# **5** Experimentelle Charakterisierung nichtlinearer Leitungen

Mit den im vorherigen Kapitel aufgezeigten technologischen Verfahren sind eine Vielzahl von NLTL sowohl im InP- und auch im GaAs-System hergestellt worden, deren nichtlinearen Eigenschaften mit umfangreichen experimentellen Methoden untersucht wurden. Ziel dieser Untersuchungen ist es, die Generation und Kompression von Picosekundenimpulsen auf neuartigen InP-HFET-NLTL nachzuweisen. Ebenso soll über einen Vergleich von experimentellen und numerischen Ergebnissen speziell die Anwendbarkeit des KdV-Simulators zur Beschreibung der Signalausbreitung auf NLTL überprüft werden. Die zu diesem Zweck angewandten Untersuchungsmethoden und die wichtigsten Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels ausführlich vorgestellt. Die Bezeichnungen und die wesentlichen Leitungsdaten der NLTL, an denen diese Ergebnisse gewonnen wurden, sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

	InP-HFET-NLTL				
Bezeichnung:	Bemerkungen:				
O10, O40	periodische NLTL mit 10 (40) Dioden,				
	$L = 122 \text{ pH}, C_0 (-0.9 \text{ V}) = 10.2 \text{ pF}, C_0 (-1.0 \text{ V}) = 48 \text{ fF}$				
	$p = 200 \ \mu m$ ,				
	Fläche des Schottkykontaktes einer Diode: 340 µm <sup>2</sup>				
S5, S10	periodische NLTL mit 5 (10) Dioden,				
	$L = 122 \text{ pH}, C_0(-0.9 \text{ V}) = 8.7 \text{ pF}, C_0(-1.0 \text{ V}) = 41 \text{ fF}$				
	$p = 200 \ \mu m,$				
	Fläche des Schottkykontaktes einer Diode: 340 µm <sup>2</sup>				
	(Massekontakte als Schottkykontakte ausgeführt)				
Grad-E3-H	Gradienten-NLTL mit 46 Dioden				
	(Abstufung von L und $C_0$ nach Abb. 4.8)				
ТЗс-Н	homogene NLTL mit s = 6 $\mu$ m und w = 4 $\mu$ m,				
	$L' = 0,54 \text{ nH/mm}, C_0'(-0,9 \text{ V}) = 119 \text{ pF/mm},$				
	$C_0$ '(-1,0 V) = 0,71 pF/mm				
GaAs-NLTL					
Bezeichnung:	Bemerkungen:				
O20	periodische NLTL mit 20 Dioden,				
	$L = 122 \text{ pH}, C_0 (-0.9 \text{ V}) = 73 \text{ fF}, p = 200 \mu\text{m},$				
	Fläche des Schottkykontaktes einer Diode: 100 µm <sup>2</sup>				

Tabelle 5.1: Kennzeichnung und Leitungsdaten experimentell untersuchter NLTL

Zunächst werden sowohl HFET- als auch GaAs Dioden anhand ihrer Strom-Spannungs- und der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien charakterisiert und miteinander verglichen. Diese quasistatischen Untersuchungen sind an Einzeldioden durchgeführt worden, die den in den NLTL eingesetzten Dioden in Aufbau und Geometrie entsprechen. Im Hochfrequenzbereich wird dann die Wellenausbreitung auf den NLTL sowohl im Kleinsignal- als auch im Großsignalbetrieb untersucht. Neben der konventionellen Netzwerkanalyse [55,102,103] kam dabei besonders das im Fachgebiet Optoelektronik vorhandene elektrooptische Meßverfahren [8,104] und ein im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelter Feldsondenmeßplatz [105] zur Anwendung. Mit den beiden letzt genannten Verfahren sind Aussagen über die interne Feldverteilung der NLTL im Betrieb möglich, die direkt zu Vergleichen mit den Simulationsergebnissen der Kapitel 3 und 4 herangezogen werden. Anhand der so gewonnenen Erkenntnisse zur Pulskompression auf technischen NLTL wird abschließend eine Bewertung des Einsatzes von InP-HFET-Dioden in NLTL vorgenommen.

#### 5.1 Quasistatische Untersuchungen

Den Strom-Spannungs- und Kapazitätz-Spannungs-Kennlinien der für den Einsatz in NLTL vorgesehenen Dioden sind mehrere Kenngrößen zu entnehmen, die zur Charakterisierung der Dioden herangezogen werden. Diese Kenngrößen werden zunächst kurz erläutert, bevor sie als Ergebnis quasistatischer Untersuchungen von InP-HFET-Dioden und GaAs-Dioden, einem Vergleich dieser Diodentypen untereinander dienen.

Die exponentielle Strom-Spannungs-Kennlinie einer idealen Schottkydiode, deren Strom-Spannungs-Abhängigkeit nur durch thermische Emission bestimmt ist, wird durch folgende Gleichung beschrieben [106,107]:

$$I = I_s \left( \exp \frac{eU}{nkT} - 1 \right) \qquad \text{mit} \quad n = 1, \tag{5.1}$$

wobei  $I_s$  für den Sättigungsstrom, *e* für die Elementarladung, *k* für die Boltzmannkonstante, *T* für die absolute Temperatur und *n* für den Idealitätsfaktor stehen (vergleiche auch mit Gleichung (3.19)). Bei technisch hergestellten Schottkydioden ist jedoch zu erwarten, daß zum einen der Idealitätsfaktor aufgrund von Kristallstörungen, Tunnel- und Lawineneffekte Werte größer als 1 annehmen wird und zum anderen der Strom in Sperrichtung bei Erreichen der materialbedingten Durchbruchfeldstärke in der Raumladungszone extrem stark zunehmen wird (siehe z.B.[96]). Darüber hinaus führt der Spannungsabfall in den Bahngebieten und an den Metall-Halbleiter-Kontakten bei hohen Strömen in Durchlaßrichtung zu weiteren Abweichungen von der idealen Kennlinie [96]. Zur Charakterisierung der Dioden werden daher aus der Strom-Spannungs-Kennlinie die auf die Kontaktfläche bezogene Sättigungsstromdichte  $I_{ds}$ , der Idealitätsfaktor n und die Durchbruchspannung in Sperrichtung  $U_b$  bestimmt. Die Durchbruchspannung der Raumladungszone ist hier von Interesse, weil die Effektivität der Nichtlinearität im allgemeinen mit der Größe der Signalamplitude zunimmt und daher Signale mit Amplituden von mehreren Volt auf den Leitungen ausbreitungsfähig sein sollen. Aus der Sättigungsstromdichte wird zusätzlich nach [106] die Potentialbarriere  $\phi_B$  für den Elektronenübergang vom Metall in den Halbleiter bestimmt.

Bei einer idealen Schottkydiode ist die Sperrschichtweite  $d_s$  und damit auch die Schottkykapazität  $C_s$  in Abhängigkeit von der relativen Permittivität  $\varepsilon_r$  des Halbleitermateriales, der Diffusionsspannung  $U_d$ , der von der Dotierung abhängigen Donatordichte  $N_d$  des Halbleiters, sowie von der am Kontakt anliegenden Spannung U gegeben (siehe z.B.[23]) und es läßt sich folgender Zusammenhang angeben:

$$\frac{1}{C_s^2} = \left(\frac{d_s}{A \varepsilon_r \varepsilon_0}\right)^2 = \frac{2}{A^2 \varepsilon_r \varepsilon_0 e N_d} (U_d - U)$$
(5.2)

Bei bekannter Kontaktfläche *A* lassen sich, unter Vernachlässigung von Randeffekten an den Kontaktgrenzen, aus der Auftragung von  $1/C^2$  als Funktion von *U* die Donatordichte  $N_d$  am Rande der Raumladungszone sowie die Diffusionsspannung  $U_d$  bestimmen.  $U_d$  stellt dabei die gegenüber  $\phi_B$  etwas kleinere Potentialbarriere für den Elektronenübergang vom Halbleiter in das Metall dar. Auswertungen von experimentell bestimmten Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien nach [23] liefern weiterhin direkte Angaben über die relative Kapazitätsänderung  $dC/C_0$  und Aussagen über und die Sperrschichtweite  $d_s$  der untersuchten Dioden. Diese Größen werden ebenfalls zur Charakterisierung der InP-HFET-Dioden und der GaAs-Schottkydioden herangezogen.

In Abb. 5.1 sind zunächst die Meßanordnungen zur Bestimmung von Strom-Spannungs- (Abb. 5.1a) und Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien (Abb. 5.1b) schematisch dargestellt. Als Meßobjekte wurden mehrere Einzeldioden speziell für diese Untersuchungen hergestellt, die jeweils beidseitig über Taper und Mikrowellenprober, wie in der Abbildung angedeutet, elektrisch kontaktiert wurden. Bei



Abb. 5.1: Meßanordnungen zur Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinien (a) und der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien (b) von Schottkydioden;  $R_V = 1 \ k\Omega$ ,  $R_M = 100 \ \Omega \ \pm \ 0.1 \ \%$ 

beiden Meßanordnungen wird die Diodenspannung U durch eine Vier-Punkt-Messung korrekt gemessen (im Rahmen der Meßgenauigkeit des Voltmeters). Der Strom I wird bei Vorgabe der Generatorspannung  $U_G$  nach Abb. 5.1.a über den Spannungsabfall  $U_1$  am Meßwiderstand  $R_M$  bestimmt, wobei der durch den Innenwiderstand des eingesetzten Voltmeters verursachte Meßfehler für Ströme von mehr als 0,1 µA deutlich unter 1 % bleibt. Zum Schutz der Diode ist weiterhin ein Vorwiderstand  $R_V$  zur Strombegrenzung vorhanden. Zur Bestimmung der Sperrschichtkapazität wird entsprechend der Abb. 5.1.b ein LCZ-Meter (HP 4277A, vektorielle Wechselspannungs-Meßbrücke mit integriertem Gleichspannungsgenerator) verwendet. Dabei wird vor jeder Kapazitätsmessung zunächst die vorgesehene Gleichvorspannung eingestellt und die Diodenspannung U gemessen. Danach wird die Kontaktierung zum Voltmeter durch Abheben des Mikrowellenprobers unterbrochen, um die anschließende Messung der Kapazität nicht durch den Leitwert des Voltmeters zu beeinflussen. Das Wechselspannungssignal der Meßbrücke hat dabei eine Amplitude von 200 mV und eine Frequenz, die von 10 kHz bis 1 MHz variabel eingestellt wird. Um den Einfluß von zusätzlichen Kapazitäten im Meßaufbau zu eliminieren, sind Messungen an Dioden mit unterschiedlichen Abmessungen c (10 µm bis 200 µm) durchgeführt worden. Die Differenzen entsprechender Kapazitätsmeßwerte dienen dann der weiteren Auswertung. Mit diesen Meßanordnungen wurden mehrere InP-HFET-Dioden und GaAs-Dioden jeweils mit unterschiedlichen Kontaktflächen untersucht.

Die typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer Inp-HFET-Diode, mit einer rechteckigen Kontaktfläche von  $18 \,\mu\text{m} \times 19 \,\mu\text{m}$  und einem Kontaktabstand zu den Massekontakten von 10 µm (entsprechend den Größen c, w und a nach Abb. 4.4), ist in Abb. 5.2 zu sehen. Über den betrachteten Spannungsbereich sind der halblogaritmisch dargestellten Kennlinie folgende Kenndaten der untersuchten Diode zu entnehmen: Nach Gleichung (5.1) ist der Idealitätsfaktor über die Steigung der Kennlinie im Durchlaßbereich von 0,1 V bis 0,3 V zu n = 1,3 bestimmt. Weiterhin ergibt sich durch den Schnittpunkt dieser verlängerten Graden mit der Stromachse die Sättigungsstromdichte zu  $I_{sd} = 3.10^{-4} \text{ A/cm}^2$ , was nach [106] mit einer Potentialbarriere von  $\phi_B = 0.45$  V einher geht. Für Ströme I > 0.1 mA ist im Spannungsbereich von 0,3 V bis ca. 0,7 V eine deutliche Abweichung von der dünn eingezeichneten "idealen" Kennlinie dieser Diode zu erkennen, die auf einen Spannungsabfall am Bahnwiderstand  $R_b = 1/G$  zurückzuführen ist (siehe auch Gleichung (4.12)). Aus der graphisch ermittelten Spannungsdifferenz  $\Delta U = I \cdot R_h$  von der "idealen" zur gemessenen Kennlinie ergibt sich  $R_b$  zu 80  $\Omega$ . Der Kennlinie im Sperrbereich ist zu entnehmen, daß der Sperrstrom im Bereich von -4 V bis -12,4 V nahezu exponentiell zunimmt und bei -12,4 V einen Sperrstrom von



Abb. 5.2: Strom-Spannungs-Kennlinie einer InP-HFET-Diode (Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Spannungsachse im Sperr- und Durchlaßbereich)

-400  $\mu$ A aufweist. Dieser Wert wird auf Leckströme zurückgeführt, die jedoch keine Einschränkung für den Einsatz von InP-HFET-Dioden in NLTL darstellen. Da im Bereich der untersuchten Sperrspannungen keine abrupte Zunahme des Sperrstromes in der Kennlinie zu beobachten ist, ist davon auszugehen, daß die Durchbruchspannung dieser Diode bei einem Wert von  $U_b < -12$  V liegt.

Einige dieser Ergebnisse lassen sich anhand von Literaturangaben und Berechnungen auf Basis von experimentell bestimmten Materialeigenschaften des verwendeten Schichtsystemes verifizieren. So stimmen zum einen die hier erzielten Werte für  $I_{ds}$ , bzw.  $\phi_B$  der InP-HFET-Diode mit Ergebnissen von Untersuchungen an InAlAs/InGaAs-Hochfrequenzdioden in [108] überein. Weiterhin haben TLM-Messungen am InP-HFET-Schichtsystem für die Kontaktanordnung der hier untersuchten Diode einen Widerstand der Halbleiterschicht von  $R_0 = 114 \Omega$  und einen Kontaktwiderstand von  $R_k = 28 \Omega$  ergeben. Nach Gleichung (4.12) beträgt damit der Bahnwiderstand  $R_b = 71 \Omega$ . Im Rahmen der Meßfehler, die für beide Werte bei ca. 10 % liegen, stimmt dieses Ergebnis mit dem oben bestimmten Wert überein.

Die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik von InP-HFET-Dioden ist bereits in Kapitel 2 anhand der Abb. 2.3b diskutiert worden. Den dort gezeigten Meßwerten ist für die Vorspannung  $U_0 = -1,0$  V eine relative Kapazitätsänderung  $dC/C_0$  von 2500 % und für  $U_0 = 0$  V eine Kapazität von 340 nF/cm<sup>2</sup> zu entnehmen. Zur Bestimmung der Diffusionsspannung  $U_d$  und der Donatorkonzentration  $N_d$  aus der in Abb. 5.3 dargestellten  $1/C^2$ -Spannungs-Auftragung dürfen nur diejenigen



Abb. 5.3: 1/C<sup>2</sup>-Spannungs-Auftragung der zur Charakterisierung einer InP-HFET-Diode berücksichtigten Meßwerte (siehe Text)

Meßwerte berücksichtigt werden, die sich einer Sperrschichtweite  $d_s$  von weniger als 21 nm zuordnen lassen. Nur an diesen Meßwerten erstreckt sich die Raumladungszone innerhalb der oberen InAlAs-Barriere, so daß die Gleichung (5.2.) ohne Einschränkungen gültig ist. In Abb. 5.3 ist daher eine Ausgleichsgrade lediglich durch Meßwerte mit einer Spannung  $U \ge 0$  V gelegt worden. Anhand der Ausgleichsgrade ergibt sich  $U_d$  zu 0,45 V und  $N_d$  zu 1,6·10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup>. Dazu ist anzumerken, daß die Schichtstruktur der hier untersuchten InP-HFET-Dioden statt einer  $\delta$ -Schichtdotierung eine Volumendotierung mit einer Konzentration von  $2 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> aufweist, was recht gut mit dem experimentell bestimmten Wert übereinstimmt (siehe auch Kapitel 2). Aufgrund der geringen Anzahl an auszuwertenden Meßwerten ist die Bestimmung von  $U_d$  mit einem relativ großen Fehler verbunden (abgeschätzt etwa  $\pm$  10 mV), so daß im Vergleich zum Wert  $\phi_B$  der hier bestimmte Wert für  $U_d$  größer als erwartet ist.

Zu Vergleichszwecken wurden ebenfalls GaAs-Schottkydioden, die auch in NLTL zum Einsatz kommen, hergestellt und mit den Meßanordnungen aus Abb. 5.1 experimentell untersucht. Die auf einer Schichtstruktur nach Abb. 2.2 hergestellten Schottkydioden zeigen die folgende typische Strom-Spannungs-Kennlinie (siehe Abb. 5.4). Für den Spannungsbereich von 0,4 V bis 0,6 V ergibt die halb-



Abb. 5.4: Strom-Spannungs-Kennlinie einer GaAs-Schottkydiode mit einem Kontaktabstand  $a = 8 \ \mu m$  und einer Kontaktfläche  $c \cdot w = 10 \ \mu m \cdot 10 \ \mu m$  (siehe auch Abb. 4.4). Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Spannungsachse im Sperr- und Durchlaßbereich

logarithmische Darstellung der Kennlinie im Durchlaßbereich einen Idealitätsfaktor von n = 1,16 und eine Sättigungsstromdichte von  $I_{sd} = 1,6 \cdot 10^{-6}$  A/cm<sup>2</sup>. Daraus wird  $\phi_B$  zu 0,75 V bestimmt. Im Spannungsbereich oberhalb von 0,6 V ist der Bahnwiderstand wieder Ursache für Spannungsdifferenzen zur dünn eingezeichneten "idealen" Kennlinie dieser Diode, was einem Widerstand von  $R_b = 5 \Omega$ entspricht (abgeschätzter relative Meßfehler: 20%). Der sattelförmige Verlauf der Kennlinie im Bereich von 0 V bis 0,4 V ist auf den Innenwiderstand des verwendeten Spannungsmeßgerätes (ca. 5 MΩ) zurückzuführen, der in diesem Bereich zu einem Meßfehler von über 100 % führt, so daß dieser Bereich der Kennlinie nicht weiter ausgewertet wird. Anhand der Kennlinie im Sperrbereich ist die Durchbruchspannung dieser Diode zu  $U_h = -15$  V bestimmt, wobei sich ein Sperrstrom -30 µA einstellt. Nach der z.B in [109] erläuterten Beziehung zwischen der Durchbruchspannung  $U_b$  einer Metall-Halbleiterdiode und der Konzentration an Donatoren im Halbleitermaterial läßt sich aus dem hier gemessenen Wert für die Durchbruchspannung die Donatorkonzentration in der Halbleiterschicht, in der sich die Raumladungszone ausbildet, zu  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3}$  bestimmen. Dieser Wert entspricht sehr gut den Vorgaben der oberen, schwach dotierten GaAs-Schicht in der Schichtstruktur aus Abb. 2.2a. Auch der hier ermittelte Wert für die Potentialbarriere entspricht weitgehend den Erwartungen. So wird in [106] für einen Gold-Schottkykontakt auf schwach n-dotiertem GaAs eine Potentialbarriere von

 $\phi_B = 0.8$  V angegeben. Beide Werte stimmen daher im Rahmen der abgeschätzten Meßgenauigkeit von 20 % überein. Weiterhin läßt sich auch für die GaAs-Diode der Bahnwiderstand anhand von TLM-Messungen und den Abmessungen der Kontaktanordnung bestimmen. Mit  $r_s = 3.4 \Omega/\text{sq}$  ergibt sich  $R_b$  zu 3.8  $\Omega$ , so daß eine Übereinstimmung der Ergebnisse in ihrer Größenordnung festzustellen ist.

Die Auswertung mehrerer Kapazitäts-Spannungs-Messungen führt zu der in Abb. 2.3 gezeigten Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik der in dieser Arbeit eingesetzten GaAs-Dioden. Sie weisen eine relative Kapazitätsänderung  $dC/C_0$  von 116 % ( $U_0 = -1,0$  V) und bei  $U_0 = 0$  V einer Kapazität von 86 nF/cm<sup>2</sup> auf. Für diese Schichtstruktur läßt sich mit den Angaben zur Schichtdotierung in Abb 2.3a und nach Umformung der Gleichung (5.2) die Spannungsabhängigkeit der Kapazität pro Fläche auch analytisch bestimmen. Sie ergibt sich z.B. für den Arbeitspunkt  $U_0 = -1,0$  V zu 52 nF/cm<sup>2</sup> und stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem experimentell ermittelten Wert von 55 nF/cm<sup>2</sup> überein. Die Auftragung von  $1/C^2$ gegen die Kontaktspannung (siehe Abb. 5.5) liefert im Mittel eine Grade, die darauf hindeutet, daß die Donatorkonzentration  $N_d$  über den untersuchten Bereich der Raumladungs-zone konstant ist. Über die Steigung dieser Ausgleichsgrade wird  $N_d$ 



Abb. 5.5: 1/C<sup>2</sup>-Spannungs-Charakteristik einer GaAs-Schottkydiode (siehe Text)

zu  $5 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> bestimmt, was sehr gut mit dem Ergebnis aus der Strom-Spannungs-Kennlinie übereinstimmt. Der Schnittpunkt mit der Spannungsachse ergibt einen Wert von 0,7 V für die Diffusionsspannung  $U_d$  und die Sperrschichtweite ist zu  $d_s = 100$  nm bei U = -4 V bestimmt.

Abschließend sind noch einmal alle wesentlichen Kenndaten der untersuchten Dioden in Tabelle 5.2 zusammengefaßt (siehe unten). Zunächst ist Anhand der Konsistenz der gemessenen Kenndaten untereinander und im Vergleich zu Literaturdaten festzustellen, daß zum einen die angewandten Meßmethoden zuverlässige und

	$DC/C_0$	$C_0(U_0)$	$U_b$	$R_b$	I <sub>ds</sub>	$\phi_{\!B}$	N	$U_d$
	(%)	(nF/cm <sup>2</sup> )	(V)	$(\Omega)$	$(A/cm^2)$	(V)		(V)
	$U_0 = -1 V$							
InP-HFET-	2500	340 (0 V)	< -12	80	3.10-4	0,45	1,3	0,45
Diode		55 (-0,9 V)						
$(c = 18 \mu\text{m},$								
$w = 19 \ \mu m$ ,								
$a = 10 \ \mu m$ )								
GaAs-Diode	116	86 (0 V)	-15	5	1,6.10-6	0,75	1,16	0,7
$(c = 10 \mu m,$		55 (-1 V)						
$w = 10 \ \mu m$ ,								
$a = 8 \ \mu m$ )								

Tabelle 5.2 Kenndaten der untersuchten InP-HFET- und GaAs-Dioden

reproduzierbare Meßergebnisse liefern und zum anderen die technische Prozessierung sowohl von InP-HFET- als auch von GaAs-Dioden sehr gut beherrscht ist. Der direkte Vergleich dieser beiden Diodentypen ergibt eine um mehr als 23-fach stärkere Kapazitätsänderung bei InP-HFET-Dioden, wobei die Durchbruchspannung für beide Typen unter -12 V liegen. Weiterhin bedeutet die um etwa 0,3 V geringere Potentialbarriere  $\phi_B$  der InP-HFET-Dioden, daß die in Sperrichtung auftretenden Sättigungsströme etwa um den Faktor 200 schwächer ausgeprägt sind als in den GaAs-Dioden. Die Diffusionsspannung  $U_d$  ist für InP-HFET-Dioden nur unwesentlich geringer als für GaAs-Dioden (um ca. 0,2 V). Bei gleicher Kontaktfläche und geschickter Wahl der Kontaktspannung besitzen beide Diodentypen gleiche Kapazitätswerte, wobei jedoch die hier untersuchten InP-HFET-Dioden einen ca. 14-fach größeren Bahnwiderstand  $R_b$  aufweisen. Ursache hierfür ist im wesentlichen der um den Faktor 50 größere Schichtwiderstand der InP-HFET-Struktur.

Dieser Vergleich zeigt, daß InP-HFET-Dioden, aufgrund der erheblich größeren relativen Kapazitätsänderung und der deutlich geringeren Sättigungsströme in Sperrichtung, gut für den Einsatz in NLTL geeignet sind. Sie führen zu einer stärkeren nichtlinearen Wechselwirkung während der Signalausbreitung auf der NLTL, wobei ebenso wie bei GaAs-NLTL hohe Signalamplituden von bis zu 6 V - eine geeignete Vorspannung ist vorausgesetzt - am Eingang der Leitung verwendet werden können. Der Bahnwiderstand von InP-HFET-Dioden ist jedoch durch geeignete Kontaktgeometrien, z.B. in Form von Fingerkontakten wie in Abb. 4.7 dargestellt, auf solche Werte zu begrenzen, die einen Einsatz bis in den unteren THz-Bereich zulassen. Weiterhin ist anzumerken, daß in diesem Abschnitt die Bestimmung der Kapazitätsänderung auf einer niederfrequenten Kleinsignalmessung beruht. Gegenstand der Untersuchungen im nächsten Abschnitt ist daher die Frage, ob die nichtlinearen Eigenschaften von InP-HFET-Dioden auch im Großsignalbetrieb bis zu höchsten Frequenzen wirksam sind und eine effektive Impulsformung auf InP-HFET-NLTL stattfindet.

#### 5.2 Hochfrequenz-Untersuchungen

Um den Einfluß der Nichtlinearität von NLTL auf die Signalausbreitung experimentell zu untersuchen, sind neben Kleinsignal- vor allem Großsignalmessungen an InP-HFET- und GaAs-NLTL im Hochfrequenzbereich durchgeführt worden. Dabei wurden verschiedene Meßverfahren angewendet, die eine Signalanalyse im Frequenzbereich über eine Bandbreite von 4 GHz bis 80 GHz und im Zeitbereich mit einer Auflösung von 5,1 ps erlauben (s.a. [104]). Die Beschreibung der Meßverfahren sowie die Darstellung der mit ihnen gewonnenen Ergebnisse werden anhand ausgewählter Beispiele, getrennt nach Frequenzbereichs- und Zeitbereichsmessungen, in den folgenden Unterabschnitten präsentiert. Bis auf wenige Ausnahmen werden diese Ergebnisse mit den entsprechenden numerischen Vorhersagen verglichen.

## 5.2.1 Messungen im Frequenzbereich

Ziel der Untersuchungen im Frequenzbereich ist neben einer Charakterisierung der Ausbreitungseigenschaften von NLTL auch die Verifikation entsprechender Simulationsdaten. Dazu wird im Kleinsignalbetrieb der Wellenwiderstand  $Z_N$  und der Wellenausbreitungskoeffizient  $\underline{\gamma}$  mit Hilfe eines konventionellen Netzwerkanalysators im Bereich von 4 GHz bis 40 GHz bestimmt und mit numerischen Vorhersagen verglichen. Zur Überprüfung der inneren Vorgänge bei der Signalausbreitung auf NLTL werden zusätzliche Verfahren, wie die elektrooptische Meßtechnik [104] und ein neu entwickelter Feldsondenmeßplatz [110], für Untersuchungen im Großsignalbetrieb eingesetzt. Mit diesen Verfahren wird die Generation von Harmonischen während der Signalausbreitung auf NLTL bis zu Frequenzen von 80 GHz beobachtet und mit Hilfe von Simulationsergebnissen ausgewertet. Weiterhin wird anhand zweidimensionaler Feldverteilungsmessungen die Feldverteilung in NLTL analysiert. In den folgenden Unterabschnitten werden jeweils die eingesetzten Meßverfahren und bedeutende Ergebnisse dargestellt und ausführlich diskutiert.

# 5.2.1.1 Netzwerkanalyse

Bei der Netzwerkanalyse von NLTL werden die komplexen Reflexions-Streuparameter ( $\underline{S}_{11}$ ,  $\underline{S}_{22}$ ) und die Transmissions-Streuparameter ( $\underline{S}_{21}$ ,  $\underline{S}_{12}$ ) der als symmetrischer Vierpol angenommenen Leitung bestimmt [102]. Definiert sind die Streuparameter als das Verhältnis von reflektierter- bzw. transmittierter Welle zur einfallenden Welle. Für die hier dargestellten Kleinsignalmessungen stand ein Netzwerkanalysator (kurz: NWA) mit einer Bandbreite von 40 MHz bis 40 GHz zur Verfügung (Wiltron 360A). Die mit diesem Gerät an einer NLTL bestimmten Zweitor-Streuparameter werden mit Hilfe eines speziellen Auswerteprogrammes über Anwendung der Airy-Formel direkt in die komplexen Leitungseigenschaften Wellenwiderstand  $\underline{Z}_N$  und Wellenausbreitungskoeffizient  $\underline{\gamma}$  umgerechnet [111-113]. Für eine ausführliche Darstellung des Programmes, das neben der Umrechnung der Streuparameter auch zur Kalibration des NWA dient, sei auf die entsprechende Literatur [61,105] verwiesen. Um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen, ist eine möglichst exakte Messung der Streuparameter notwendig. So führt z.B. ein Fehler





von 10 % in der Bestimmung von  $\underline{S}_{11.}$  bzw.  $\underline{S}_{22}$  bei der Umrechnung in den Imaginärteil des Wellenwiderstandes  $\underline{Z}_W$  zu einem Fehler von über 140 % [55]. Besonders sorgfältig muß daher die Kalibration des NWA durchgeführt werden um die beiden Meßtore (auch als Referenzebenen bezeichnet) genau an den Eingang und Ausgang der zu untersuchenden NLTL zu legen.

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten NLTL sind jeweils am Eingang und Ausgang mit speziellen Tapern versehen, die der elektrischen Kontaktierung über Mikrowellenprober dienen. In Abb. 5.6 ist eine Aufsicht auf einen solchen Taper zu sehen. Diese 650 µm langen Taper weisen eine koplanare Metallisierung mit gering unterschiedlichen Querabmessungen auf, so daß über ein 50  $\Omega$ , 150 µm G-S-G -Mikrowellenprober, der im Bereich (a) aufgesetzt wird, die NLTL im Bereich (b) elektrisch kontaktiert ist. Die Querabmessungen der Metallisierung entsprechen dabei annähernd einem Wellenwiderstand von 50  $\Omega$  im Bereich (a) und 75  $\Omega$  im Bereich (b). Durch Anwendung dieser Taper liegen die Leitungseingänge und –ausgänge also nicht in der physikalischen Kontaktebene der Mikrowellenprober. Aus diesem Grund ist für die Netzwerkanalyse eine On-Wafer Kalibration notwendig, für die entsprechende Kalibrationsstandards zusammen mit den NLTL auf einem Wafer herzustellen sind. Für die an diesem Meßplatz eingesetzte Transmission-Reflect-Line Kalibrationsmethode (kurz: TRL-Methode) [105,114] sind die benötigten



Abb. 5.7: Schematische Darstellung der verwendeten TRL-On-Wafer-Kalibrationsstandards

Standards mit den zugehörigen Referenzebenen in Abb. 5.7 dargestellt. Von oben nach unten handelt es sich dabei um folgende Koplanarstrukturen (siehe auch [105]):

- Transmission Line: Der Standard stellt eine direkte Verbindung zweier Kontaktstrukturen dar und dient im wesentlichen als Referenz für das transmittierte Signal ( $\underline{S}_{21} \rightleftharpoons 1, \underline{S}_{12} \rightleftharpoons 1$ ) und das reflektierte Signal ( $\underline{S}_{11} \rightleftharpoons 0, \underline{S}_{22} \rightleftharpoons 0$ ).
- Reflect: Dieser Standard besteht aus jeweils einem Taper mit offenem Ende und bewirkt eine starke Reflexion des Mikrowellensignales. Die Reflexionseigenschaften müssen nicht bekannt sondern nur für beide Meßtore identisch sein.
- Delay Line: Auf den Wellenwiderstand  $\underline{Z}_N$  dieser zwischen den Referenzebenen befindlichen Leitung wird der NWA kalibriert (Kalibrationsleitung). Nach der Kalibration beziehen sich also alle Meßwerte auf diesen Wellenwiderstand. Über die elektrische Länge der Leitung ist weiterhin der gültige Frequenzbereich für die Kalibration festgelegt.

Um nach der Kalibration des NWA die gemessenen Streuparameter in Leitungsparameter umzurechnen, muß der Wellenwiderstand der Kalibrationsleitung bekannt sein. Daher wird im folgenden die Frequenzabhängigkeit des Wellenwiderstandes der hier verwendeten Delay Line bestimmt. Die Delay Line hat eine geometrische Länge von 1,3 mm, eine Spaltweite von  $s = 70 \,\mu\text{m}$  und eine Innenleiterweite von  $w = 20 \,\mu\text{m}$ . Sie entspricht in den Querabmessungen damit den Verbindungsleitungen zwischen den Dioden der InP-HFET-NLTL S5, S10, O10 und O40 und ist wie diese auf InP-Substrat prozessiert.



Abb. 5.8: Real- und Imaginärteil des komplexen Wellenwiderstandes der Kalibrationsleitung (siehe Text)

Über Widerstandsmessungen an mehreren, verschieden lang ausgeführten Delay Lines (mit Längen von 0,2 mm bis 8,0 mm) und Anwendung der Leitungstheorie [59] sind für diese Kalibrationsleitung die Leitungsbeläge zu L' = 0,66 nH/mm, C' = 0,11 pF/mm,  $R' = 5,0 \Omega/mm$  und  $G' = 0,03 \mu$ S/mm bestimmt worden. Daraus ergibt sich der in Abb. 5.8 dargestellte Frequenzgang von Real- und Imaginärteil des Wellenwiderstandes für einen gültigen Frequenzbereich von 4 GHz bis 40 GHz. Aufgrund des Widerstandsbelages R' verringert sich der Realteil von 96  $\Omega$ bei 4 GHz auf 75  $\Omega$  bei 40 GHz wobei der Imaginärteil entsprechend von -60  $\Omega$ auf -10  $\Omega$  ansteigt.

Nach der On-Wafer-Kalibration des NWA wurden die Streuparameter mehrerer InP-HFET-NLTL bei Variation der Vorspannung  $U_0$  bestimmt und unter Beachtung des Wellenwiderstandes aus Abb. 5.8 in die entsprechenden Leitungsparameter umgerechnet. Das Mikrowellensignal hatte bei diesen Messungen eine Amplitude von ca. 140 mV. Als Beispiel werden im folgenden die an der NLTL S5 gewonnenen Ergebnisse diskutiert.

Zunächst ist in Abb. 5.9 die Frequenzabhängigkeit des Wellenwiderstandes (Abb. 5.9a), sowie der Dämpfungs- und Phasenkoeffizien (Abb. 5.9b) bei einer Vorspannung von  $U_0 = -3$  V zu sehen. Wie zu erkennen, steigt der Wellenwider-



stand  $\underline{Z}_N$  von 60  $\Omega$  bei 4 GHz auf 66+j6  $\Omega$  bei 40 GHz leicht an. Der Phasenkoeffizient  $\beta$  weist einen linearen Anstieg von 0,3 mm<sup>-1</sup> (4 GHz) bis 2,5 mm<sup>-1</sup> (40 GHz) auf, aus dem sich die effektive relative Permittivität  $\varepsilon_{r,eff}$ zu 9,6 bestimmen läßt. Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  steigt schwach von 0,1 mm<sup>-1</sup> (4 GHz) auf 0,2 mm<sup>-1</sup> (40 GHz) und zeigt mit diesen Werten, daß die Signalausbreitung in diesem Arbeitspunkt nur sehr schwach durch Verluste beeinflußt wird. Für einen Vergleich mit theoretischen Ergebnissen wurde zunächst experimentell die Kapazität  $C_0$  (-3 V) zu 34 fF bestimmt. Zusammen mit den Leitungsdaten aus Tabelle 5.1 ergibt sich unter Anwendung der Gleichung (3.7) der Wellenwiderstand  $Z_w$  zu 60  $\Omega$ , der in Abb. 5.9a anhand der schwarzen Linien zu sehen ist. Über den untersuchten Frequenzbereich stimmen beide Ergebnisse im Rahmen der Meßgenauigkeit von ±5dB für den Real- und Imaginärteil recht gut überein. Die Berechnung des Wellenausbreitungskoeffizienten nach Gleichung (3.6) führt, unter Berücksichtigung der oben genannten Leitungsdaten, zu den ebenfalls in Abb. 5.9b eingetragenen Ergebnissen. Für die Bestimmung des Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$  sind dabei die Werte  $R'/L' = 1.10^{10} \text{ s}^{-1}$  und  $C_0'/G' = 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$  als Verlustfaktoren berücksichtigt worden. Aufgrund der nahezu identischen Ergebnisse ist an dieser Stelle festzustellen, daß über den hier betrachteten Frequenzbereich die Kleinsignalwellenausbreitung sehr gut durch die aus der KdV-Theorie abgeleiteten Gleichungen (3.6) und (3.7) beschrieben wird.

In einer weiteren Messung an dieser Leitung ist die Vorspannung auf  $U_0 = 0$  V geändert worden. Dabei vergrößert sich der Kapazitätsbelag der Leitung um den



Abb. 5.10: Experimentell betsimmte Leitungseigenschaften der NLTL S5  $(U_0 = 0V)$ ; a) Wellenwiderstand, b) Dämpfungs- und Phasenkoeffizient

Faktor 30 ( $C_0(0V) = 1,0$  pF). Nach einer Umrechnung in die Leitungsparameter zeigen der Wellenwiderstand und der Wellenausbreitungskoeffizient jeweils die in Abb. 5.10 dargestellten Abhängigkeiten von der Frequenz. Wie in dieser Abbildung zu sehen beträgt der Wellenwiderstand jetzt 33  $\Omega$  bei einer Frequenz von 4 GHz und steigt bis 40 GHz auf einen Wert von  $45+i15 \Omega$  an. Gegenüber den Ergebnissen aus Abb. 5.9 ist die Größenordnung des Wellenwiderstandes in etwa halbiert und weist mit zunehmender Frequenz einen deutlich zu beobachtenden Anstieg sowohl im Real- als auch im Imaginärteil auf. Abb. 5.10b ist zu entnehmen, daß der Phasenkoeffizient von 0,6 mm<sup>-1</sup> (4 GHz) auf 3,0 mm<sup>-1</sup> (40 GHz) ansteigt, was einer Zunahme von  $\mathcal{E}_{r,eff}$  auf einen mittleren Wert von 15 entspricht. Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  steigt ebenfalls von jetzt 0,5 mm<sup>-1</sup> (4 GHz) auf 1,4 mm<sup>-1</sup> (40 GHz) und weist damit auf eine 5 bis 10-fach stärkere Signaldämpfung auf der NLTL hin. Im untersuchten Frequenzbereich weisen  $\alpha$  und  $\beta$  zusätzlich eine wurzelförmige Abhängigkeit von der Frequenz auf, die nach [115] auf den Einfluß eines großen Kapazitätsbelages C' in Verbindung mit einem großen Widerstandsbelag R' zurückzuführen ist.

Aufgrund der hohen Leitungsverluste in diesem Arbeitspunkt ist eine theoretische Beschreibung der Kleinsignalwellenausbreitung nach den Gleichungen (3.6) und (3.7) nicht sinnvoll, da sie nur unter der Annahme schwacher Verluste gültig sind.

Im Kleinsignalbetrieb ist anhand dieser Mikrowellenuntersuchungen eine starke Abhängigkeit der Leitungsparameter von der Vorspannung und somit vom gewählten Arbeitspunkt demonstriert worden, was auf eine deutlich ausgeprägte Nichtlinearität der NLTL hinweist. So wurden Änderungen im Wellenwiderstand um den Faktor 2 und im Dämpfungskoeffizient um den Faktor 10, sowie eine 1,6-fache Änderung der relativen effektiven Permittivität beobachtet. Ferner ist die Anwendbarkeit der KdV-Theorie zur Beschreibung der Kleinsignalwellenausbreitung auf NLTL anhand erster Vergleichsrechnungen aufgezeigt, aus denen die Grenzfrequenz mit der die Nichtlinearität auf der InP-NLTL S5 wirksam ist, zu 450 GHz bestimmt wurde. Nachdem in diesem Abschnitt NLTL im Kleinsignalbetrieb experimentell untersucht wurden, steht im nächsten Abschnitt der Großsignal-betrieb und damit die Pulskompressionseigenschaften von NLTL im Vordergrund.

#### 5.2.1.2 Elektrooptische Messungen

Zur Untersuchung der Signalausbreitung in Hochfrequenzbauelementen und -MMICs hat sich in den letzten Jahren die elektrooptische Meßtechnik etabliert [116-117]. Wie in [104] ausführlich dargestellt, nutzt diese Meßtechnik den linearen elektrooptischen Effekt - den Pockels-Effekt - von anisotropen Kristallen, wie z.B. die III-V Halbleiter GaAs und InP, um ein im Kristall wirksames elektrisches Feld durch Intensitätsmodulation eines optischen Signales zu detektieren (Pockels-Zelle). Prinzipiell wird bei der Messung die Polarisationsebene eines in den Kristall eingestrahlten polarisierten Lichtstrahles durch die doppelbrechenden Eigenschaften des Kristalles gedreht, wobei der Drehwinkel vom elektrischen Feld im Durchstrahlbereich des Kristalles abhängig ist. Durch die Anwendung von Polarisatoren wird dieser Vorgang dann in eine Modulation der Amplitude des Lichtstrahles umgewandelt (Pockels-Zelle) und mit einem Photodetektor als Intensitätsmodulation gemessen.

Für die Frequenzbereichsmessungen an NLTL wurde das direkte elektrooptische Meßverfahren angewendet, bei dem die Anisotropie des GaAs- bzw. InP-Substrates selbst für den diskreten Aufbau einer Pockels-Zelle genutzt wird (s.a. [8]). Das zu untersuchende elektrische Feld im Kristall wird dabei durch die an der Leitungsmetallisierung anliegenden Hochfrequenzspannung hervorgerufen und ist hinreichend stark, so daß der in Abb. 5.11 skizzierte und im Folgenden beschriebene elektrooptische Meßaufbau zur Analyse der auf NLTL generierten Signale eingesetzt wurde.

Die zu untersuchende NLTL befindet sich während der Messung auf einem in *x*und *y*-Richtung verstellbaren Probentisch und ist über Mikrowellenprober am Eingang und Ausgang kontaktiert. Das elektrische Eingangssignal und die Vorspannung



Abb. 5.11: Elektrooptischer Meßaufbau zur Signalanalyse im Frequenzbereich (siehe Text)

 $U_0$  der zu untersuchenden NLTL werden über den Mikrowellen-Synthesizer und die Spannungsquelle eingestellt und über eine Gleichspannungseinkopplung (Bias-Tee) in die NLTL eingespeist. Dabei wird sowohl die Vorspannung als auch der durch die Dioden fließende Sperrstrom über Digitalmultimeter (kurz: DMM) kontrolliert. Weiterhin kann die NLTL am Ausgang über einen Mikrowellenprober mit einer geeigneten Impedanz abgeschlossen werden. Zur Messung des sich ausbreitenden Hochfrequenzsignales wird die NLTL von der Rückseite mit einem aktiv modengekoppelten Nd:YAG-Laser (Wellenlänge: 1064 nm, Pulshalbwertsbreite: 92 ps, Pulswiederholrate: 82 MHz, Leistung: 10 W) beleuchtet, dem ein Glasfaser-Gitter-Pulskompressor nachgeschaltet ist. Im Pulskompressor werden die eingestrahlten Pulse zunächst durch Selbstphasenmodulation, aufgrund des nichtlinearen Brechungsindexes der Glasfaser, spektral erweitert und dann über eine wellenlängenabhängige Verzögerungsstrecke komprimiert, so daß optische Pulse mit einer Halbwertsbreite von 5 ps zur Verfügung stehen. Ein Sampling-Oszilloskop dient dabei zur Beobachtung der korrekten Lasereinstellung. Nach passieren eines Polarisators, eine  $\lambda/4$ -Platte und eines Strahlteilers wird das optische Signal über ein Mikroskopobjektiv von der Rückseite auf die Vorderseite des Substrates fokussiert und an der Metall-Halbleiter Grenzschicht der NLTL reflektiert. Der reflektierte Anteil wird anschließend über den Strahlteiler und einen weiteren Polarisator mit einer Avalanche-Photodiode detektiert. Die Polarisatoren, die  $\lambda/4$ -Platte, der Strahlteiler und das Substrat der NLTL stellen zusammen die Pockels-Zelle dar, mit der die im durchstrahlten Bereich des Substrates vorherrschende elektrische Feldstärke einer am Ausgang der Photodiode zu messende Intensität zugeordnet wird. Da das optische Signal aus einem gepulsten Laserstrahl besteht, stellt das elektrische Ausgangssignal des Photodetektors eine Mischung aus den Vielfachen der Pulswiederholfrequenz und des zu messenden Hochfrequenzsignales dar. Über ein als variablem Bandpaß eingesetzten Spektrum Analyser, der mit dem Mikrowellen- und dem Modelocker-Synthesizer mittels PLL (Phase Lock Loop) phasenstabil gekoppelt ist, wird daher gezielt die Amplitude des Mischsignales bei einer geeigneten Mischfrequenz ausgewertet.

In dieser Ausführung besitzt das Meßsystem eine Bandbreite von 83 GHz und, aufgrund des konfokalen optischen Aufbaus, eine Ortsauflösung von weniger als 500 nm. Mit diesem Meßaufbau ist daher anhand einer Vielzahl eindimensional und zweidimensional ortsaufgelöster Feldverteilungsmessungen insbesondere die Generation von Harmonischen bei der Signalausbreitung auf NLTL untersucht worden (siehe z.B. [120-122]).

Zunächst ist in Abb. 5.12 die Generation harmonischer Signalkomponenten auf der InP-HFET-NLTL O10 dargestellt, wobei die Messungen bei der Grundfrequenz und den Harmonischen getrennt erfolgten. Aufgetragen ist das auf die maximal detektierte Amplitude normierte elektrooptische Signal, gemessen längs des Innenleiters der NLTL. Am Ausgang ist die Leitung über einen Mikrowellenprober mit einem als Load bezeichneten 50  $\Omega$  Widerstand abgeschlossen. Zur Einstellung der Vorspannung  $U_0$  ist dieser Widerstand durch eine geeignete Serienkapazität für Gleichspannung unendlich groß. Wie deutlich zu erkennen nimmt die Leistung des eingespeisten Signales (f = 15 GHz,  $P_{in} = 27 \text{ dBm}$ ,  $U_0 = -1,1 \text{ V}$ ) vom Eingang zum Ausgang der NLTL kontinuierlich ab, wobei gleichzeitig die Amplituden der generierten Harmonischen bei 30 GHz, 45 GHz und 60 GHz ansteigen. Die weiterhin zu beobachtende Welligkeit im Signalverlauf der Harmonischen ist auf stehende Wellen zurückzuführen, die durch Reflexionen am Anfang und Ende der Leitung, sowie auf eine schwache Fehlanpassung der Taper hervorgerufen werden. In dieser Meßreihe liegt die minimal über dem Rauschen zu detektierende Amplitude nach Normierung bei -48 dB und die Amplituden der Harmonischen sind untereinander mit einer Genauigkeit von  $\pm 5$  dB bestimmt (siehe auch [104]). Die kurzen nadelförmigen Pulse im Signalverlauf der einzelnen Harmonischen kenn-



Abb. 5.12: Generation harmonischen Signalkomponenten auf der InP-HFET-NLTL 010. Die Struktur der NLTL ist im oberen Bildteil skizziert. Eingangssignal: f = 15 GHz,  $P_{in} = 27$  dBm; Simulationsdaten: L' = 610 pH/mm,  $C_0' = 250$  fF/mm, R' = 6  $\Omega$ /mm, G' = 0,71 S/mm,  $L'C'' = 5,2\cdot10^{-25}$  s<sup>2</sup>(siehe Text)

zeichnen die Meßorte, an denen die Dioden in der Leitung positioniert sind, was ein Vergleich mit der im oberen Teil der Abbildung dargestellten Struktur der NLTL O10 verdeutlicht. Dabei ist zu erkennen, daß durch Einstrahlung der Laserpulse in die Sperrschicht der Dioden eine Änderung des detektierten elektrooptischen Signales im Vergleich zu benachbarten Meßorten verursacht wird, die sowohl für die einzelnen Dioden als auch für die Harmonischen untereinander uneinheitlich ist. Aufgrund dieser Beobachtung ist auf eine hier deutlich sichtbare Beeinflussung der Wellenausbreitung auf der NLTL zu schließen, wenn die Einstrahlung in aktive Bereiche der NLTL erfolgt. Ferner änderte sich bei konstanter Vorspannung der Sperrstrom bei Beleuchtung einzelner Dioden von -9 mA auf -40 mA.

Die experimentell beobachtete Generation von Harmonischen auf der Leitung O10 ist durch die Anwendung des KdV-Simulators auch numerisch beschrieben worden. Unter Anwendung der Nichtlinearität nach Gleichung (3.10) und den in Abb. 5.12 genannten Daten, von denen die Werte für  $L^{\circ}$  und  $C_0^{\circ}$  experimentell und die Werte für  $R^{\circ}$  und  $G^{\circ}$  durch Angleichrechnungen bestimmt wurden, liefert eine Fourieranalyse die in der Abbildung mit einer dünnen schwarzen Linie dargestellten Ergebnisse. Es ist zu erkennen, daß auch in dieser Simulation die Amplitude des eingespeisten Signales in Ausbreitungsrichtung kontinuierlich abnimmt und die Amplituden der generierten Harmonischen zum Ende der Leitung hin zunehmen.Für Amplitudenwerte oberhalb von -48dB ist weiterhin zu erkennen, daß die Meßwerte im Rahmen der Meßfehler (±5dB) durch die numerisch bestimmten Werte in guter Übereinstimmung beschrieben werden. Dieses Simulationsergebniss belegt also, daß der KdV-Simulator auch zur Beschreibung der nichtlinearen Signalausbreitung im Großsignalbetrieb geeignet ist. Ferner liefert der hier eingesetzte Verlustparameter  $C_0'/G' = 3,5\cdot10^{-13}$  s auch den Hinweis auf eine Bandbreite von 455 GHz, mit der die Nichtlinearität in der InP-HFET-NLTL O10 bei der Signalausbreitung wirksam ist.

Zur Untersuchung der Wellenausbreitung im Höchstfrequenzbereich wurde in weiteren Experimenten der Phasenkoeffizient der InP-HFET-NLTL S10 bis zu einer Frequenz von 80 GHz ermittelt. Dazu wurden die Wellenlängen der generierten fünften Harmonischen, anhand stehender Wellen, auf der mit offenem Ende betriebenen Leitung bestimmt. Als Eingangssignal ist jeweils ein sinusförmiges Signal mit einer geeigneten Frequenz bei einer Leistung von 27 dBm gewählt worden, wobei die Vorspannung mit  $U_0 = -1,0$  V auf ein maximal zu detektierendes elektrooptisches Signal eingestellt wurde. Die Ergebnisse der einzelnen Messungen sind in Abb. 5.13 zu sehen. Wie zu erkennen, steigt der Phasenkoeffizient linear von 2 mm<sup>-1</sup> bei 35 GHz auf 4,9 mm<sup>-1</sup> bei 80 GHz an. Anhand der Steigung



Abb. 5.13: Aus elektrooptischen Stehwellenmessungen bestimmte Phasenkoeffizient der InP-HFET-NLTL S10 in Abhängigkeit von der Frequenz (siehe Text)

der Ausgleichsgraden ergibt sich die effektive relative Permittivität dieser NLTL zu 8,9. Dieser Wert entspricht in etwa den Ergebnissen der Netzwerkanalyse von Leitung S5 ( $\varepsilon_{r,eff} = 9,6$ ), wobei anzumerken ist, daß beide Leitungen die selbe Leitungsstruktur aufweisen und die jeweils durch den Arbeitspunkt eingestellten Kapazitäten  $C_0$  mit 35 fF sowohl für die Netzwerkanalyse (Abb. 5.9) als auch für die elektrooptischen Messungen, gleich sind.

Um die Struktur der sich auf den koplanaren NLTL ausbreitenden Wellen zu untersuchen sind weiterhin zweidimensionale Feldverteilungsmessungen durchgeführt worden. Dazu wurde die NLTL während der Messung sowohl in x- als auch in y-Richtung über dem abtastenden Laserstrahl des Meßsystems verfahren. Als Beispiel sind die an der InP-HFET-NLTL O10 gewonnenen Ergebnisse in Abb. 5.14 dargestellt. Dort ist zunächst im Teilbild a die Metallisierungsstruktur im untersuchten Bereich der NLTL O10 zu sehen. Das Eingangssignal (f = 6 GHz,  $P_{in} = 25 \text{ dBm}$ ) wurde mit einen Mikrowellenprober über den Taper in die Leitung eingespeist, wobei die Vorspannung auf -1,0 V eingestellt wurde. In den Abb. 5.14b-d sind die elektrooptisch gemessenen Feldverteilungen der Grundwelle, der zweiten (12 GHz) und der dritten (18 GHz) Harmonischen dargestellt. Zunächst ist festzustellen, daß anhand der Feldverteilungen die Struktur der NLTL, insbesondere an den Kontaktfingern der Dioden und im Bereich des Tapers, sehr gut zu erkennen ist. Weiterhin ist im Bereich des Innenleiters eine deutliche Zunahme der Amplituden der zweiten und dritten Harmonischen zum Leitungsende hin zu beobachten, wogegen die Amplitude des Eingangssignales nur unwesentlich abnimmt. Bis auf letzteres entspricht dieses Verhalten im wesentlichen den aus Abb. 5.12 gewonnenen Erkenntnissen. Gleichzeitig ist eine unsymmetrische Verteilung des elektrooptischen Signales im Bereich der Massemetallisierung erkennbar, die sich von der Grundwelle auf die Harmonischen überträgt.

Zur Überprüfung der unsymmetrischen Feldverteilung wurden in [104] und [116] gezielte Vergleichsmessungen an einer Koplanarleitung gleicher Struktur, jedoch ohne integrierte Dioden, durchgeführt. Da dort nur symmetrische Feldverteilungen beobachtet wurden, wird also auf der InP-HFET-NLTL O10 ein Teil des eingespeisten symmetrischen Koplanarleitungsmode (even mode) in den unsymmetrischen Koplanarleitungsmode (odd mode) konvertiert. Weiterhin weist eine gegenüber der Vergleichsleitung geringfügig stärkere Abnahme der Amplitude der Grundwelle auf die Anregung eines weiteren Koplanarleitungsmodes in Form einer Oberflächenwelle hin [117,123]. Da diese NLTL ein symmetrisches Layout





aufweist, wird die Ursache für die hier beobachteten Modenkonversion in unsymmetrischen Kontakteigenschaften einiger Dioden zu suchen sein, wobei durch Toleranzen im Herstellungsprozeß insbesondere unterschiedliche Kontaktwiderstände  $R_k$  der ohmschen Kontakte an einzelnen Dioden vermutet werden. Abschließend bleibt jedoch festzuhalten, daß alle hier beobachteten Modenkonversionen die nichtlineare Signalausbreitung auf der NLTL nur unwesentlich stören, wie die Ergebnisse zur Generation Harmonischer in Abb. 5.12 belegen.

# 5.2.1.3 Feldsondenmessungen

Zur Bestimmung der Feldverteilung innerhalb von Schaltungs- und Leitungsstrukturen kann neben dem elektrooptischen Meßverfahren auch eine als Monopol ausgebildete Feldsonde mit nachgeschaltetem Detektor eingesetzt werden [124,125]. Ein solcher Meßplatz ist im Rahmen dieser Arbeit zur zweidimensionalen Analyse elektromagnetischer Feldverteilungen auf NLTL entwickelt worden. Experimentell ist der Einsatz dieses Meßverfahrens anhand von theoretischen Vorhersagen und elektrooptischen Vergleichsmessungen bis zu Frequenzen von 60 GHz nachgewiesen [110]. Der Aufbau und die Abmessungen der für die Messungen verwendeten koaxialen Sonde ist der Abb. 5.15a zu entnehmen.



Abb. 5.15: a) Ausführung und Abmessungen der eingesetzten Feldsonde, b) Ersatzschaltbild der Sonde (siehe Text)

Da für Frequenzen bis 200 GHz die Länge der Sonde mit 266  $\mu$ m kleiner als ein Viertel der zu detektierenden Wellenlänge ist, kann das Übertragungsverhalten der Sonde durch das in Abb. 5.15b dargestellte Ersatzschaltbild in Form einer Spannungsquelle mit komplexem Innenwiderstand beschrieben werden [125-128]. Die Leerlaufspannung  $U_L$  ist hier frequenzunabhängig und wird durch die an der Sonde vorherrschende Feldstärke bestimmt. Die Elemente des komplexen Innenwiderstandes beschreiben mit  $R_V$  Verluste aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der Sonde, mit  $R_S$  den Zusammenhang zwischen abgestrahlter (bzw. empfangener) Leistung und dem Sondenstrom, sowie mit der Reaktanz  $X_A$  das kapazitive Verhalten der als offene Leitung ausgeführten Sonde [127]. Diese Ersatzschaltbildelemente sind frequenzabhängig, weisen im Frequenzbereich bis 200 GHz jedoch keine Sprung- oder Unstetigkeitsstellen auf [110]. Bei Verwendung eines geeigneten Detektors sind mit dieser Sonde daher Feldverteilungsmessungen bis zu Frequenzen



Abb. 5.16: Meßaufbau des Feldsondenmeßplatzes für den Einsatz bis 60 GHz

von 200 GHz durchführbar. Mit dem Einsatz dieser Sonde ist der in Abb. 5.16 skizzierte Meßaufbau zur Bestimmung der Feldverteilung auf NLTL entwickelt worden, der im folgenden kurz beschrieben wird. Die auf dem Probentisch liegende NLTL wird über einen Mikrowellenprober mit dem vom Syntheziser und der Spannungsquelle generierten Mikrowellensignal am Leitungseingang versorgt. Der Ausgang der NLTL kann über einen zweiten Mikrowellenprober und einen geeigneten Widerstand abgeschlossen werden. Die sich bei der Signalausbreitung über der NLTL einstellende Verteilung des elektrischen Feldes wird über die Sonde, die in drei Raumrichtungen verstellbar ist, kontaktlos aufgenommen und über einen geeigneten Mischer einem Spektrum- Analyzer zur Auswertung zugeführt. In dieser Konfiguration sind Feldverteilungsmessungen an NLTL mit einer Ortsauflösung von 12  $\mu$ m und einer Empfindlichkeit von maximal 2,5 pAm<sup>2</sup>/V durchgeführt worden (siehe auch [110]).

Mit diesem Meßverfahren wurden die Ausbreitungseigenschaften der InP-HFET-NLNL O40, einer verlängerten Ausführung der InP-HFET-NLTL O10, charakterisiert, in dem die Wellenlängen von generierten Harmonischen bis zu Frequenzen von 60 GHz bestimmt worden sind. Dazu wurden durch Reflexion am offenen Ende der Leitung aus dem Eingangssignal mit f = 7,4 GHz,  $P_{in} = 17$  dBm und  $U_0 = -1,0$  V stehende Wellen von der Grundfrequenz bis zur 8. Harmonischen erzeugt. Die Feldverteilungen der stehenden Wellen sind dann entlang des Innenleiters gemessen und ausgewertet worden. In Abb. 5.17 sind die Ergebnisse in Form des über die Frequenz aufgetragenen Phasenkoeffizienten  $\beta$  dargestellt. Weiterhin sind in dieser Abbildung die anhand von Netzwerkanalysen an der selben Leitung bestimmten Phasenkoeffizienten eingetragen ( $U_0 = -1,0$  V). Wie zu erkennen, stehen beide Ergebnisse in guter Übereinstimmung und zeigen ein in erster



Abb. 5.17: Experimentell ermittelter Phasenkoeffizient der InP-HFET-NLTL O40 in Abhängigkeit von der Frequenz (Stehwellenmessungen)

Näherung linearen Zusammenhang. Aus der Steigung der eingezeichneten Ausgleichsgraden ergibt sich  $\varepsilon_{r,eff}$  zu 14,0. Zum Vergleich liefern die in Abb. 5.12 genannten Simulationsdaten der Leitung O10, nach Einsetzen in Gleichung (3.6) einen Wert für  $\varepsilon_{r,eff}$  von 13,7. Beide Verfahren liefern also nahezu identische Ergebnisse, was einerseits deutlich die Verzögerungseigenschaft dieser nichtlinearen Leitung belegt und andererseits erneut die Anwendbarkeit des KdV-Simulators zur Beschreibung der Signalausbreitung bestätigt.

Zur Betrachtung der Feldverteilung über der gesamten NLTL O40 sind in Abb. 5.18 neben der Metallisierungsstruktur (Teilbild a) die Feldverteilungen bei der Grundfrequenz von 7,4 GHz (Teilbild b) und der dritten Harmonischen bei 22,2 GHz (Teilbild c) zweidimensional dargestellt. Wie deutlich zu erkennen, nimmt die Amplitude des Eingangssignales zur Mitte der Leitung hin ab und am Leitungsende aufgrund von Reflexionen wieder leicht zu, während die Amplitude der dritten Harmonischen zum Leitungsende hin insgesamt zunimmt. Gleichzeitig tritt durch Resonanzeffekte eine deutliche Modulation der Feldverteilung längs der Leitung auf, wobei eine Überhöhung der Amplitude am Leitungsende zu beobachten ist. Im Vergleich zur Leitungsstruktur in Abb. 5.18a fällt auf, daß sich die Felder seitlich weit über den Bereich der Leitungsmetallisierung hinaus ausdehnen und, ebenso wie in den zweidimensionalen elektrooptischen Feldverteilungsmessungen beobachtet, unsymmetrische Moden generiert werden. Dies trifft insbesondere für den Bereich am Eingang der Leitung zu, wo bei der Grundfrequenz eine leicht unsymmetrische



Abb. 5.18: Ergebnisse von Feldsondenmessungen auf der InP-HFET-NLTL O40 (P<sub>in</sub> = 17 dBm, U<sub>0</sub> = -1,0 V); a) Struktur der Leitungsmetallisierung, b) Feldverteilung bei der Grundfrequenz (7,4 GHz), c) Feldverteilung bei der dritten Harmonischen (22,2 GHz)

Feldverteilung auf der Massemetallisierung zu beobachten ist. Bei der dritten Harmonischen ist in diesem Bereich der Leitung die Unsymmetrie in der Feldverteilung deutlich stärker ausgeprägt. Zum Leitungsende hin überwiegen jedoch symmetrische Ausbreitungsmoden. Diese Beobachtungen lassen auch hier den Schluß zu, daß am Leitungsanfang einige Dioden ungleiche Kontakteigenschaften an den Ohmkontakten aufweisen, die bei der Generation von Harmonischen zu einer Konversion in unsymmetrische Koplanarleitungsmoden führen. Anhand dieser Ergebnisse ist gezeigt, daß mit diesem Meßplatz ein weiteres, kontaktloses Meßverfahren zu Bestimmung der Feldverteilung in Höchstfrequenz-Bauelementen bis in den Submillimeter-Wellenlängenbereich zur Verfügung steht. In diesem Abschnitt sind 3 Meßverfahren dargestellt worden, mit denen erstmals die nichtlineare Signalausbreitung auf InP-HFET-NLTL im Frequenzbereich experimentell nachgewiesen und analysiert wurde. Dabei liefern die unterschiedlichen Verfahren, bei Anwendung auf gleiche Leitungsstrukturen, übereinstimmende Ergebnisse, die somit verifizierbar sind. Diese Ergebnisse werden weiterhin durch die numerische Ergebnisse des KdV-Simulators belegt und weisen darauf hin, daß für die hier untersuchten NLTL die Bandbreite, mit der die Nichtlinearität aktiv zur Signalausbreitung beiträgt, 455 GHz beträgt.

Zur Bestätigung der numerisch vorhergesagten Pulskompression auf InP-HFET-NLTL reichen diese Ergebnisse jedoch nicht aus, da sie auf unabhängigen, monofrequenten Einzelmessungen beruhen und somit keine Information über die Phasenbeziehung der generierten harmonischen Signalkomponenten untereinander liefern. Zur Untersuchung der Pulskompression auf NLTL wurden daher zusätzlich Messungen im Zeitbereich durchgeführt, die im folgenden Abschnitt beschrieben und diskutiert werden.

#### 5.2.2 Messungen im Zeitbereich

In diesem Abschnitt soll, anhand von Untersuchungen der nichtlinearen Signalausbreitung im Zeitbereich, die Generation und Kompression elektrischer Impulse auf NLTL demonstriert und mit den numerischen Vorhersagen in den Kapiteln 3 und 4 verglichen werden. Insbesondere sollen die verbesserten Kompressionseigenschaften von InP-HFET-Gradienten-NLTL zur Erzeugung von Einzelimpulsen bei gleichzeitiger Unterdrückung von Nachschwingsignale nachgewiesen werden. Prinzipiell ist der elektrooptische Meßaufbau aus Abb. 5.11 auch für Zeitbereichsmessungen verwendbar. Dazu ist lediglich ein Oszilloskop an Stelle des Spektrum Analyses für die Auswertung des elektrischen Ausgangssignales der Photodiode einzusetzten und die Zeitablenkung auf eine geeignete Frequenz des elektrooptischen Mischsignales einzustellen. Die Erfahrung an dem so geänderten Meßaufbau hat jedoch gezeigt, daß die erzielten Ergebnisse nicht reproduzierbar waren. Als Ursache war eine ungenaue Phasenbeziehung zwischen dem Ausgangssignal des Modelocker Synthesizers (82 MHz) und dem vom Mikrowellen Synthesizer generierten Eingangssignal der NLTL (6-10 GHz) auszumachen, die mit den zur Verfügung stehenden Geräten, trotz PLL-Kopplung, nicht hinreichend stabil einzustellen war. Die Meßanordnung wurde daher weiter modifiziert, so daß mit dem in Abb. 5.19 dargestellten Aufbau für Zeitbereichsmessungen die Korrelationsbzw. Sampling-Meßtechnik zur Anwendung kommt.



Abb. 5.19: Elektrooptischer Meßaufbau für Messungen im Zeitbereich.

Um eine feste Phasenbeziehung zwischen dem Eingangssignal der NLTL und der periodischen Folge der optischen Abtastpulse herzustellen, wird hier - im Gegensatz zum Aufbau in Abb. 5.11 - das Eingangssignal der NLTL direkt aus den optischen Laserpulsen generiert. Dazu wird ein kleiner Teil des Laserstrahles vom Nd:YAG Laser über einen Strahlteiler ausgekoppelt, mit einem Chopper bei einer Frequenz von ca. 4 kHz moduliert und mit einer schnellen Photodiode (Bandbreite: 7 GHz) detektiert. Das Ausgangssignal der Photodiode wird anschließend mit einem Mikrowellen-Leistungsverstärker (Bandbreite: 6-18 GHz, Verstärkung 45 dB, max. Ausgangsleistung: 30 dBm) verstärkt, so daß das in Abb. 5.20 dargestellte amplitudenmodulierte Ausgangssignal mit einer Wiederholrate von 12 ns periodisch erzeugt wird. Dieses Signal weist im Bereich A eine Frequenz von 6,5 GHz und eine maximale Amplitude von 2,3 V auf und wird über einen mechanischen Phasenschieber als Eingangssignal der NLTL zugeführt. Die Einstellung der Vorspannung erfolgt dabei über eine externe Gleichspannungsquelle. Zur Messung der sich auf der NLTL entwickelnden Signalform wird bei festem Meßort mit dem Phasenschieber die Phasenlage des Eingangssignales über eine Periode kontinuierlich verändert. Das an der NLTL reflektierte optische Signal wird mit einer Germanium-pin-Diode detektiert und über einen Lock-In-Verstärker mit einem



Abb. 5.20: Periodisch erzeugte elektrische Signalform am Ausgang des 6-18 GHz Leistungsverstärkers (Wiederholrate: 12 ns, Signalfrequenz im Bereich A: 6,5 GHz)

digitalen Speicher-Oszilloskop synchron zu Position des Phasenschiebers gemessen. Die dabei am Oszilloskop anliegende Signalspannung stellt jedoch lediglich einen Relativwert dar, so daß in den Meßergbnissen die Signalspannung in willkürlicher Einheit (w.E.) angegeben wird. In dieser Konfiguration wird die Zeitauflösung der elektrooptischen Sampling-Meßtechnik im wesentlichen durch die Länge der optischen Abtastpulse und durch die Wechselwirkungszeit zwischen elektrischem und optischem Signal im Substrat bestimmt und ergibt sich hier zu 5,1 ps [104].

Mit diesem direkten elektrooptischen Abtastverfahren ist die Impulsformung auf drei NLTL, der periodischen GaAs-NLTL O20, der homogenen InP-HFET-NLTL T3c-H und der InP-HFET-Gradienten-NLTL grad-E3-H, näher untersucht worden. Zusätzlich ist im Rahmen einer Kooperation mit der RWTH Aachen an zwei dieser Leitungen auch die indirekte elektrooptische Abtasttechnik im Zeitbereich eingesetzt worden, bei der ein als Sonde ausgebildeter Lithiumtantalat-Kristall von oben auf die Leitung gedrückt wird. Dieser Kristall zeigt ebenfalls elektrooptische Eigenschaften, die über einen fokussierten Laserstrahl zur Detektion der sich im Kristall befindlichen elektrischen Felder dienen. Das indirekte Abtastverfahren bietet sich also zur Charakterisierung von Bauelementen und Schaltungen an, deren Substratmaterialien keinen elektrooptischen Effekt aufweisen (z.B. Silizium). Der verwendete Meßaufbau ermöglicht die Messung frei schwingender elektrischer Signale mit einer Bandbreite von 150 GHz, wobei die Zeitauflösung bei ca. 4 ps liegt [129]. Die wesentlichen Ergebnisse werden im Folgenden dargestellt. Zunächst sind die auf der GaAs-NLTL O20 generierten Impulsformen gemessen worden, wobei die Leitung mit einem Eingangssignal nach Abb. 5.20 bei einer Vorspannung von -0,9 V betrieben und am Ausgang über einen Mikrowellenprober mit einem Widerstand von 50  $\Omega$  abgeschlossen wurde. Eine Auswahl der an verschiedenen Orten entlang der Leitung erzielten Ergebnisse ist in Abb. 5.21 zu



Abb. 5.21: Experimentell beobachtete Impulserzeugung auf der GaAs-NLTL O20 (direktes Abtastverfahren, Ausgang mit 50  $\Omega$  abgeschlossen); Eingangssignal: f = 6,5 GHz,  $\hat{U}_{in} = 2,1$  V,  $U_0 = -0,9$  V, siehe auch Text.

sehen. Die Meßorte sind zur Orientierung in der Leitungsskizze im oberen Bildteil eingetragenen. Wie deutlich zu erkennen, wird in Ausbreitungsrichtung aus dem bei m = 1 noch weitgehend unveränderten Sinussignal über eine charakteristische Dreieckswelle bei m = 10 eine Schockwelle bei m = 14 erzeugt. Diese Schockwelle weist die kürzeste auf dieser NLTL beobachtete 10-90 % Fallzeit von 6,1 ps auf. Weitere Messungen mit unterschiedlichen Vorspannungen haben gezeigt, daß die Generation von Schockwellen auf der NLTL O20 immer über Dreieckswellen im mittleren Bereich der Leitung erfolgt und die generierten Schockwellen zwischen m = 14 und m = 18 jeweils ihre maximale Aufsteilung zeigen. Diese charakteristische Signalausbreitung ist auf Reflexionen am Anfang und Ende der Leitung zurückzuführen, welche stark frequenzabhängige Resonanzen bewirken. Somit findet eine konstruktive Überlagerung der harmonischen Signalkomponenten nur an bestimmten Orten auf der Leitung statt, wobei durch erhöhte Amplituden optimale Ergebnisse im Bereich von der dritten bis zur sechsten Diode vor dem Leitungsende erreicht werden (siehe z.B. auch Abb. 5.12).

Mit dem indirekten Abtastverfahren ist auf dieser NLTL, unter Optimaleinstellung von Frequenz und Amplitude des Eingangssignales sowie der Wahl eines geeigneten Meßortes, das in Abb. 5.22 dargestellte Ergebnis erzielt worden. Die führende Schockfront der bei m = 18 gemessene Impulsform weist eine minimale Fallzeit von 6,7 ps bei einer Amplitude von 1,3 V auf. Im weiteren Signalverlauf ist im Bereich von 10 ps bis 30 ps auf der Zeitskala ein weiterer Impuls zu erkennen, der im Abstand von 40 ps der führenden Schockfront folgt. Weitere Messungen an diesem



Abb. 5.22: Impulserzeugung auf der GaAs-NLTL O20 (indirektes Abtastverfahren, Ausgang mit 50  $\Omega$  abgeschlossen); Eingangssignal: f = 7,9 GHz,  $P_{in} = 21$  dBm,  $U_0 = -1,0$  V

Meßort haben aber ergeben, daß die gemessene Impulsform, sowohl von der Position des zwischen der 17. und 19. Diode aufgedrückten Kristalles (Kontaktfläche: 200  $\mu$ m × 200  $\mu$ m) als auch vom Einstrahlort des Laserstrahles innerhalb des Kristalles abhängt. Ein Kristall dieser Größenordnung hat durch die Änderung der relativen effektiver Permittivität am Meßort einen deutlich meßbaren Einfluß auf die Signalausbreitung der koplanaren Leitung, wie in [8,130] dargestellt. Insbeson-dere durch zusätzlich auftretende Reflexionsebenen wird daher der im Bereich der ansteigenden Flanke zusätzlich beobachtete Impuls auf den Einfluß dieses indirekten Meßsystems zurückgeführt.

Auf nahezu identisch strukturierte GaAs-NLTL sind in der Literatur generierte Impulsformen mit Fallzeiten von 6,5 ps angegeben [17], so daß ein Vergleich mit den hier experimentell ermittelten Fallzeiten eine recht gute Übereinstimmung zeigt. Ebenso stimmen die in Abb. 5.21c und Abb. 5.22 dargestellten Schockfronten gut mit dem Simulationsergebnis in Abb. 4.5b überein. Daraus sind drei wesentliche Schlußfolgerungen zu ziehen: So ist erstens nachgewiesen, daß die direkte elektrooptische Korrelations-Meßtechnik nach Abb. 5.19 zur Zeitbereichsmessung von Transienten im Picosekundenbereich geeignet ist. Zweitens ist auch hier die Signalausbreitung auf der Leitung in zufriedenstellender Weise durch den KdV-Simulator beschrieben, und drittens ist gezeigt, daß sowohl der Entwurf, die technische Umsetzung und die technologische Herstellung von NLTL beherrscht wird.

In einer weiteren Meßreihe wurde die nichtlineare Wellenausbreitung auf einer homogenen InP-HFET-NLTL untersucht. Die im oberen Teil der Abb. 5.23 skizzierte Leitung T3c-H besitzt einen 1,5 mm langen aktiven Bereich mit den in Tabelle 5.1 genannten Leitungsdaten. Die Leitung ist am Eingang über einen Taper und mit dem Mikrowellen-Synthesizer und am Ausgang mit einer 5 mm langen 50  $\Omega$ -Koplanarleitung verbunden. Dabei ist der schraffiert gekennzeichnete aktive Bereich sowohl durch den Synthesizer als auch durch die mit starker Dämpfung behaftete Koplanarleitung mit einer Impedanz von ca. 50  $\Omega$  abgeschlossen. Bis auf den aktiven Bereich befinden sich alle Metallisierungen der Leitung T3c-H auf isolierendem InP-Substrat.

Die Impulsformung entlang der mit -0,9 V vorgespannten Leitung ist den Abbildungen. 5.23a bis c zu entnehmen. Aus dem eingespeisten Signal (f = 6,5 GHz;  $\hat{U}_{in} = 2,1$  V) entwickelt sich, über eine schwach ausgeprägte Impulsformung am Anfang des aktiven Bereiches, wiederum ein charakteristisches Signal in Form eines



Abb. 5.23: Impulsformung auf der homogenen InP-HFET-NLTL T3c-H (direktes Abtastverfahren); Eingangssignal: f = 6,5 GHz,  $\hat{U}_{in} = 2,1$  V,  $U_0 = -0,9$  V

auf dem Kopf stehenden Dreiecks. Diese Dreieckform belegt, daß auch diese InP-HFET-NLTL bis zu hohen Frequenzen eine Nichtlinearität aufweist. Dennoch ist die Impulsformung im aktiven Bereich der Leitung nur schwach ausgeprägt, da aufgrund des hohen Kapazitätsbelages der Wellenwiderstand gering ist  $(re(\underline{Z}_N) = 3 \Omega \text{ für } U_0 = -0.9 \text{ V}$ , s.a. Kapitel 3) und somit die Signalamplitude und demzufolge auch die nichtlineare Wechselwirkung auf der Leitung klein bleiben. Durch diese Fehlanpassung treten zusätzlich starke Reflexionen an den Übergängen vom aktiven zum nicht aktiven Bereich der Leitung auf, die eine konstruktive Überlagerung der generierten Harmonischen verhindern, so daß mit dem hier fest vorgegebenen Eingangssignal keine nennenswerte Aufsteilung von Schockfronten auf der Leitung zu beobachten war. Für die Durchführung dieser Meßreihe mußten die optischen Abtastpulse direkt in die Sperrschicht des Schottkykontaktes unterhalb des Innenleiters eingestrahlt werden, was eine deutliche Änderung des Sperrstromes von -10 mA auf ca. -90 mA ( $U_0 = -0.9$  V) zur folge hatte. Die Ursache ist in den zusätzlichen in der Raumladungszone generierten Ladungsträgern zu suchen, welche die Signalausbreitung auf der NLTL, nach den Ergebnissen aus Abb. 5.12, in einer bisher nicht näher untersuchten Weise zusätzlich beeinflussen.

Bei der Anwendung des indirekten elektrooptischen Meßplatzes konnte jedoch das Eingangssignal soweit so optimiert werden, daß auf der Leitung T3c-H am Ende des aktiven Bereiches die in Abb. 5.24 dargestellte Signalform detektiert wurde. Mit einer Frequenz des Eingangssignales von 8,1 GHz, einer Leistung von 25 dBm und einer Vorspannung von -1,3 V wird nun eine Schockfront mit einer 10-90 % Fallzeit von 10 ps und einer Amplitude von 2,0 V erzeugt. Bei dieser Messung ist neben der Schockfront ein weiterer Impuls im Bereich von 0 ps bis 20 ps auf der Zeitskala zu beobachten, der im Abstand von 32 ps der Schockfront folgt. Auch dieser zusätzlich



Abb. 5.24: Impulserzeugung auf der homogenen InP-HFET-NLTL T3c-H (indirektes Abtastverfahren); Eingangssignal: f = 8,1 GHz,  $P_{in} = 25$ dBm,  $U_0 = -1,3$  V

Dennoch zeigt dieses Ergebnis, daß zur Erzeugung von Schockwellen prinzipiell auf eine periodische Strukturierung der NLTL verzichtet werden kann, was einen verringerten Aufwand für den Entwicklungs- und Herstellungsprozeß bedeutet. Um eine effektive Impulsformung zu erreichen, ist jedoch eine geeignete niederohmige Impedanzanpassung an den Leitungsenden vorzusehen. Dies wird ohne weiteres möglich sein, wenn in einem zukünftigen Bauelement sowohl der Signalgenerator am Eingang der Leitung als auch die Anschlußelemente am Ausgang der Leitung mit der homogenen NLTL monolithisch integriert sind. Innerhalb dieses Bauelementes kann dann auf den üblichen Wellenwiderstand von 50  $\Omega$  verzichtet werden.

Bedeutende Ergebnisse liefern die experimentellen Untersuchungen zur Pulskompression auf einer InP-HFET-Gradienten-NLTL nach Abb. 3.6. Mit Hilfe eines geeigneten, von Herrn D. van der Weide zur Verfügung gestellten Maskensatzes sind mehrere solcher Gradienten-NLTL im InP-HFET-System hergestellt worden. Eine Aufsicht der im Folgenden näher betrachteten InP-HFET-Gradienten-NLTL grad-E3-H ist im oberen Teil der Abb. 5.25 zu sehen.

Vom Eingang zum Ausgang der in Form eines Mäanders strukturierten NLTL nehmen in jeder Periode die Leitungsinduktivität L und die Diodenkapazität  $C_0$  nach den Angaben in Abb. 3.6 exponentiell ab, so daß diese Leitung mit 46 Dioden eine Länge von ca. 12 mm erreicht. Die zur Verbindung der einzelnen Dioden eingesetzten Koplanarleitungen haben dabei ein Verhältnis in den Querabmessungen von s/d = 0,15. In Ausbreitungsrichtung ist weiterhin in vier Bereichen die Querabmessung d auf ein solches Maß reduziert, so daß die Längen der einzelnen Koplanarleitungen in der Regel größer als d sind. Die Kapazitäten der InP-HFET-Dioden sind über die Wahl geeigneter Kontaktflächen eingestellt, wobei die ersten 30 Dioden als Doppeldioden mit einer Kontaktstruktur in Form von Fingerkontakten ausgeführt sind (vergleiche auch Abb. 4.10). Die übrigen Dioden entsprechen in ihrer Kontaktanordnung dem in Abb. 4.9 gezeigten Aufbau. Am Ausgang ist die Leitung grad-E3-H über eine offenes Ende kapazitiv abgeschlossen. Der Realteil des Kleinsignalwellenwiderstandes liegt bei ca. 30  $\Omega$  und die Gesamtdämpfung der Leitung ist, bei einer Vorspannung von  $U_0 = -1,0$  V, zu 10 dB abgeschätzt.



Abb.5.25: Pulskompression auf der InP-HFET-Gradienten-NLTL grad-E3-H (direktes Abtastverfahren); Eingangssignal: f = 6,5 GHz,  $\hat{U}_{in} = 3,5$  V,  $U_0 = -1,0$  V; Für die entsprechenden Meßorte sind weiterhin die Simulationsergebnisse nach Abb. 3.7 eingetragen.

Mit der direkten elektrooptischen Korrelations-Meßtechnik sind die Kompressionseigenschaften dieser Leitung systematisch untersucht worden. Bei einer Frequenz des Eingangssignales von 6,5 GHz und einer Amplitude von 2,3 V sind an den in Abb. 5.25 gekennzeichneten Orten die in den Teilbildern (a) bis (d) dargestellten Ergebnisse erzielt worden. Deutlich ist zu erkennen, wie sich aus einer Periode des sinusförmigen Eingangssignales bei m = 7 zunächst eine Schockfront ausbildet (Fallzeit: 16 ps), die sich bei m = 11 weiter aufsteilt (Fallzeit: 10 ps) und bei m = 15 eine Fallzeit von 6 ps erreicht. Anschließend entwickelt sich aus dieser Schockwelle bei m = 15 ein einzelner Impuls, der bei m = 31 eine Halbwertsbreite von ca. 10 ps und eine Fallzeit von 5 ps aufweist. Trotz des Rauschanteils in der gemessenen Signalspannung von ca. 12 % ist diesen Ergebnissen weiterhin zu entnehmen, daß zusätzlich generierte Impulsformen nur kleine Amplituden aufweisen und so unerwünschte Nachschwingsignale auf dieser Gradienten-NLTL wirkungsvoll unterdrückt sind.

Auf weitere Messungen zum Leitungsende hin wurde verzichtet, da es in diesem fein strukturierten Bereich der Leitung (Diodenabstand: 20  $\mu$ m), trotz Einstrahlung in passive Bereiche der Leitung unterhalb des Innenleiters, zu einer Verzehnfachung des Sperrstomes auf -250 mA kam ( $U_0 = -1,0$  V). Die zusätzliche Einspeisung des Mikrowellensignales führte dann in Vergleichsleitungen zur Zerstörung einzelner Dioden. Es wird daher vermutet, daß es aufgrund der hohen optischen Leistung der Laserpulse in Verbindung mit einer Lichtstreuung an Streuzentren im durchstrahlten Bereich des Substrates zur Generation von Ladungsträgern in den Raumladungszonen benachbarter Dioden kommt.

Da die am Ort (d) gemessene Fallzeit in der Größenordnung der optischen Abtastpulse liegt, darf aufgrund der Korrelationsmessung entfaltet werden. Unter Annahme, daß die Einhüllende eines jeden optischen Abtastpulses eine gaußförmige Impulsform aufweist ergibt sich für diese Fallzeit ein Wert von 3,6 ps! Das ist ein Wert, der entsprechend der Zielsetzung deutlich unter der Marke von 5 ps liegt.

Die durch Reflexion am offenen Ende der Leitung rücklaufenden Wellen beeinflussen die Signalausbreitung nur unwesentlich, da sie aufgrund der Leitungsverluste und der speziellen Filtereigenschaften der Gradienten-NLTL stark gedämpft werden. Aus diesem Grund kann die auf dieser Leitung experimentell beobachtete Signalausbreitung direkt mit den numerischen Ergebnissen des KdV-Simulators nach Abb. 3.6 verglichen werden. In den Teilbildern (a) bis (d) der Abb. 5.25 sind dazu jeweils die für diese Meßorte berechneten Simulationsergebnisse in Form der grauen Linien eingezeichnet, wobei am Ort (a) die berechneten an die gemessenen Signalamplituden angeglichen wurden. Man erkennt, daß die experimentell beobachtete Aufsteilung der Schockfront und die Entwicklung eines Einzelimpulses gut durch die numerischen Berechnungen vorhergesagt wird, so daß insgesamt die Signalausbreitung auf der NLTL grad-E3-H in zufriedenstellender Weise beschrieben ist. Aufgrund dieser Tatsache wird daher auch insbesondere vermutet, daß die Amplitude der generierten Impulse - entsprechend der Simulation – in einer Größenordnung von etwa einem Volt liegt, was ebenfalls der Zielsetzung entsprechen würde. Für die Anwendung des KdV-Simulators sind aus diesen Ergebnissen daher zwei Schlußfolgerungen abzuleiten: Zum einen sind die grundlegenden physikalischen Mechanismen der nichtlinearen Signalausbreitung auf NLTL in der Theorie des KdV-Simulators berücksichtigt. Zum anderen hat sich hier der Einsatz des KdV-Simulators im Rahmen der Entwicklung von InP-HFET-Gradienten-NLTL mit verbesserten Kompressionseigenschaften bewährt.

Zusammenfassend haben die Messungen im Frequenz- und Zeitbereich, sowie die Vergleiche zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen folgende, wesentliche Eigenschaften insbesondere von InP-HFET-NLTL ergeben:

- Der Einsatz von InP-HFET-Dioden in NLTL führt zu einer verstärkten Nichtlinearität in der Leitung, so daß im Vergleich zu entsprechenden GaAs-NLTL insgesamt kürzere Bauelementlängen erzielt werden können. Unter Voraussetzung gleicher Dämpfungskoeffizienten werden dadurch die Leitungsverluste deutlich reduziert.
- Die verstärkten Nichtlinearitäten sind mit einer Bandbreite von über 450 GHz bei der Impulsformung auf den Leitungen wirksam, so daß Schockwellen bzw. Impulsformen entstehen, deren Flanken minimale Fallzeiten von weniger als 5 ps aufweisen.
- Ferner bewirken nicht ganz zu vermeidende Reflexionen an den Leitungsenden stark frequenzabhängige Resonanzen, die zusätzlich optimale Kompressionsergebnisse liefern. Auf der NLTL führen diese Resonanzen zu erhöhten Amplituden mit einer örtlich modulierten Verteilung und verstärken somit die wirksame effektive Nichtlinearität an bestimmten Orten in der Leitungsstruktur.
- Die KdV-Simulation beschreibt die nichtlineare Signalausbreitung auf NLTL unter Einfluß von Nichtlinearität, Dispersion und Verlusten in zufriedenstellender Weise. Insbesondere liefert die anhand von Simulationsergebnissen optimierte

Gradienten-NLTL grad-E3-H Signalformen, wie sie numerisch vorhergesagt sind. So ist die Entstehung von Schockwellen und die weitere Kompression zu nadelförmigen Impulsen auch experimentell nachzuvollziehen, wobei diese Leitung steilste Flanken mit Fallzeiten von 3,6 ps liefert. Ferner ist nachgewiesen, daß auf dieser Leitung nur ein Impuls pro Periode des Eingangssignales generiert wird, was nach den Simulationsergebnissen auch zu erwarten ist.

Insgesamt ist daher festzuhalten, daß unter Anwendung des Konzeptes der Gradienten-NLTL und dem Einsatz von neuartigen InP-HFET-Dioden die Pulskompression auf NLTL im Sinne der Zielsetzung dieser Arbeit optimiert und in wesentlichen Punkten experimentell nachgewiesen wurde. Mit einer Gradienten-NLTL auf InP-Basis, wie z.B. der Leitung grad-E3-H, steht damit ein Hochfrequenz-Wanderwellenbauelement zur Verfügung, das hinreichend kurze elektrische Impulse liefert und so z.B. für den Aufbau eines On-Wafer-Zeitbereichsmeßplatzes (wie in [131,132] beschrieben) geeignet ist. Mit dem Einsatz einer derartigen NLTL würde ein solcher Meßplatz eine Bandbreite von deutlich über 100 GHz erreichen.