann.

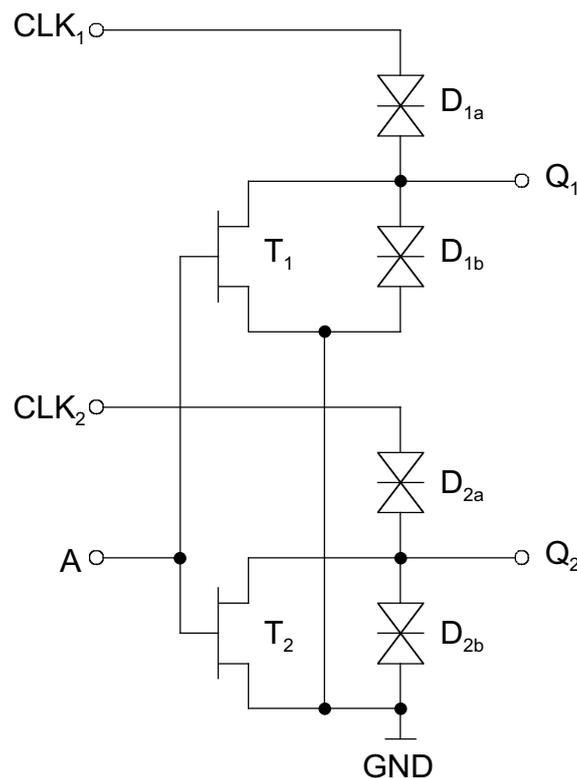


Abb. 7.04 Elektrisch-elektrisch aufgebauter Demultiplexer mit Feldeffekttransistoren als Eingangsbauelement der Schwellwertgatter

Die Feldeffekttransistoren dienen in der Schaltung in Abb. 7.04 dazu, einen Strom aus dem Knoten zwischen der Treiber- und Last-RTD abzuzweigen. Durch die sich bei angelegter Gate-Spannung ergebende Stromdifferenz schaltet das MOBILE in den 'Low'-Zustand. Ausgehend davon, dass diese Stufe dem DEMUX mit optischen Eingang nachgeschaltet wird, werden hohe Anforderungen an die Phasenverschiebung zwischen dem Eingangssignal an A und den Taktsignalen an  $CLK_1$  und  $CLK_2$  gestellt. Weil das Eingangssignal nur in RZ-kodierter Form vorliegt, liegt die Hälfte der Bitperiode auf dem logischen '0'-Wert, was hohe Anforderungen an die zeitliche Korrelation der Taktsignale mit dem Biteingang stellt. Allerdings ist auch aufgrund des RZ-Signals eine einfache Taktrückgewinnung möglich, so dass mit vertretbarem Schaltungsaufwand eine solche Synchronisation zu realisieren ist. Die Taktfrequenz beträgt beim Betrieb die Hälfte der Bitrate und tastet, wie zuvor beschrieben, immer abwechselnd mit  $CLK_1$  und der  $180^\circ$  phasenverschobenen  $CLK_2$  den Eingang ab.



## 8 Pulsgenerator/-modulator für UWB

Die in 6.5 vorgestellte komplementäre Schaltungsanordnung lässt sich neben dem in Kapitel 7 vorgestellten Demultiplexer auch für die Generation von schnellen elektrischen Pulsen verwenden. Der wesentliche Vorteil des hier vorgestellten Konzepts ist die Ausnutzung des Gauß'schen Zusammenhangs zwischen Strom und Spannung der charakteristischen RTD-Kennlinie [37]. So lässt sich die Ausgangsspannung bei hohen Taktraten sehr gut mit der Gauß'schen Exponentialgleichung approximieren. Insbesondere die Verwendung der positiven und negativen Aussteuerung und die damit verbundenen unterschiedlichen Polarpolaritäten eröffnet die Möglichkeit, neben dem einfachen Gaußimpuls auch Pulse höherer Ordnung beliebig zu erzeugen.

### 8.1 Schaltungskonzept des Pulsgenerators

Das Prinzip der Pulserzeugung beruht wiederum auf dem abwechselnden Schalten der beiden MOBILE in Abb. 8.01. Im Gegensatz zu dem Demultiplexer werden die Taktraten und die Frequenz ( $f = 6,6$  GHz) des Eingangssignals nun so angepasst, dass der Puls eine Bandbreite zwischen 3,1 GHz und 10,6 GHz für die Anwendung in Ultra-Wideband-Systemen (UWB) abdeckt.

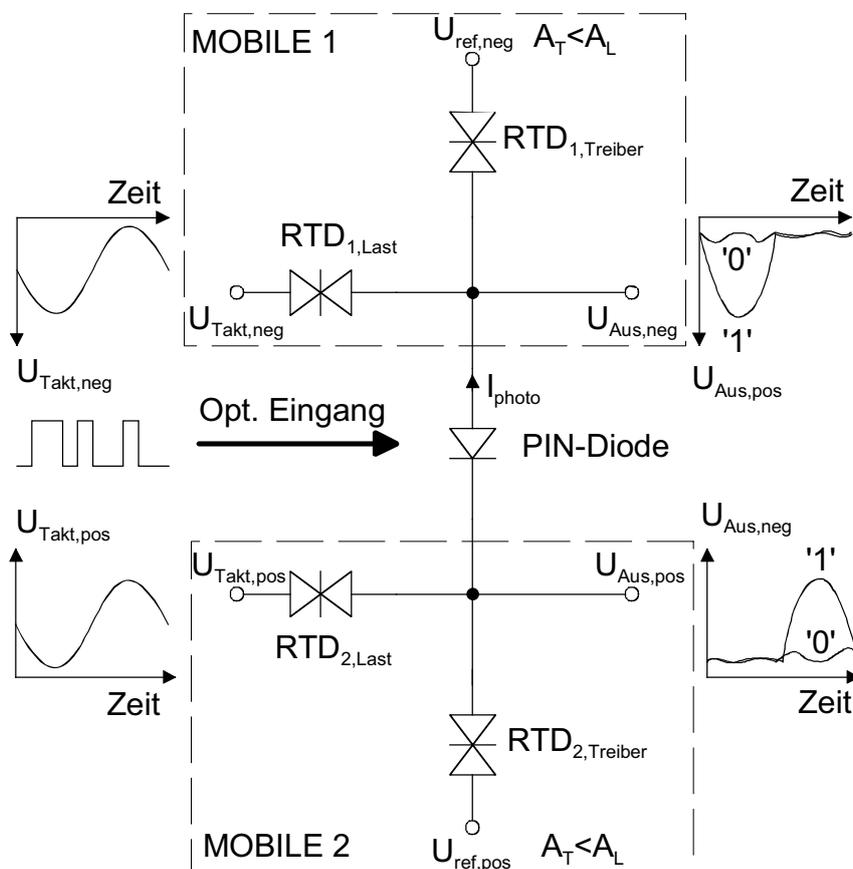


Abb. 8.01 Prinzipschaltung des Pulsgenerators



Ausgangs individuell anpassen, so dass auch Pulsformen wie die Ableitungen des Gaußpulses realisierbar sind.

### 8.1.2 UWB Puls im Zeit- und Frequenzbereich

Eine besonders interessante Anwendung der Schaltung stellt die Pulsgeneration für Ultra-Wideband-Systeme dar. Geeignete Pulse werden für UWB in dem Spektrum zwischen 3,1 und 10,6 GHz gesendet und weisen sehr niedrige Ausgangsleistungen ( $P_{\text{Aus}} < -41$  dBm) über dem gesamten Frequenzband auf.

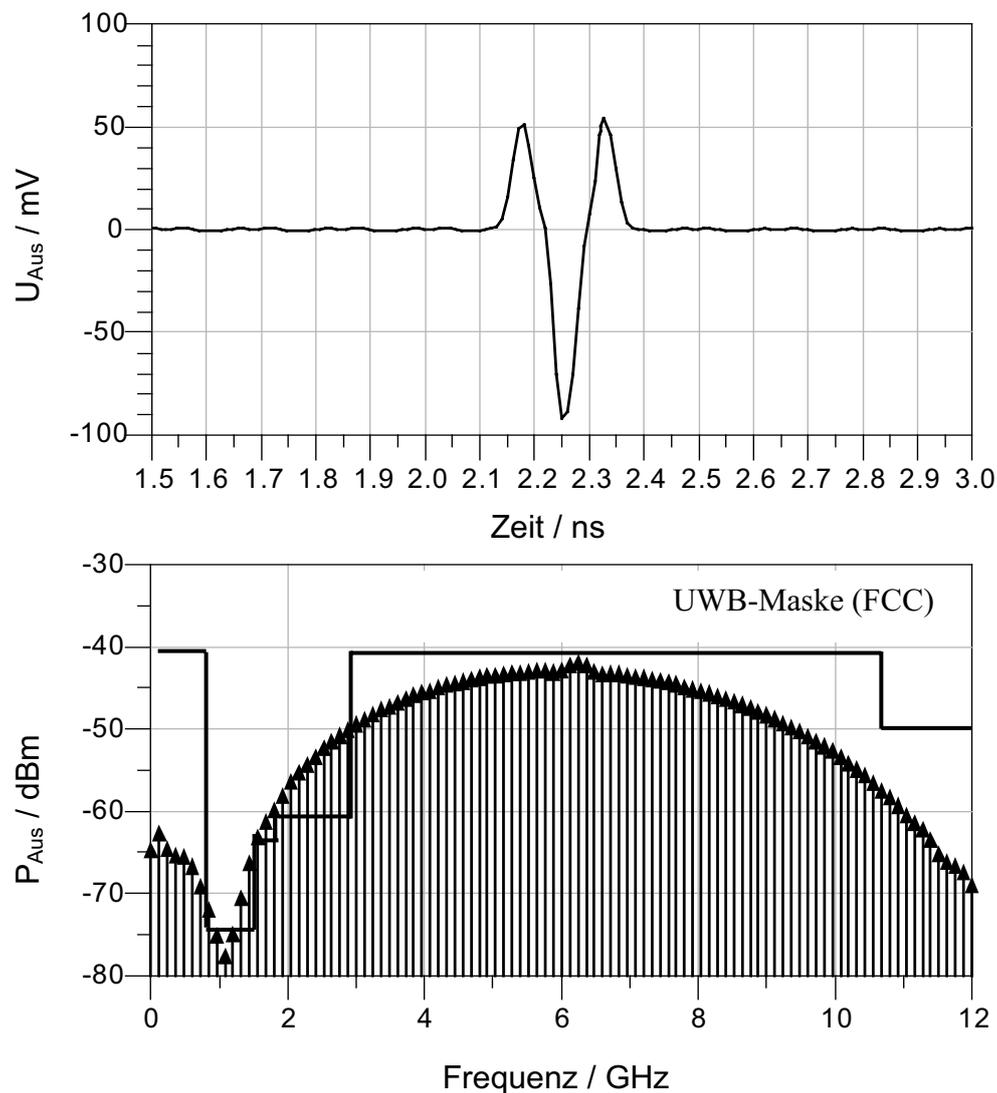


Abb. 8.03 Simulierter Verlauf der zweiten Ableitung des Gaußpulses, die mit dem Pulsgenerator erzeugt wurde

Die in Abb. 8.03 gezeigte Signalform entspricht der zweiten Ableitung des Gaußpulses, die mit dem Pulsgenerator erzeugt werden kann. Das zugehörige Frequenzspektrum

zeigt den Verlauf des Pulses bei sehr niedrigen Leistungen, die sehr gut mit den für UWB-System benötigten Spektralmasken übereinstimmen. Bei 6,6 GHz ist das Taktsignal noch ansatzweise erkennbar, welches von der Bufferschaltung nicht vollständig herausgefiltert wurde. Die Simulation demonstriert somit die Möglichkeit, komplexe Pulssignalförmungen generieren zu können.

## 8.2 Pulsformen

In diesem Kapitel sollen die Pulsformen, die mit der Schaltung in Abb. 8.02 realisierbar sind, im Zeitbereich gezeigt werden. Damit auch jedes Pulssignal für UWB Anwendungen einzeln ansteuerbar ist, wird die Schaltung mit bis zu 6,6 GHz Taktfrequenz betrieben, und daher das Eingangssignal 13,2 Gbit/s beträgt. Somit können digital alle folgend diskutierten Signalfolgen erzeugt werden.

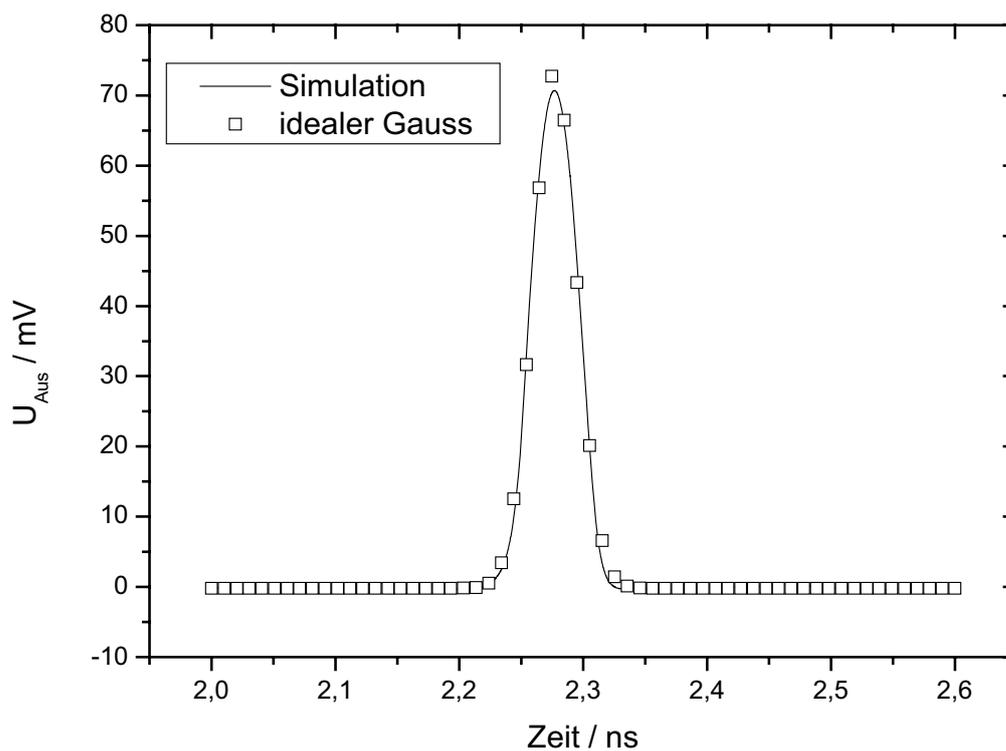


Abb. 8.04 Simulierter und theoretischer Verlauf des Gaußpulses

Zunächst kann durch eine einfache Ein-Bit-Folge am optischen Eingang lediglich eines der beiden MOBILE angesteuert werden. In diesem Fall entsteht lediglich ein einfacher Gaußpuls, der entweder positiv oder negativ ausgerichtet ist. Abb. 8.04 zeigt einen positiven simulierten Gaußpuls. Der theoretische Verlauf und der simulierte

stimmen bei der betrachteten Taktfrequenz von 6,6 GHz sehr gut überein. Der Gaußpuls weist aufgrund seiner Signalform einen Gleichspannungsanteil auf.

Die folgenden Pulsformen setzen sich jeweils immer abwechselnd aus einem positiven und negativen Einzelpuls zusammen, die über den Signalkombinierer zu einer Signalform addiert werden. Führt man Pulsordnungen ein, so entspricht der Gaußpuls einem Puls 0ter Ordnung. Für jeden weiteren angehängten Puls erhöht sich die Ordnungszahl um eins. Damit gilt für Pulse ungerader Ordnung, dass diese keinen Gleichspannungsanteil haben, da sich die positive und negative Aussteuerung gegenseitig kompensiert und nur die Hochfrequenzanteile wirksam sind.

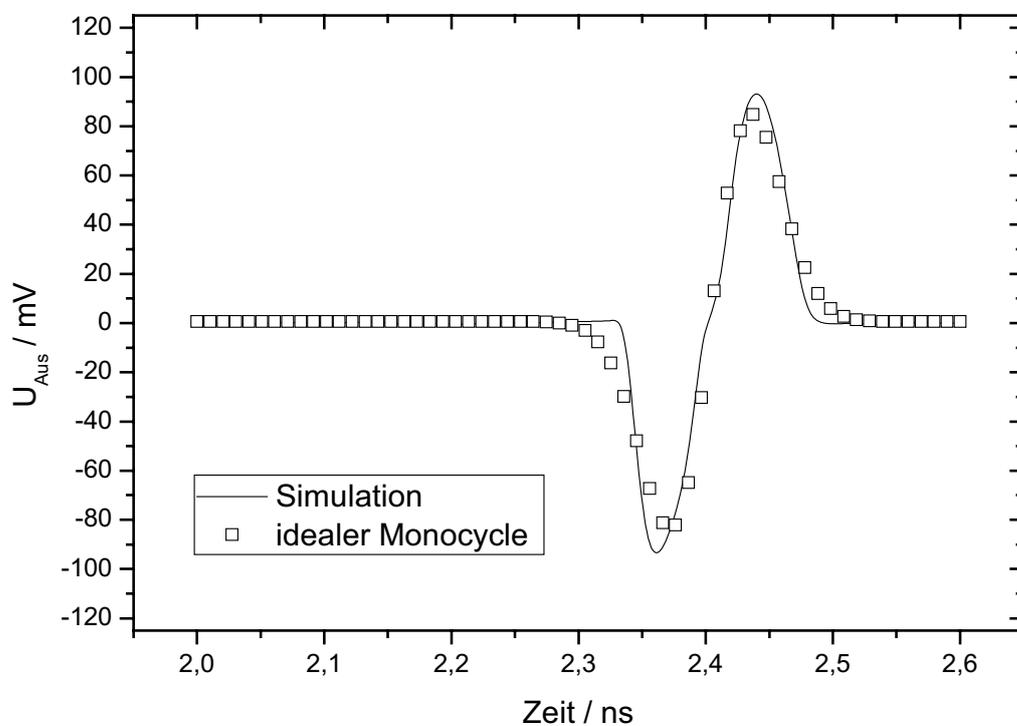


Abb. 8.05 Simulierter und theoretischer Verlauf des Gauß'schen Monocycle

Der in Abb. 8.05 gezeigte Puls erster Ordnung, erzeugt durch ein Zwei-Bit Eingangssignal, wird in der Literatur auch der Gauß'sche Monocycle genannt und entspricht im mathematischen Sinne der ersten Ableitung des Gaußpulses. Die Übereinstimmung des theoretischen und simulierten Verlaufs zeigen wieder gute Anpassungsergebnisse der Schaltung an das theoretische Optimum der Pulsform.

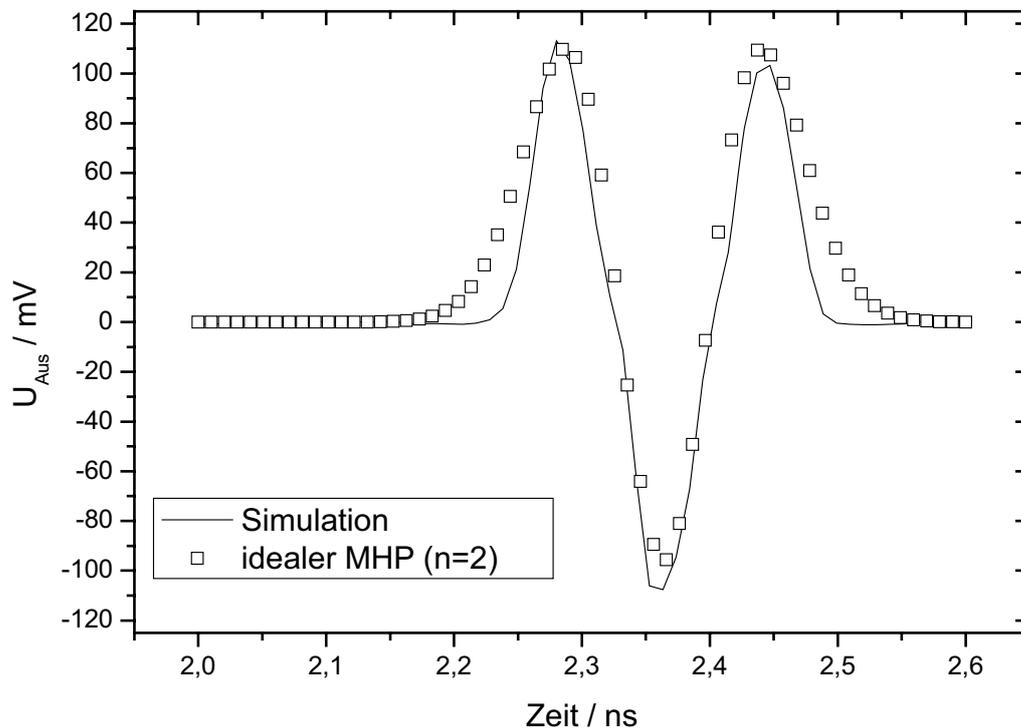


Abb. 8.06 Simulierter und theoretischer Verlauf eines hermit'schen Pulses 2ter Ordnung

Auch der Puls zweiter Ordnung ( $n=2$ ) in Abb. 8.06, bei dem eine Drei-Bit-Eingangssignalfolge verwendet wurde, deckt sich sehr gut mit dem theoretischen Verlauf eines entsprechenden Pulses. Diese Pulsform entspricht nicht mehr der zweiten Ableitung des Gaußpulses, sondern dem eines modifizierten hermites Pulses (MHP) zweiter Ordnung [63]. Dabei haben die hermites Pulse besonders gut geeignete Frequenzspektren für den Einsatz in Impuls-UWB Systemen.

Für längere Bitfolgen am Eingang des Pulsgenerators erhöhte man die Anzahl der aufeinanderfolgenden Einzelpulse, und damit die Pulsordnung. Somit ist es über die gezeigten klassischen Pulse hinaus auch möglich, beliebige Pulse höherer Ordnung zu erzeugen.

## 9 Realisierung und Messergebnisse

In diesem Kapitel wird die Realisierung der in Kapitel 6.5 vorgestellten komplementären MOBILE Schaltung beschrieben sowie die an Testschaltungen vorgenommenen Messungen präsentiert.

### 9.1 Design der Testschaltung

Um die in dieser Arbeit entwickelte Schaltung zu charakterisieren, wurde ein Maskensatz entworfen, der neben den Einzelbauelementen wie pin-Photodioden, Feldeffekttransistoren und Resonanztunneldioden auch einfache Testschaltungen sowie komplette Pulsgeneratorschaltungen aufweist.

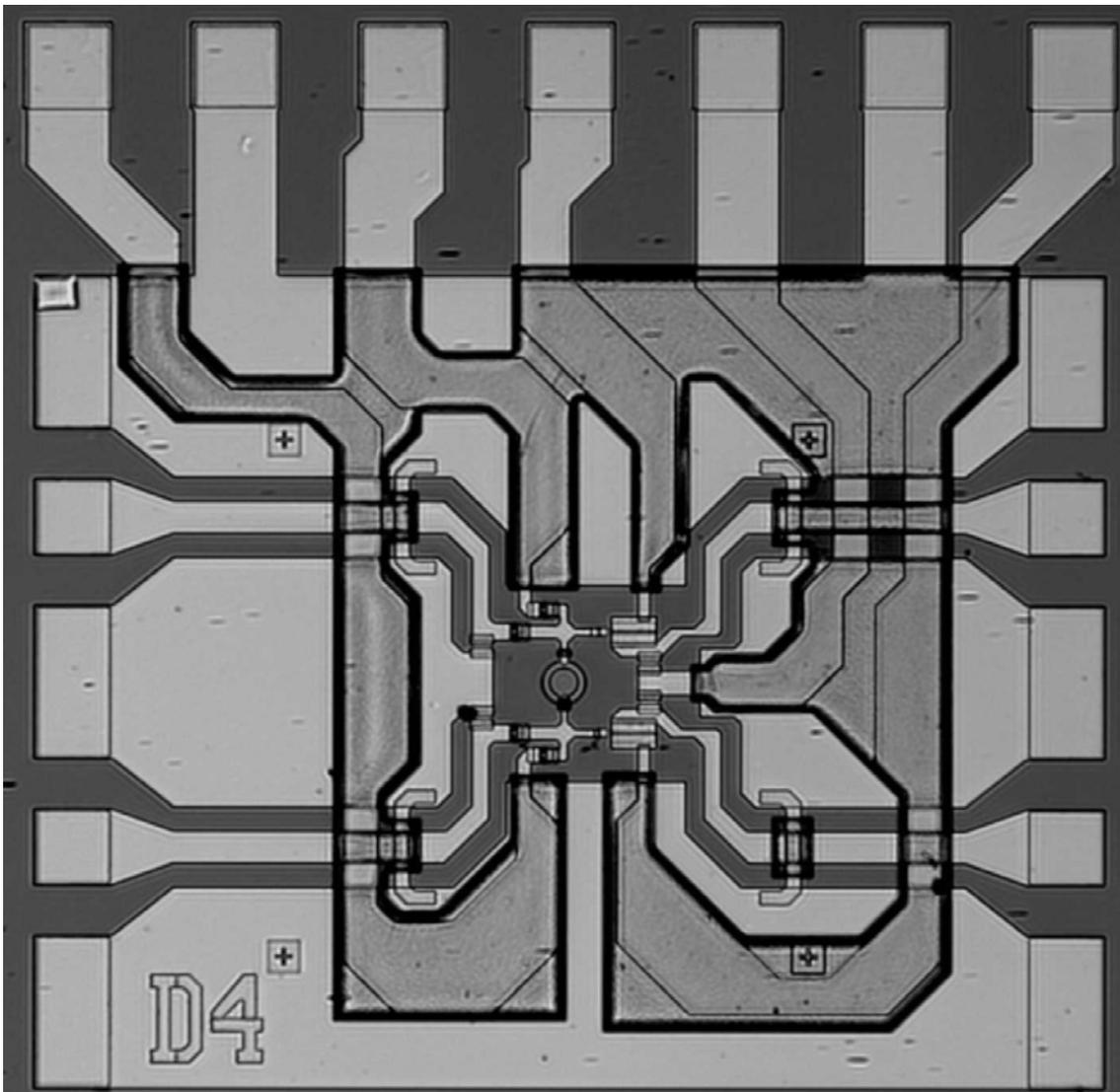


Abb. 9.01 Fotografie einer realisierten komplementären MOBILE-Schaltung (1 mm x 1 mm) mit integriertem Ausgangsbuffer

Abb. 9.01 zeigt eine Fotografie der hergestellten Testschaltung bestehend aus der neuen MOBILE-Schaltung und dem Ausgangsbuffer. Die Hochfrequenzpfade wurden im Coplanardesign ausgelegt und über breite Massestege getrennt. Die Versorgungsspannungen werden über die obere Kontaktleiste zugeführt und sind über integrierte Kapazitäten hochfrequenzmäßig an Masse gekoppelt.

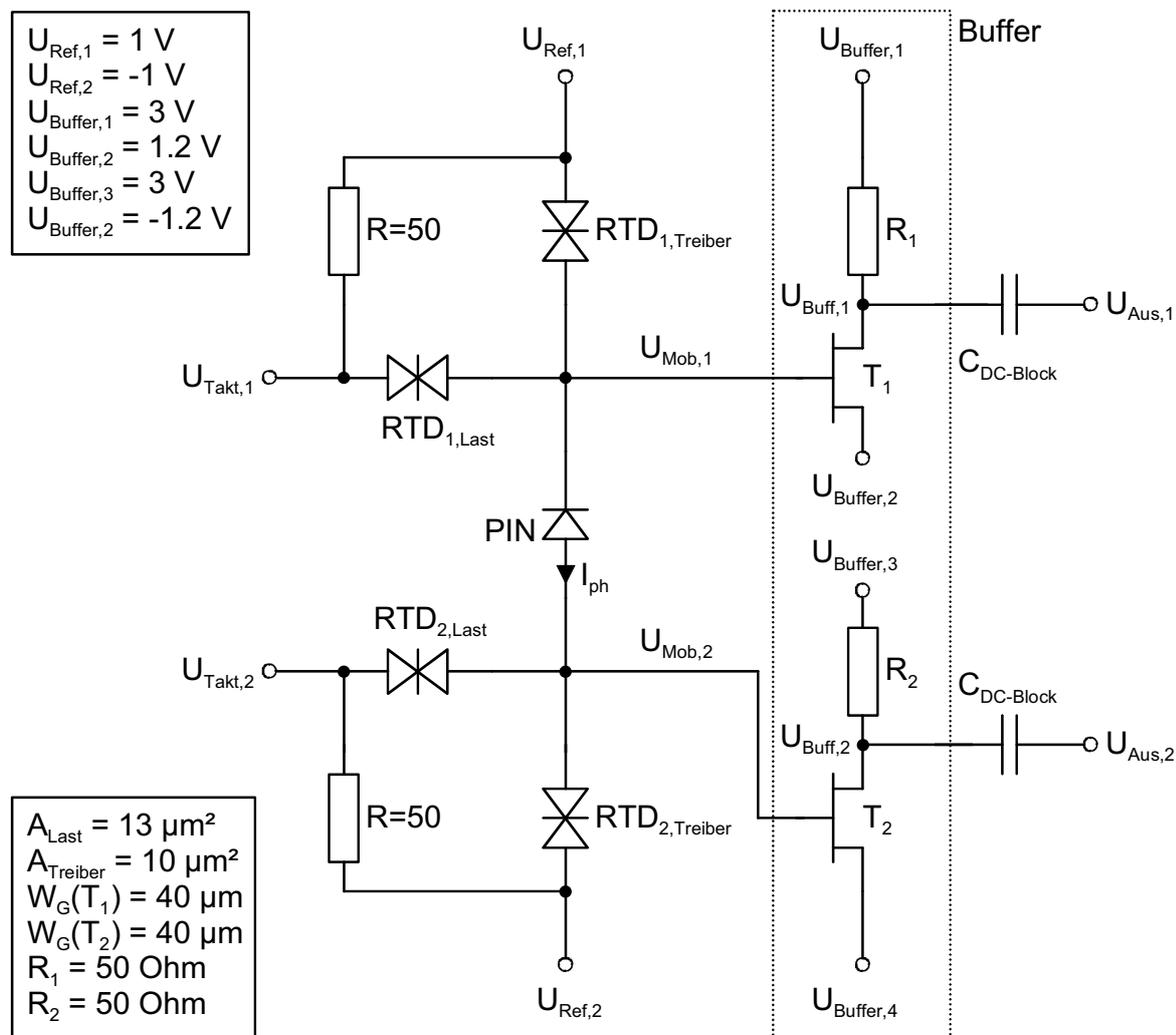


Abb. 9.02 Elektrischer Aufbau der Testschaltung

Um Messungen an den MOBILE-Schaltungen vornehmen zu können wurde gemäß den Untersuchungen in 6.3 ein geeigneter Ausgangsbuffer entworfen und monolithisch integriert. Der realisierte Ausgangsbuffer gemäß der in Abb. 9.02 präsentierten Schaltung wurde als Inverterschaltung realisiert und ist ausgangsseitig an 50 Ohm angepasst um Reflektionen zwischen der Schaltung und den Messinstrumenten zu vermeiden. Die Spannungsverstärkung des Buffers ist jedoch aufgrund der Anpassung stark reduziert.

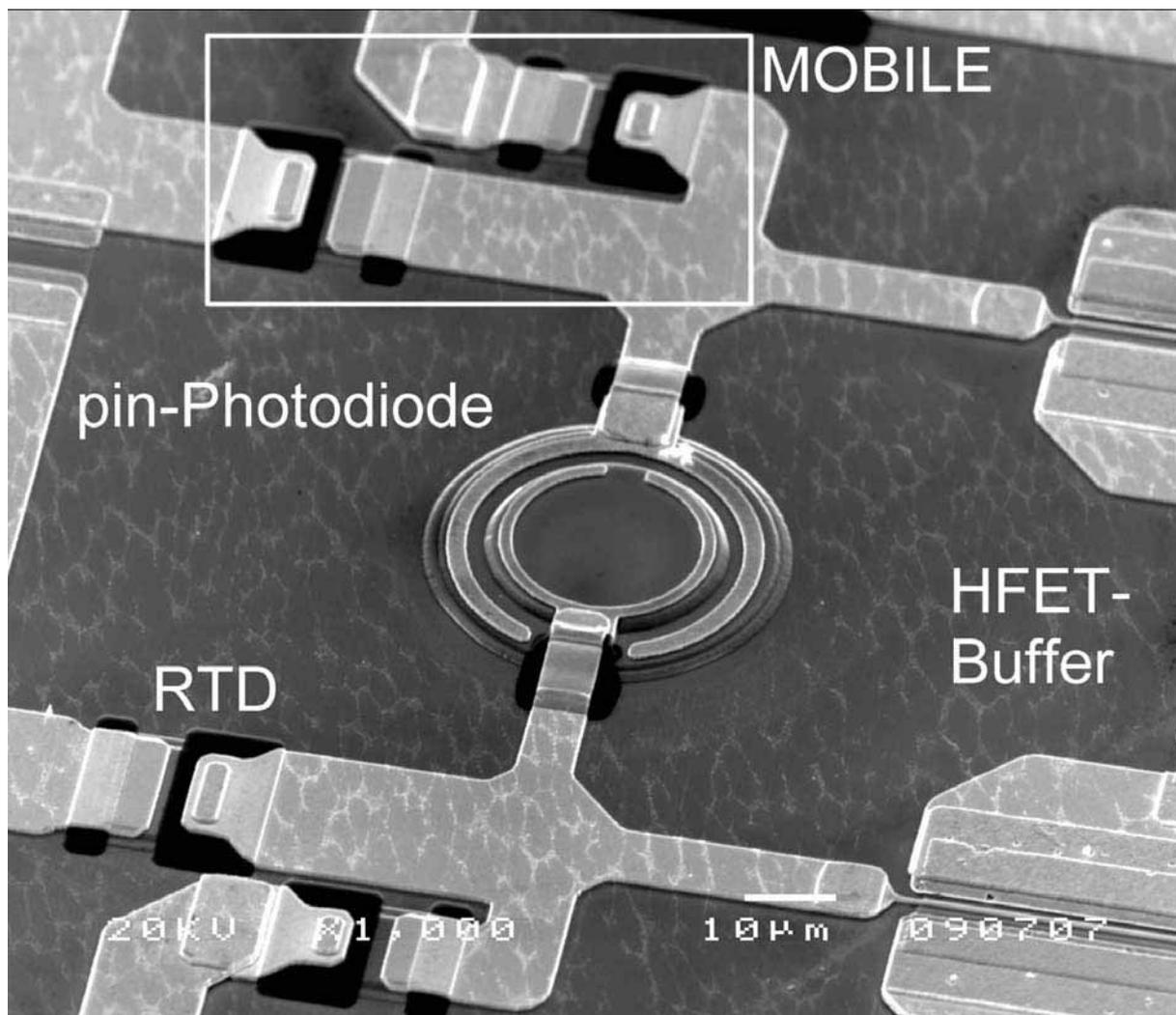


Abb. 9.03 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der MOBILE-Schaltung

Die pin-Diode ist, wie in Abb. 9.03 zu sehen, symmetrisch zwischen den beiden MOBILE positioniert, um Abtastfehler aufgrund von Signallaufzeiten zu minimieren. Die Feldeffekttransistorbuffer wurden so aufgebaut, dass die Eingangskapazität am Gate möglichst gering ist, um die MOBILE nicht zu stark kapazitiv zu belasten. In dem vorliegenden Design wird die Grenzfrequenz der Schaltung von der pin-Diode auf maximal 10 GHz Eingangssignal limitiert bei gleichzeitig hoher Ansprechempfindlichkeit von etwa 0.6 A/W. Bei der zu erwartenden Taktfrequenz von 5 GHz können also bis zu 10 Gbit/s mit der Testschaltung verarbeitet werden.

Der Ausgangsbuffer wurde möglichst einfach aufgebaut um eine hohe Ausbeute an Schaltungen zu gewährleisten. Die Gate-Länge beträgt 300 nm und die maximale Grenzfrequenzen  $f_t$  und  $f_{max}$  der Feldeffekttransistoren liegt bei jeweils ungefähr 100 GHz.

## 9.2 Simulation der Testschaltung

Um Messergebnisse aussagekräftig auswerten zu können, wurden im Vorfeld die Schaltungen unter Berücksichtigung der späteren Messumgebung mit der Software *Advanced Design System 2006A (ADS)* simuliert.

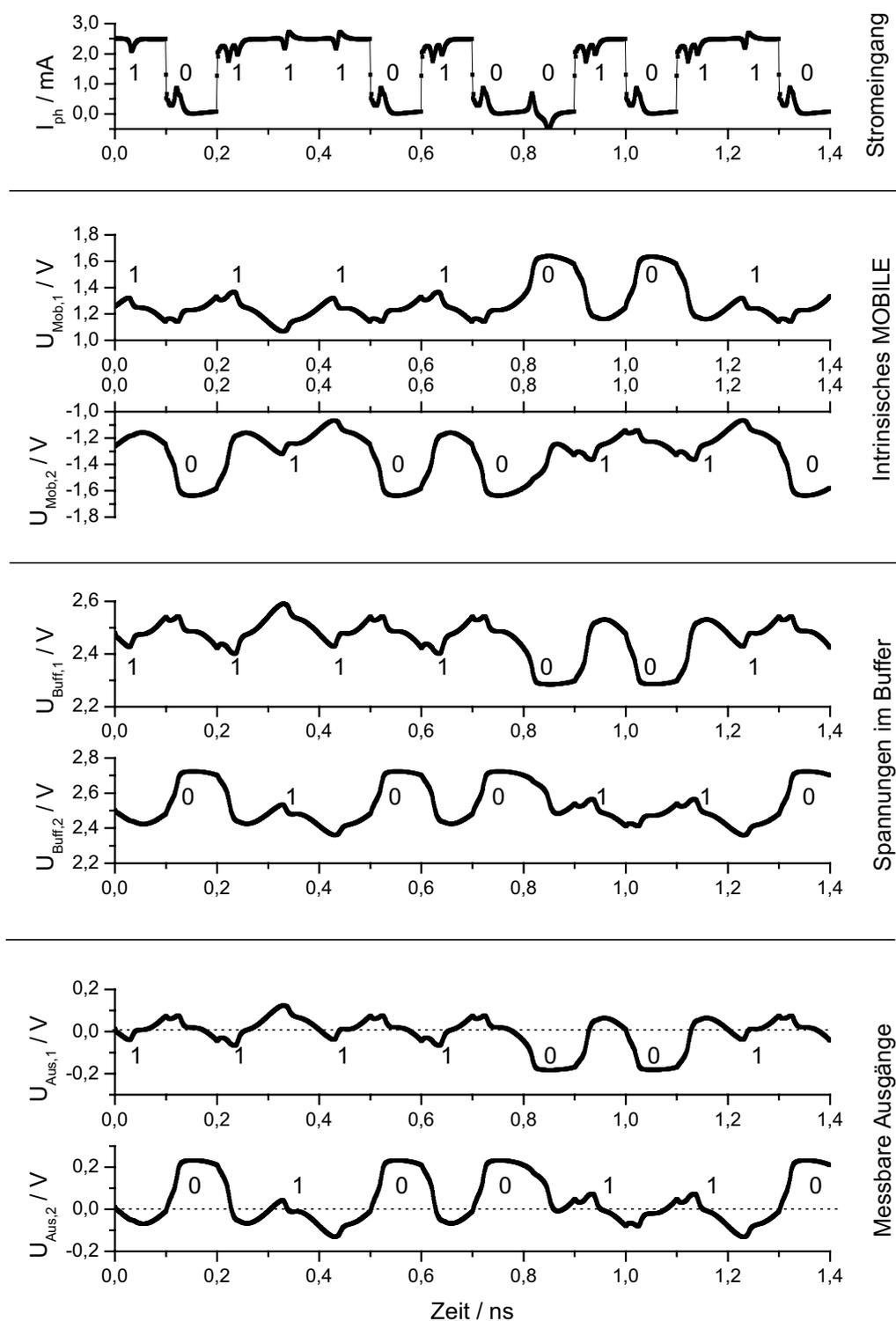


Abb. 9.04 Simulation der messbaren und nichtmessbaren intrinsischen Signale der Testschaltung aus Abb. 9.02

Die Simulationen in Abb. 9.04 zeigen die Ergebnisse für die Testschaltung. Aufgetragen sind die sich ergebenden intrinsischen Spannungen an MOBILE, Ausgangsbuffer, und den Messinstrumenten bei optimal eingestellten Arbeitspunkten. Anhand des Eingangssignals wird die Funktion der einzelnen Stufen noch einmal verdeutlicht. Die MOBILE tasten abwechselnd je ein eingestrahktes Bit ab und geben eine invertierte Ausgangsspannung an den Buffer. Dabei arbeitet je ein MOBILE im positiven Spannungsbereich und eins im negativen.

Der Ausgangsbuffer invertiert die Signale noch einmal und bringt sie auf ein gemeinsames Potential. Dabei wird allerdings insbesondere das negative Signal stark beansprucht, da mit lediglich einer einzigen Stufe über 3 V geschaltet werden muss. Die Signalamplitude ist hier bereits gedämpft.

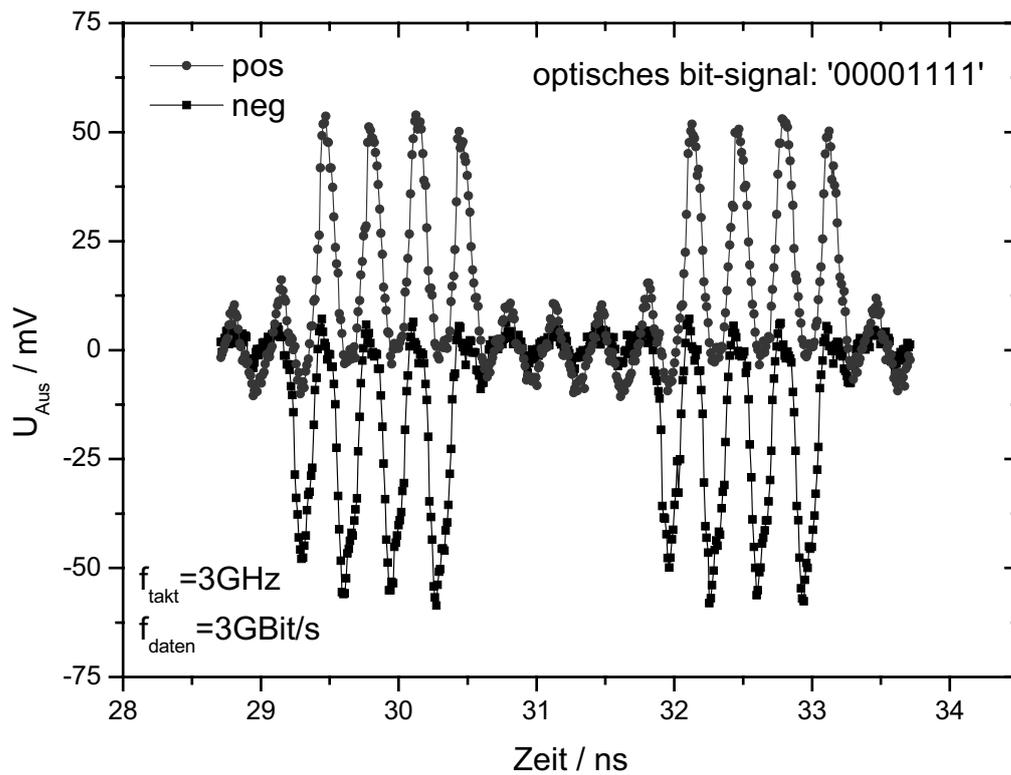
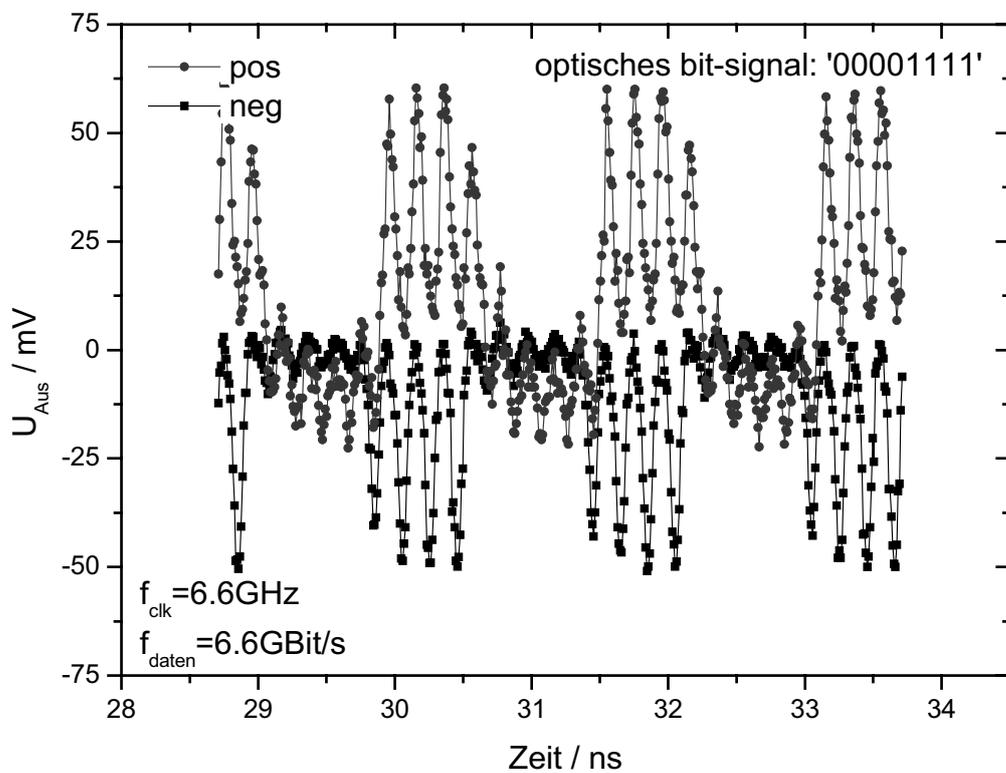
Die am Messinstrument anliegenden Ausgangssignale verlieren aufgrund der 50 Ohm-Umgebung noch einmal an Signalamplitude und weisen im Idealfall ungefähr 140 mV Spannungsdifferenz zwischen dem ein- und ausgeschalteten Zustand auf.

Die Simulationen wurden für 5 GHz Taktspannung und 10 GBit/s optische Datenrate durchgeführt.

### 9.3 Messergebnisse

Die in Abb. 9.01 dargestellte Testschaltung wurde gemäß den im Simulator verwendeten Versorgungsspannungen on-Wafer gemessen. Als optischer Signalmodulator wurde ein Elektroabsorptionsmodulator (EAM) in den Pfad zwischen Laserquelle und der zur Messung verwendeten Glasfaser eingebaut und mit einem Bitgenerator gezielt Ein- und Ausgeschaltet. Mit dieser Methode lassen sich am Abtastoszilloskop Augendiagramme aufnehmen.

Das Ergebnis ist in Abb. 9.05 zu sehen, in der deutlich zwischen den eingeschalteten und ausgeschalteten MOBILE unterschieden werden kann. Im eingeschalteten Fall befinden sich beide Ausgänge im 'Low'-Zustand, während bei anliegender Lichtleistung die Mobile jeweils abwechselnd in einer Takt-Periode schalten. Aufgrund der vorhandenen Messtechnik ist die optische Bitrate immer gleich mit der Taktfrequenz  $f_{\text{daten}} = f_{\text{takt}}$ , so dass es lediglich möglich war, jeweils immer zwei aufeinander folgende Ausgangsbits gleichzeitig anzusprechen. Im Normalfall würde bei  $f_{\text{daten}} = 2 \cdot f_{\text{takt}}$  jedes Bit einzeln angesprochen werden. Jedoch zeigt das Ergebnis deutlich die gewünschte Funktionalität der Schaltung bei 3 GHz Taktfrequenz. Die in Abb. 9.06 dargestellten Ergebnisse für 6,6 GHz Taktfrequenz zeigen ebenfalls ein gutes Schaltverhalten. Lediglich bei dem positiven Ausgang ist das letzte Bit in der Sequenz stärker gedämpft, was auf die nicht optimale Arbeitspunkteinstellung des Ausgangsbuffer zurückzuführen ist.

Abb. 9.05 Messergebnisse der Testschaltung für  $f_{\text{takt}} = 3 \text{ GHz}$ Abb. 9.06 Messergebnisse der Testschaltung für  $f_{\text{takt}} = 6,6 \text{ GHz}$

Für die Hochfrequenzcharakterisierung wurden jedoch die Augendiagramme in der oben erwähnten Konfiguration, also  $f_{\text{daten}} = f_{\text{takt}}$ , verwendet, da diese Aufschluss über mögliche Bitfehler und Rauschen zulassen.

In der folgenden Abbildungen ist das aufgenommene Augendiagramm des negativen Ausgangs für 5 GHz Taktfrequenz mit zufälligen Eingangsbits zu sehen. Deutlich erkennt man ein sauber geöffnetes gaußförmiges Auge mit sehr geringem Rauschen. Auffällig ist die geringere Amplitude von nur etwa 50 mV gegenüber der in der Simulation bestimmten 140 mV. Dies ist jedoch zurückführbar auf das Übertragungsverhalten der FET-Inverter, die das Signal stärker dämpfen. Im Vergleich zu dem ausgeschalteten Zustand weisen die Messungen ein deutlich lineareres Signal auf als die Simulation, was ebenfalls auf die Arbeitspunkteinstellung zurückzuführen ist.

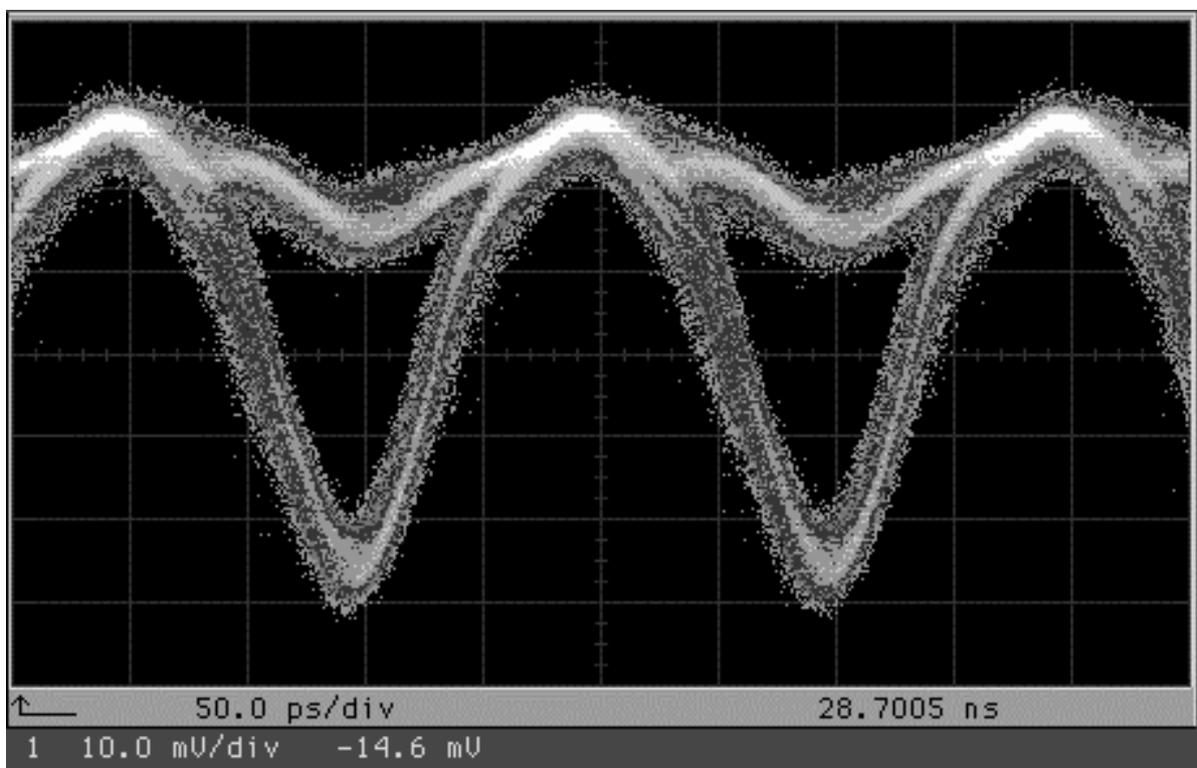


Abb. 9.07 Gemessenes Augendiagramm der komplementären MOBILE Schaltung bei 5 GHz Taktfrequenz

Somit wurde gezeigt, dass das MOBILE unter Berücksichtigung des Einflusses der im negativen Spannungsbereich arbeitenden Inverterstufe die angestrebte Frequenz von 6,6 GHz Taktspannung und entsprechenden theoretischen 13,2 Gbit/s Ausgangsdatenrate mit dem neuen Schaltungskonzept aus Kapitel 6.5 erreicht.

## 9.4 Gemessene Pulsform

Um die Möglichkeit zur Pulserzeugung der MOBILE zu demonstrieren, wurde eine Schaltungsanordnung ähnlich des in Abb. 8.04 dargestellten Pulsgenerators verwendet. Über die dem komplementären MOBILE nachgeschalteten Inverterstufen wird das Signal gegen den Ausgang hin zum einen entkoppelt, und zum anderen werden über das Schwellwertverhalten der HFET die ‚Low‘-Pegel des MOBILE am Inverter gedämpft. Zum Kombinieren der beiden Pulssignale wurde ein passives 50 Ohm Widerstandsnetzwerk verwendet, welches eine Dämpfung von 3 dB aufweist, jedoch gegenüber den aktiven Signalkombinierern eine robustere Übertragungsfunktion hat.

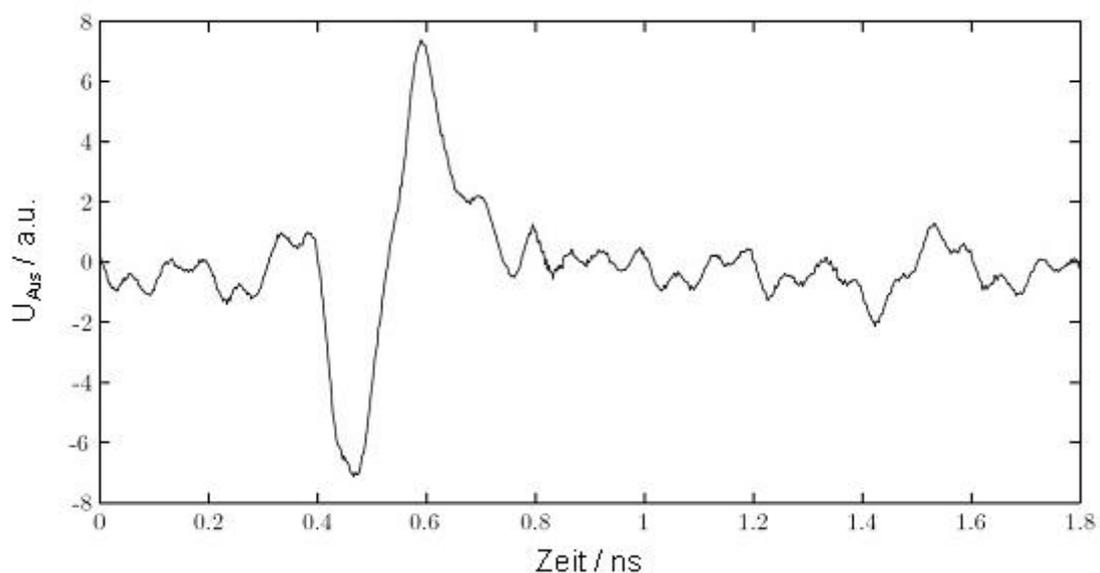


Abb. 9.08 Gemessene kombinierte Signalform des Ausgangspulses im Zeitbereich

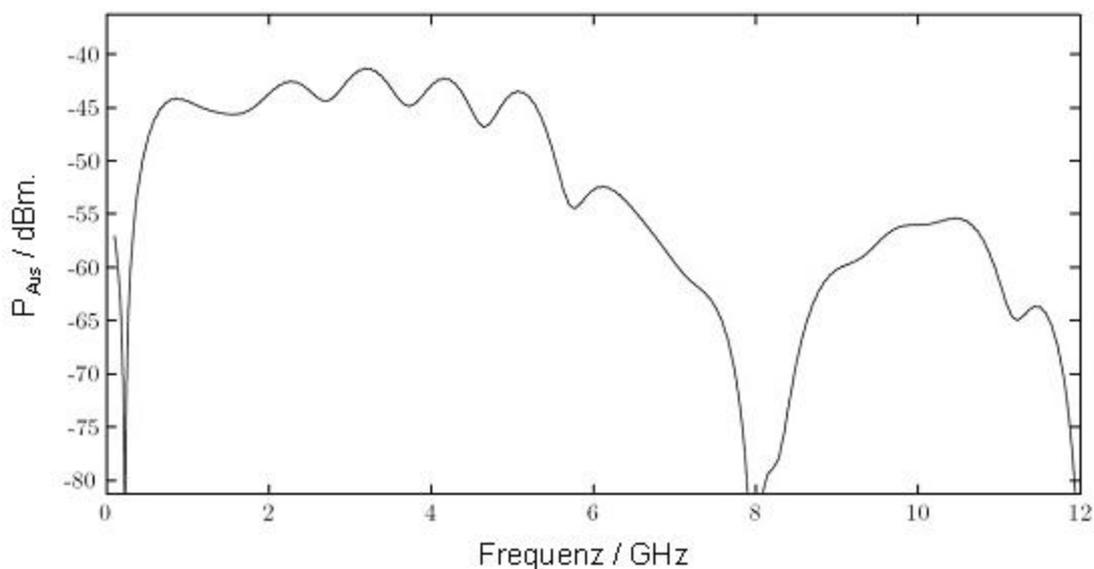


Abb. 9.09 Berechnetes Leistungsspektrum des gemessenen Monocycles

Für die Messung wurden das optische Eingangssignal und die Taktfrequenz so gewählt, dass ein gauß'cher Monocycle am Ausgang des Pulsgenerators erzeugt wird. Das gemessene Zeitbereichssignal ist in Abb. 9.08 amplitudennormiert dargestellt, die gemessene Ausgangsspannung beträgt 50 mV für jeden Gaußimpuls.

Das dargestellte Signal in Abb. 9.08 zeigt, dass beide MOBILE des Pulsgenerators aufeinander folgend je einen negativen und einen positiven Einzelpuls erzeugen, der über den Ausgangsbuffer zu dem gemessenen Monocycle zusammengesetzt wird. Die Pulsbreite beträgt bei dem hier gezeigten Signal etwa 300 ps. Neben dem Puls fällt in der Messung starkes Übersprechen des Eingangs der Schaltung auf den Ausgang auf, was eine deutliche Störung des Signals verursacht. Da die Störsignale selbst bei ausgeschalteten HFET-Buffer auftreten, handelt es sich um parasitäres Übersprechen über die Kontaktstrukturen der Schaltung vom Eingang auf den Ausgang, und lässt sich mit dem während dieser Arbeit vorliegenden Design der Schaltung nicht weiter unterdrücken.

Bei der in Abb. 9.09 dargestellten Fouriertransformation des Zeitbereichsignals aus Abb. 9.08 zeigt sich die erwartete Pulscharakteristik. Der Monocycle weist aufgrund seiner Signalform keinen Gleichspannungsanteil im Leistungsspektrum auf und hat eine Bandbreite von knapp 8 GHz. Durch die leichte Verzerrung des Zeitbereichssignal verläuft das Leistungsspektrum nicht linear, sondern weist über die Frequenz leichte Überschwinger auf, die jedoch unter 5 dB Abweichung bleiben.

Die für die Impuls-UWB Anwendung geeigneten Pulse konnten mit dem verwendeten Messaufbau nicht erzeugt werden, da immer ein fester Bezug zwischen Takt und Datum vorlag, und die Messapparatur lediglich Gauß'sche Monocycle zugelassen hat.

## 9.5 Maßnahmen zur Optimierung und Ausblick

In diesem Unterkapitel soll ein kurzer Ausblick auf Optimierungsmöglichkeiten der präsentierten Schaltungen und Bauelemente gegeben werden, um in zukünftigen Arbeiten höhere Frequenzen und bessere Signalqualitäten als bisher demonstriert zu erreichen.

Grundlegende Eigenschaften der RTD lassen sich bereits bei dem Design des Bauelementes entsprechend den Anforderungen an hohe Betriebsfrequenzen anpassen. So kann der parasitäre Bahnwiderstand  $R_S$ , der einen großen Einfluss auf die auftretende frequenzabhängige Hysterese im Bauelement hat, durch Optimierung der Kontakte reduziert werden.

Darüber hinaus lassen sich durch Anpassung der Doppelbarrierenstruktur die Pulsformen verändern. So würde beispielsweise eine Erhöhung der Potentialbarriere zu einem deutlich breiteren Valley-Spannungsbereich der RTD führen, und damit den Einfluss des thermionischen Stromanteils auf die Ausgangssignalform abschwächen.

Durch die Reduktion der Flächenverhältnisse der RTD lassen sich die Schaltungen nur bedingt optimieren, da mit kleineren Flächenunterschieden die erlaubten maximalen kapazitiven Lasten an den MOBILE sehr klein werden, und damit die Anforderungen an den Buffer deutlich steigen, wie in 6.4 eingehend untersucht wurde.

Die Verwendung der pin-Photodiode bringt für die Schaltungsanwendung den wesentlichen Nachteil mit sich, dass die Stromflussrichtung und die für den Betrieb notwendige negative Vorspannung der pin-Photodiode fest vorgegeben sind. Dies schränkt den Freiheitsgrad bei der Gestaltung der Schwellwertbedingungen der komplementären MOBILE-Anordnung massiv ein, so dass die Verwendung einer rein elektrischen spannungsgesteuerten Stromquelle anstelle der pin-Photodiode in zukünftigen Arbeiten zu untersuchen ist.

Eine Optimierung der Schaltungen hinsichtlich der Versorgungsspannungen ist darüber hinaus möglich. Obwohl hier während der Messungen bereits sehr geringe Verlustleistungen der Schaltungen gemessen wurden, ist noch Potenzial für weitere Verbesserungen vorhanden.

Bei den Messungen hat sich darüber hinaus ein Übersprechen des Eingangssignals auf den Ausgang gezeigt. Dieser Effekt lässt sich durch Anpassung des Schaltungslayout und die Verwendung von entkoppelnden Schutzleitungen (engl.: Guard) minimieren.

Ein Interessanter Ausblick besteht auch in der Überlegung, eine hybride Aufbautechnik anstelle eines monolithisch integrierten Konzeptes zu verwenden. So könnte der Pulsgenerator als InP-Einzelschaltung in eine Schaltungsperipherie mit kommerziell verfügbaren Technologien (z.B. CMOS oder SiGe) eingebaut werden.

Ebenfalls ist es möglich, anstelle der InP-RTD, das Materialsystem SiGe für die Herstellung von RTD zu verwenden. Dies würde die monolithische Integration in die BiCMOS Prozesstechnologie ermöglichen und zu deutlich höheren Betriebsfrequenzen führen, als mit hybriden Aufbautechniken möglich wäre.

## 10 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Resonanztunneldioden mit einer InGaAs/InAlAs-Doppelbarrierenstruktur eingehend im Zeit- und Frequenzbereich untersucht. Es wurden die Kleinsignalersatzschaltbildelemente zwischen 300 K und 12 K aus Hochfrequenzmessungen an einem S-Parametermessplatz extrahiert, und mit physikalischen Modellen abgeglichen. Dabei wurde ein neues Verfahren zur Extraktion des parasitären Bahnwiderstands  $R_S$  entwickelt, welches bestimmte Eigenschaften der RTD ausnutzt, die genau dann auftreten, wenn das Bauelement im Peak- oder Valley-Spannungsbereich betrieben wird. Dies setzte voraus, dass die verwendeten HF-Messleistungen entsprechend modifiziert werden, um optimale Ergebnisse zu erzielen, da das Bauelement bei hohen anliegenden Wechselspannungen zu stark nichtlinearem Verhalten neigt.

Über die Kleinsignalmodellierung hinaus wurde ein flächenskaliertes Großsignalmodell entwickelt, das auf den semi-physikalischen Stromdichtegleichungen von Tsu und Esaki basiert. Mit den aus der Kleinsignalanalyse gewonnenen Erkenntnissen über die Bauelementstruktur wies das Großsignalmodell in dem untersuchten Flächenbereich sehr gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Hochfrequenzdaten und den berechneten Werten auf.

Für die Charakterisierung der nichtlinearen Eigenschaften wurden die Bauelemente im Zeitbereich analysiert. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messaufbau entwickelt, der die Messung der transienten Ströme und Spannungen der RTD mit einem digitalen Abtastoszilloskop überhaupt erst ermöglicht. Dabei wurden erstmals frequenzabhängige Verschiebungsströme aufgezeichnet, die zu einer Hysterese in der Strom-Spannungskennlinie führten. Dieses nichtlineare Verhalten konnte mit dem erstellten Großsignalmodell ebenfalls erstmals beschrieben werden und zeigte für die betrachteten Frequenzen mit den Messergebnissen sehr gute Übereinstimmung.

Ausgehend von den Modellen wurden daraufhin intensive Untersuchungen an Monostabilen-Bistabilen Logikelementen (MOBILE), bestehend aus zwei Resonanztunneldioden, durchgeführt. Zentraler Punkt war die Untersuchung des dynamischen Arbeitsbereichs der RTD. Es wurde erstmals demonstriert, dass die RTD-Hysterese zu Arbeitspunktverschiebungen der MOBILE-Gatter führt, welche unter Beachtung des auftretenden Effektes für hohe Frequenzen optimiert werden konnten. Basierend auf den oben beschriebenen Untersuchungen wurden Abhängigkeiten des Schaltverhaltens der MOBILE von RTD-Flächenverhältnissen und der Last eingehend untersucht. Auch eine Begrenzung des Hochfrequenzverhaltens durch die Last in Form eines parallelen RC-Gliedes wurde in die Analyse mit einbezogen.

Die Arbeiten an den MOBILE Schaltungen führten zu der Entwicklung einer neuartigen Schaltungsanordnung, die es erlaubt, durch zwei abwechselnd eingeschaltete MOBILE eine Stromquelle mit der doppelten Datenrate abzutasten. Dies

stellt eine wesentliche Verbesserung in Bezug auf die maximal verarbeitbare Datenrate gegenüber den herkömmlichen MOBILE-Schaltungen dar. Darüber hinaus eröffnet die erweiterte Funktionalität neue Anwendungsgebiete auf dem Gebiet der Pulsgeneration mit RTD-Schaltungen. Das neue Konzept wurde basierend auf den RTD-Großsignalmodellen für verschiedene Schaltungsanwendungen ausgearbeitet. So entstand im Rahmen dieser Arbeit unter anderem ein optoelektronischer 1:2 Demultiplexer, der erstmals, basierend auf vier RTD, die volle Datenrate eines optischen Signals erfassen konnte. Bislang waren lediglich halbe Datenraten möglich.

Darüber hinaus können mit der untersuchten Schaltungsanordnung auch extrem schnelle Pulsfolgen erzeugt werden, indem die beiden Signalausgänge der entwickelten Schaltung mittels Buffer und Signalkombinierer auf einen gemeinsamen Ausgangspfad gelegt werden. Dabei wird ein Gauß'sches Strom- Spannungsverhalten der RTD während der Transmission der Ladungsträger durch die Doppelbarriere ausgenutzt. Im Simulator konnte mit einer Anordnung aus vier RTD, einer pin-Diode als optischem Eingang und nachfolgenden Invertern und Impedanzwandlern in HFET-Technologie ein Pulsgenerator aufgebaut werden, der verschiedene Pulse in beliebiger Pulsweite und Pulswiederholrate erzeugen konnte.

Um die technische Anwendungsmöglichkeiten des neuen Pulserzeugungskonzeptes zu demonstrieren, wurde die Schaltung auf UWB-Pulse höherer Ordnung angepasst. Gerade die für UWB-Signale geltenden hohen Anforderungen an die Signalform konnten mit dem vorgestellten Konzept erfüllt werden.

Das Funktionsprinzip und die Ausgangssignalform konnte den Simulationen entsprechend in Messungen an Testschaltungen nachgewiesen werden. Schaltungen bis 6,6 GHz Taktfrequenz und 13,2 Gbit/s Datenrate sind mit dem hier vorgestellten Schaltungsdesign erfolgreich realisiert worden. Die RTD basierten Schaltungen können bei Verwendung geeigneter Ausgangsbuffer noch weit höhere Schaltfrequenzen erreichen.

## 11 Anhang

### A.1 Beschreibung der EEHEMT1 Modellparameter

Beschreibung der Parameter für das Diodenmodell:

Name	Beschreibung	Einheit	Standard	M3453B
IS	Gate junction reverse saturation current	A	1E-20	1,82E-6
N	Gate junction ideality factor	-	1,0	1,73
KBK	Breakdown current coefficient at threshold	-	0.0	0
IDSOC	Open channel (maximum) value of Ids	A	10E-3	0,1
VBR	drain-gate voltage where breakdown source begins conducting	V	15	15
NBR	Breakdown current exponent	-	2	2

Beschreibung der Parameter für das IDS Strommodell

Name	Beschreibung	Einheit	Standard	M3453B
Vto	zero bias threshold	V	-1,5	-0,55
Gamma	Vds dependent threshold	1/V	0,05	0,02
Vgo	gate-source voltage where transconductance is a maximum	V	-0,5	-0,2
Vch	gate-source voltage where Gamma no longer affects I-V curves	V	1	0,032
Vdso	output voltage where Vo dependence disappears from equations	V	2	1
Vsat	drain-source current saturation	V	1	0,35
Kapa	output conductance	1/V	0	0,08
Peff	channel to backside self-heating	W	2	1000
Vtso	subthreshold onset voltage	V	-10	-0,5
Vco	voltage where transconductance compression begins for Vds=Vdso	V	10	-0,08
Mu	adds Vds dependence to transconductance compression onset	-	1	0
Vba	transconductance compression tail-off	V	1	0,456
Vbc	transconductance roll-off to tail-off transition voltage	V	1	0,8
deltgm	slope of transconductance compression characteristic	S/V	0	0,14
Rd	drain contact resistance	Ohm	1	16,2
Rs	source contact resistance	Ohm	1	11,7
Rg	gate metallization resistance	ohm	1	3,24

## Beschreibung der Parameter für das Ladungsmodell:

Name	Beschreibung	Einheit	Standard	M3453B
C110	maximum input capacitance for $V_{ds}=V_{dso}$ and $V_{ds}>V_{dtds}$	F	0,3E-12	7E-14
C11th	minimum (threshold) input capacitance for $V_{ds}=V_{dso}$	F	0,03E-12	4,5E-14
Vinfl	inflection point in C11-Vgs characteristic	V	-1	-0,4
Deltags	C11th to C11o transition voltage	V	0,5	0,75
Deltads	linear region to saturation region transition	V	1,0	0,45
Lambda	C11-Vds characteristic slope	1/V	1	0,08
C12sat	input transcapacitance for $V_{gs}=V_{infl}$ and $V_{ds}>V_{dtds}$	F	0,03E-12	7E-15
Cgdsat	gate drain capacitance for $V_{ds}>V_{dtds}$	F	0,05E-12	3,2E-15
Ris	source end channel resistance	Ohm	2	5
Rid	drain end channel resistance	Ohm	0	5
Tau	gate transit time delay	Sec	1E-12	4E-13
Cdso	drain-source inter-electrode capacitance	F	80E-15	6,2E-15

## Beschreibung der Parameter für das Dispersionsstrommodell:

Name	Beschreibung	Einheit	Standard	M3453B
Rdb	dispersion source output impedance	Ohm	1E9	2E9
Cbs	trapping-state capacitance	F	80E-15	9,81E-14
Gdbm	additional d-b branch conductance at $V_o = V_{DSM}$	S	0	3E-40
Kdb	controls $V_{ds}$ dependence of additional d-b branch conductance.	-	0	0
Vdsm	voltage where additional d-b branch conductance becomes constant	V	1	0
Vtoac	zero bias threshold (ac)	V	-1,5	-0,52
Vdeltac	not used	-	0	0
Gammaac	$V_o$ dependent threshold (ac)	S	0,05	0,015
Gmmac	peak transconductance (ac)	S	60E-3	0,037
Kapaac	output conductance (ac)	1/V	0	0,07
Peffac	channel to backside self-heating (ac)	W	10	1000
Vtsoac	subthreshold onset voltage (ac)	V	-10	-100
Deltgmac	slope of transconductance compression characteristic (ac)	S/V	0	0,18





## Literaturverzeichnis

- [1] "International Technology Roadmap for Semiconductors", <http://www.itrs.net/>, 2005
- [2] Leung, C., Wintreert-Fouquet, M. & Skellern, D., "Switching time measurements of GaAs/AlAs and InGaAs/AlAs resonant tunnelling diodes", Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials Devices 1998, pp. 144-146, 14-16 Dec. 1998
- [3] Suzuki, S., Hanashima, K. & Asada, M., "Proposal of Resonant Tunneling Diode Oscillators with Offset-Fed Slot Antennas in THz and Sub-THz Range", Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, pp. 108-108, 18-22 Sept. 2006
- [4] Molnar, A., Reddy, M., Mondry, M., Rodwell, M., Allen, J., Martin, S., Muller, R. & Smith, R., "Submm-wave monolithic RTD oscillator arrays to 650 GHz", International Electron Devices Meeting 1996, pp. 940-942, 8-11 Dec. 1996
- [5] Orihashi, N., Hattori, S. & Asada, M., "Millimeter and submillimeter oscillators using resonant tunneling diodes with stacked-layer slot antennas", International Conference on Indium Phosphide and Related Materials 2004, pp. 671-674, 31 May-4 June 2004
- [6] Kim, T., Jeong, Y. & Yang, K., "A 45 mW RTD/HBT MOBILE D-Flip Flop IC Operating up to 32 Gb/s", International Conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings 2006, pp. 348-351, 7-11 May 2006
- [7] Broekaert, T., Brar, B., van der Wagt, J., Seabaugh, A., Morris, F., Moise, T., Beam, E. & Frazier, G., "A monolithic 4-bit 2-Gsps resonant tunneling analog-to-digital converter", Solid-State Circuits, IEEE Journal of, vol. 33, no. 9, pp. 1342-1349, Sept. 1998
- [8] Seabaugh, A., Taddiken, A., Beam, I., Randall, J., Kao, Y. & Newell, B., "Room-temperature resonant tunnelling bipolar transistor XNOR and XOR integrated circuits", Electronics Letters, vol. 29, no. 20, pp. 1802-1803, 30 Sept. 1993
- [9] Maezawa, K., Akeyoshi, T. & Mizutani, T., "Functions and applications of monostable-bistable transition logic elements (MOBILE's) having multiple-input terminals", IEEE Transactions on Electron Devices, , vol. 41, no. 2, pp. 148-154, Feb. 1994
- [10] Akeyoshi, T., Matsuzaki, H., Itoh, T., Waho, T., Osaka, J. & Yamamoto, M., "Applications of resonant-tunneling diodes to high-speed digital ICs", Eleventh International Conference on Indium Phosphide and Related Materials 1999, pp. 405-410, 16-20 May 1999
- [11] Auer, U., Prost, W., Agethen, M., Tegude, F., Duschl, R. & Eberl, K., "Low-voltage MOBILE logic module based on Si/SiGe interband tunnelling diodes", IEEE Electron Device Letters, vol. 22, no. 5, pp. 215-217, May 2001
- [12] Prost, W., Khorenko, V., Mofor, A., Neumann, S., Poloczek, A., Matiss, A., Bakin, A., Schlachetzki, A. & Tegude, F., "High performance III/IV RTD and PIN diode on a silicon (001) substrate", Applied Physics A, vol. 87, no. 3, pp. 539-544, June 2007

- [13] Bergman, J., Chang, J., Joo, Y., Matinpour, B., Laskar, J., Jokerst, N., Brooke, M., Brar, B. & Beam, I., "RTD/CMOS nanoelectronic circuits: thin-film InP-based resonant tunneling diodes integrated with CMOS circuits", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 20, no. 3, pp. 119-122, March 1999
- [14] Bhattacharya, M. & Mazumder, P., "Convergence issues in resonant tunneling diode circuit simulation", *Thirteenth International Conference on VLSI Design 2000*, pp. 499-504, 3-7 Jan. 2000
- [15] Bhattacharya, M. & Mazumder, P., "Augmentation of SPICE for simulation of circuits containing resonant tunneling diodes", *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, vol. 20, no. 1, pp. 39-50, Jan. 2001
- [16] Mimura, T., Hiyammizu, S., Fujii, T. & Kanbu, K., "A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlxGa1-xAs heterojunctions", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 17, no. 10, pp. 225-227, 1980
- [17] Berroth, M. & Bosch, R., "Broad-band determination of the FET small-signal equivalent circuit", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, no. 7, pp. 891-895, July 1990
- [18] Berroth, M. & Bosch, R., "High Frequency Equivalent Circuit of GaAs Depletion and Enhancement FETs for Large Signal Modelling", *Workshop on Measurement Techniques for Microwave Device Characterization and Modelling*, pp. 122-127, April 23, 1990
- [19] Berroth, M. & Bosch, R., "High-frequency equivalent circuit of GaAs FETs for large-signal applications", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 2, pp. 224-229, Feb. 1991
- [20] Brockerhoff, W., "Feldeffekttransistoren aus III-V-Halbleitern: Simulation mit stationären und nichtstationären Modellen", *Universitäts-Verlagsbuchhandlung Nellissen-Wolff*, 1989
- [21] Pospieszalski, M., "Modeling of noise parameters of MESFETs and MODFETs and their frequency and temperature dependence", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 37, no. 9, pp. 1340-1350, Sept. 1989
- [22] Daumann, W., Ellrodt, P., Brockerhoff, W., Bertenburg, R., Reuter, R., Auer, U., Molls, W. & Tegude, F., "InAlAs/InGaAs/InP HFET with suppressed impact ionization using dual-gate cascode-devices", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 488-490, Oct. 1996
- [23] Curtice, W. & Ettenberg, M., "A Nonlinear GaAs FET Model for Use in the Design of Output Circuits for Power Amplifiers", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 33, no. 12, pp. 1383-1394, Dec 1985
- [24] Follmann, R., Tempel, R., Sporkmann, T. & Wolff, I., "A new spline based FET model for MESFETs and HEMTs", *European Microwave Conference 1997. 27th*, vol. 2, pp. 1360-1366, Oct. 1997

- [25] Follmann, R., Tempel, R., Herrmann, J., Sporkmann, T. & Wolff, I., "Accurate new scaling routines for any table/function based FET model including temperature and noise behaviour", European Microwave Conference 1998, 28th, vol. 2, pp. 97-101, Oct. 1998
- [26] Cojocaru, V. & Brazil, T., "A scalable general-purpose model for microwave FETs including DC/AC dispersion effects", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 45, no. 12, pp. 2248-2255, Dec. 1997
- [27] Kallfass, I., Schumacher, H. & Brazil, T. J., "A Unified Approach to Charge-Conservative Capacitance Modelling in HEMTs", IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 16, no. 12, pp. 678-680, Dec. 2006
- [28] Golio, J. & Golio, J., "Projected frequency limits of GaAs MESFETs", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, no. 1, pp. 142-146, Jan. 1991
- [29] Sze, S. M., "Physics of Semiconductor Devices", Wiley & Sons, November 1981
- [30] Esaki, L., "Nobel Lectures, Physics 1971-1980", World Scientific Publishing Co., 1992
- [31] Chang, L. L., Esaki, L. & Tsu, R., "Resonant tunneling in semiconductor double barriers", Applied Physics Letters, vol. 24, no. 12, pp. 593-595, June 1974
- [32] Tsu, R. & Esaki, L., "Tunneling in a finite superlattice", Applied Physics Letters, vol. 22, no. 11, pp. 562-564, June 1973
- [33] Capasso, F., Sen, S., Beltram, F., Lunardi, L., Vengurlekar, A., Smith, P., Shah, N., Malik, R. & Cho, A., "Quantum functional devices: resonant-tunneling transistors, circuits with reduced complexity, and multiple valued logic", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 36, no. 10, pp. 2065-2082, Oct. 1989
- [34] Ferry, D. & Goodnick, S., "Transport in Nanostructures", Cambridge University Press, 1997
- [35] García-Calderón, G., "Physics of Low-Dimensional Semiconductor Structures", Plenum Press, 1993
- [36] Pacha, C., "Schaltungskonzepte für die Nanoelektronik mit Resonanztunnel-Bauelementen", Dissertation, Universität Dortmund, September 2000
- [37] Yan, Z. & Deen, M., "New RTD large-signal DC model suitable for PSPICE", IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, vol. 14, no. 2, pp. 167-172, Feb. 1995
- [38] Liu, Q., Seabaugh, A., Chahal, P. & Morris, F., "Unified AC model for the resonant tunneling diode", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 51, no. 5, pp. 653-657, May 2004
- [39] Brown, E., McMahon, O., Mahoney, L. & Molvar, K., "SPICE model of the resonant-tunnelling diode", Electronics Letters, vol. 32, no. 10, pp. 938-940, 9 May 1996

- [40] Sun, J. P., Haddad, G., Mazumder, P. & Schulman, J., "Resonant tunneling diodes: models and properties", Proceedings of the IEEE, vol. 86, no. 4, pp. 641-660, April 1998
- [41] Lepsa, M., Kwaspen, J., van de Roer, T., van der Vleuten, W. & Kaufmann, L., "Microwave analysis of double barrier resonant tunneling diodes", International Semiconductor Conference, Proceedings 1997, vol. 2, pp. 341-344vol.2, 7-11 Oct. 1997
- [42] Kidner, C., Mehdi, I., East, J. & Haddad, G., "Power and stability limitations of resonant tunneling diodes", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 7, pp. 864-872, July 1990
- [43] Maezawa, K., Matsuzaki, H., Yamamoto, M. & Otsuji, T., "High-speed and low-power operation of a resonant tunneling logic gate MOBILE", IEEE Electron Device Letters, vol. 19, no. 3, pp. 80-82, March 1998
- [44] Maezawa, K., Matsuzaki, H., Osaka, J., Yokoyama, H., Yamamoto, M. & Otsuji, T., "A high-speed resonant tunneling flip-flop circuit employing a monostable-bistable transition logic element (MOBILE) with an SCFL-type output buffer", International Conference on Indium Phosphide and Related Materials 1998, pp. 415-418, 11-15 May 1998
- [45] Olson, H., "Microwave Semiconductor Devices and Their Applications", McGRAW-HILL, pp. 271-296, 1969
- [46] Magnin, V., Giraudet, L., Harari, J. & Decoster, D., "Design and optimization of a 1.3/1.55- $\mu\text{m}$  wavelength selective p-i-n photodiode based on multimode diluted waveguide", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, no. 2, pp. 459-461, Feb. 2005
- [47] Kato, K., "Ultrawide-band/high-frequency photodetectors", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 47, no. 7, pp. 1265-1281, July 1999
- [48] Thumm, M., Wiesbeck, W. & Kern, S., "Hochfrequenzmeßtechnik", Teubner, 1998
- [49] Brockerhoff, W., Meschede, H., Prost, W., Heime, K., Weimann, G. & Schlapp, W., "RF measurements and characterization of heterostructure field-effect transistors at low temperatures", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 9, pp. 1380-1388, Sept. 1989
- [50] Meschede, H., Reuter, R., Albers, J., Kraus, J., Peters, D., Brockerhoff, W., Tegude, F., Bode, M., Schubert, J. & Zander, W., "On-wafer microwave measurement setup for investigations on HEMTs and high-sub $\mu\text{m}$  superconductors at cryogenic temperatures down to 20 K", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 40, no. 12, pp. 2325-2331, Dec. 1992
- [51] Peters, D., Brockerhoff, W., Reuter, R., Meschede, H., Wiersch, A., Becker, B., Daumann, W., Seiler, U., Koenig, E. & Tegude, F., "Investigation of the high-frequency performance of AlGaAs/GaAs HBTs down to 20 K", Proceedings of the 1993 Bipolar/BiCOMS Circuits and Technology Meeting, pp. 32-35, 4-5 Oct. 1993

- [52] Curtice, W., "GaAs MESFET modeling and nonlinear CAD", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, no. 2, pp. 220-230, Feb. 1988
- [53] Dambrine, G., Cappy, A., Heliodore, F. & Playez, E., "A New Method for Determining the FET Small-Signal Equivalent Circuit", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, no. 7, pp. 1151-1159, July 1988
- [54] Agethen, M., Reuter, R., van Waasen, S., Brockerhoff, W. & Tegude, F., "Theory of Evolution: New Optimization Strategies for the Modeling of HFET-RF-Noise-Parameters", Proc. Conf. and Exhibition on Microwaves, Radio Communication and Electromagnetic Compatibility (MIOP), 1997
- [55] Goldberg, D., "Genetic Algorithms in Search, Optimization, and Machine Learning", Addison-Wesley Longman, 1989
- [56] Glösekötter, P., "Resonanz-Tunnelndioden und Heterobipolartransistoren in dynamischen Digitalschaltungen hoher Funktionsdichte", Dissertation, Universität Dortmund, 2002
- [57] Shimizu, N., Nagatsuma, T., Shinagawa, M. & Waho, T., "Picosecond-switching time of In<sub>0.53</sub>Al<sub>0.47</sub>S resonant-tunneling diodes measured by electro-optic sampling technique", IEEE Electron Device Letters, vol. 16, no. 6, pp. 262-264, June 1995
- [58] Shimizu, N., Nagatsuma, T., Waho, T., Shinagawa, M., Yaita, M. & Yamamoto, M., "In<sub>0.53</sub>Al<sub>0.47</sub>S resonant tunnelling diodes with switching time of 1.5 ps", Electronics Letters, vol. 31, no. 19, pp. 1695-1697, 14 Sept. 1995
- [59] Maezawa, K., Sugiyama, H., Kishimoto, S. & Mizutani, T., "100 GHz Operation of a Resonant Tunneling Logic Gate MOBILE Having a Symmetric Configuration", International Conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006, pp. 46-49, 7-11 May 2006
- [60] Sano, K., Murata, K., Akeyoshi, T., Shimizu, N., Otsuji, T., Osaka, J. & Sano, E., "Ultrafast optoelectronic time-division demultiplexer IC using resonant tunneling diodes and a unitraveling-carrier photodiode", Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98., pp. 499-500, 3-8 May 1998
- [61] Sano, K., Murata, K., Otsuji, T., Akeyoshi, T., Shimizu, N. & Sano, E., "An 80-Gb/s optoelectronic delayed flip-flop IC using resonant tunneling diodes and uni-traveling-carrier photodiode", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 36, no. 2, pp. 281-289, Feb. 2001
- [62] Matiss, A., Prost, W. & Tegude, F., "Optoelectronic 1:2 demultiplexing based on resonant tunnelling diodes and pin-photodetectors", Electronics Letters, vol. 42, no. 10, pp. 599-600, 11 May 2006
- [63] Harada, H., Sato, T. & Kohno, R., "Multivalued transmission system for UWB-CDMA using modified Hermite pulse shape", IEEE Topical Conference on Wireless Communication Technology 2003., pp. 451-452, 15-17 Oct. 2003



## Eigene Veröffentlichungen

- [1] Matiss, A., Janßen, G., Bertenburg, R., Brockerhoff, W. & Tegude, F., "Optical Sensitivity of a Monolithic Integrated InP PIN-HEMT-HBT Transimpedance Amplifier", European Microwave Workshops and Short Courses (EuMW Conference 2004), 2004
- [2] Matiss, A., Driesen, J., Ehrich, S., Prost, W. & Tegude, F., "Bias Dependent Boolean Multivalued Logic Application of Resonant Tunneling Bipolar Transistors", German Microwave Conference (GeMic), 2005
- [3] Prost, W., Kelly, P., Guttzeit, A., Khorenko, V., Khorenko, E., Matiss, A., Driesen, J., Mofor, A., Bakin, A., Poloczek, A., Neumann, S., Stohr, A., Jager, D., McGinnity, M., Schlachetzki, A. & Tegude, F., "Design and modelling of a III/V mobile-gate with optical input on a silicon substrate", International Conference on Indium Phosphide and Related Materials 2005., pp. 17-20, 8-12 May 2005
- [4] Matiss, A., Brockerhoff, W., Poloczek, A., Prost, W. & Tegude, F., "Low-Temperature DC and RF Measurement and Modelling of InGaAs-InAlAs Resonant Tunneling Diodes down to 15 K", European Microwave Integrated Circuits Conference 2006, pp. 344-347, 10-13 Sept. 2006
- [5] Matiss, A., Prost, W. & Tegude, F., "Optoelectronic 1:2 demultiplexing based on resonant tunnelling diodes and pin-photodetectors", IEE Electronics Letters, vol. 42, no. 10, pp. 599-600, 11 May 2006
- [6] Nannen, I., Poloczek, A., Matiss, A., Brockerhoff, W., Regolin, I. & Tegude, F., "InP-HEMT-TIA with Differential Optical Input Using Vertical High Topology Pin-Diodes", IEEE 19th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 107-109, 14-18 May 2007
- [7] Prost, W., Khorenko, V., Mofor, A., Neumann, S., Poloczek, A., Matiss, A., Bakin, A., Schlachetzki, A. & Tegude, F., "High performance III/I RTD and PIN diode on a silicon (001) substrate", Applied Physics A, vol. 87, no. 3 pp. 539-544, June 2007
- [8] Matiss, A., Poloczek, A., Brockerhoff, W., Prost, W. & Tegude, F., "Large-Signal Analysis and AC Modelling of Sub Micron Resonant Tunnelling Diodes", European Microwave Conference (EUMIC), Oktober 2007
- [9] Matiss, A., Poloczek, A., Stoehr, A., Brockerhoff, W., Prost, W. & Tegude, F., "Sub-Nanosecond Pulse Generation using Resonant Tunneling Diodes for Impulse Radio", International Conference on Ultra-Wideband, September 2007
- [10] Prost, W., Poloczek, A., Matiss, A., Driesen, J. & Tegude, F., "High Speed MOBILE Circuits with Optical inputs at 1.3/1.55  $\mu\text{m}$ ", Conference on Design of Circuits and Integrated Systems, Sevilla, Spain, November 2007

## Beiträge zu Workshops

- [11] Matiss, A., Poloczek, A., Brockerhoff, W., Prost, W. & Tegude, F., "On-Wafer Parameter Extraction of Resonant Tunneling Diodes with different Emitter Areas", IEEE Electron Devices Workshop, Duisburg, 13.-14.06.2006, German

## Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Mitarbeiter des Fachgebiets Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie der Universität Duisburg-Essen bedanken. Jeder hat auf seine Weise einen Beitrag zu der hier vorliegenden Arbeit geleistet, allerdings möchte ich es nicht versäumen an dieser Stelle noch folgenden Personen ausdrücklich zu danken:

Herrn Prof. Dr. rer. nat. F. J. Tegude möchte ich an dieser Stelle für die Übernahme der Betreuung und die Förderung der Promotion danken.

Besonderer Dank gebührt Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Brockerhoff für die sehr gute Zusammenarbeit der letzten Jahre und die Korrektur dieser Schrift. Seine stets kritischen und konstruktiven Bemerkungen zu diversen Themengebieten haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Des Weiteren danke ich Herrn Dr.-Ing. Werner Prost für die vielen kritischen Diskussionen zu den Resonanztunneldioden und deren Modellbildung.

Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. Artur Poloczec für die technologische Unterstützung dieser Arbeit bedanken. Durch seine Mithilfe besonders bei Problemen mit den Resonanztunneldioden konnten die Schaltungen noch rechtzeitig zur Abgabe dieser Arbeit erfolgreich gefertigt werden.

Ausserdem möchte ich mich bei den technischen Mitarbeitern des Fachgebiets für ihre Mitarbeit bedanken. Besonders Frau Andrea Osinski und Frau Heike Barbknecht gebührt mein Dank für die Herstellung der Schaltungen im Reinraum. Herrn Udo Doerk danke ich für die erfolgreiche Realisierung der schnellen Feldeffekttransistoren an der Elektronenstrahlithographie.

Herrn Dr.-Ing. Andreas Stöhr vom Fachgebiet Optoelektronik danke ich für die Unterstützung bei den optischen Messungen an den Pulsgeneratoren.

Ich bedanke mich darüber hinaus bei allen Studenten, die im Rahmen dieser Arbeit ihrer Studien- und Diplomarbeiten einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Allen hier nicht namentlich genannten Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Fachgebiets möchte ich für die sehr angenehme Zusammenarbeit der letzten Jahre danken.



## **Lebenslauf**

Familienstand:	ledig
14.März 1978	Geboren in Krefeld als Sohn von Peter Matiss und Marie-Reine Matiss, geb. Grosse
1984 – 1988	Besuch der Städtischen Grundschule in Tönisvorst
1988 – 1994	Besuch der Städtischen Realschule in Tönisvorst
1994 – 1997	Besuch des Michael-Ende Gymnasiums in Tönisvorst, Abschluß: Abitur
1997 – 1998	Zivildienst als Rettungssanitäter beim Deutschen Roten Kreuz in Krefeld
1998 – Juli 2003	Studium der Elektrotechnik an der Universität Duisburg-Essen, Fachrichtung: Informationstechnik, Vertiefungsrichtung: Mikroelektronik, Abschluß: Diplom-Ingenieur
Oktober 2003	
Bis März 2008	Wissenschaftlicher Angestellter im Fachgebiet Halbleitertechnik/Halbleitertechnologie der Universität Duisburg-Essen





