3 Simulation der Signalausbreitung auf nichtlinearen Leitungen

Für die gezielte Entwicklung nichtlinearer Leitungen, die zu Zwecken der Pulskompression eingesetzt werden sollen, ist es notwendig die Signalausbreitung auf NLTL zu verstehen und mit geeigneten Modellen beschreiben zu können. Dazu wird im Folgenden ein nichtlineares Simulationsmodell dargestellt, das auf einer bekannten Feldgleichung, der generalisierten Korteweg-de Vries-Gleichung beruht und erstmals zur Berechnung der Signalausbreitung auf NLTL im Höchstfrequenzbereich eingesetzt wird. In diesem Modell werden unabhängig voneinander die Einflüsse von Nichtlinearität, Filterstruktur und Leitungsverluste auf die Signalausbreitung berücksichtigt, so daß dieses Modell ideal für die Synthese von NLTL zur Pulskompression geeignet ist. Basierend auf einem geeigneten Ersatzschaltbild zur Beschreibung der NLTL wird zunächst die Wellengleichung hergeleitet und das numerische Lösungsverfahren aufgezeigt. Danach werden die wesentlichen Simulationsergebnisse zur Impulserzeugung auf NLTL veranschaulicht wobei für alle Berechnungen als Eingangssignal eine sinusförmige Wechselspannung mit einer Frequenz im GHz-Bereich gewählt wurde, um eine entsprechend hohe Pulswiederholfrequenz am Ausgang der NLTL zu erreichen. Folgende Zielsetzung steht dabei im Vordergrund:

1. Es soll nur ein Impuls pro Periode des harmonischen Eingangssignales auf der NLTL erzeugt werden.

2. Das Ausgangssignal soll jeweils nach dem Hauptimpuls keine weiteren Nachschwingsignale aufweisen.

3. Weiterhin sind für NLTL neue Verfahren zu Pulskompression im Millimeterwellenbereich aufzuzeigen. Es handelt sich hierbei speziell um

– das Verfahren der papametrischen Verstärkung,

– den Einsatz von Resonanten Tunneldioden in NLTL und

– die Anwendung einer Nichtlinearität, nach dem Prinzip eines sättigbaren Absorbers.

Für einige NLTL ist zusätzlich zur numerischen auch eine analytische Behandlung der Signalausbreitung möglich (siehe z.B. [13]), worauf an entsprechender Stelle in diesem Kapitel gesondert eingegangen wird.

3.1. Simulationsmodell

Das in dieser Arbeit verwendete Simulationsmodell beruht auf einer Beschreibung der NLTL aus Abb. 2.1 in Form geeigneter Ersatzschaltbilder [12]. In Abb. 3.1a ist zunächst für ein Leitungsstück der Länge p (siehe Abb. 2.1) das diskrete T-Ersatzschaltbild dargestellt. Hier sind die Induktivität und die ohmschen Verluste der Hochfrequenzleitung durch die Elemente *L* und *R* berücksichtigt und die in Sperrichtung betriebene Schottkydiode, für den hier betrachteten Hochfrequenzbereich, durch eine Serienschaltung von spannungsabhängiger Sperrschichtkapazität *C(U)* und Bahnleitwert *G*. Die gesamte periodische NLTL nach Abb. 2.1 wird nun

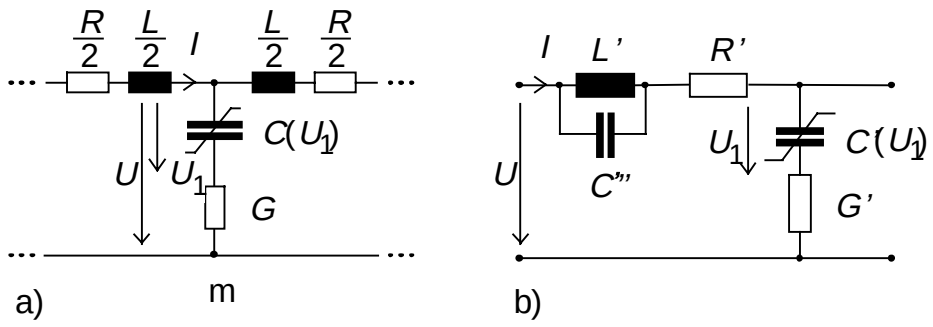

Abb. 3.1: Ersatzschaltbild der NLTL mit diskreten Elementen (a) und mit verteilten Elementen (b)

durch die Aneinanderkettung mehrerer solcher, auch als Zellen bezeichneter Ersatzschaltbilder repräsentiert, was in Abb. 3.1a durch Wiederholungspunkte angedeutet ist. Die einzelnen Zellen sind dabei mit dem Zählindex *m* vom Anfang zum Ende der Leitung durchnumeriert. Unter Vernachlässigung der resistiven Elemente führt die Aneinanderkettung derartiger Zellen zu einem Ersatzschaltbild in Form eines *L*-*C*-Kettenleiters mit Tiefpaß-Filtercharakteristik, dessen Kleinsignalgrenzfrequenz wie folgt gegeben ist:

$$\omega_c = 2\sqrt{L C_0}^{-1} \tag{3.1}$$

Zur Herleitung der Wellengleichung des hier verwendeten Simulationsmodelles wird nun angenommen, daß bei der Wellenausbreitung auf der NLTL die Wellenlängen der aller auftretenden Wellen groß gegen die Periodenlänge *p* (Abb. 2.1) sind. Dann läßt sich im Sinne einer Kontinuumsnäherung das Ersatzschaltbild mit verteilten Elementen nach Abb. 3.1b zur Beschreibung der nichtlineare Wellenausbreitung auf der gesamten NLTL nutzen [34].

In diesem Ersatzschaltbild wird die Induktivität, der Längswiderstand, sowie die spannungsabhängige Kapazität und der Bahnleitwert der Leitung durch die entsprechenden Leitungsbeläge $L' = L/p$, $R' = R/p$, $C'(U) = C(U)/p$ und $G' = G/p$ beschrieben. Die Tiefpaß-Filtercharakteristik wird ferner durch einen L'-C''-Parallelresonanzkreis berücksichtigt, wobei $C'' = C \cdot p$ eine längenbezogene Kapazität darstellt und so zu wählen ist, daß $L'C'' = (3\omega_c^2)^{-1}$ entspricht. Bei Kenntnis der geometrischen Länge p lassen sich die Leitungsbeläge in Werte für konzentrierte Elemente umrechnen und umgekehrt.

Aus diesem Ersatzschaltbild erhält man nach einigen Umformungen folgende Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - L'C'(U_1)\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -L'C''\frac{\partial^4 U}{\partial x^2 \partial t^2} - \frac{C'(U_1)}{G'}\frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + R'C'(U_1)\frac{\partial U}{\partial t} \tag{3.2}$$

Zur Vereinfachung dieser Gleichung wird zunächst die Nichtlinearität in Form der Funktion g(U) vom Kapazitätsbelag C' separiert, wobei g(U) die Spannungsabhängigkeit von C' um den als konstant angenommenen Kapazitätsbelag C_0' beschreibt [34]:

$$C'(U) = C_0'(1 - \mathrm{g}(U)) \tag{3.3}$$

(C_0' ist dabei durch die Vorspannung U_0 fest vorgegeben.) Unter den weiteren Annahmen, daß die Nichtlinearität schwach ist ($|\mathrm{g}(U)| << 1$) und die Verluste nur eine kleine Störung der Signalausbreitung darstellen ($R' < \omega L'$, $\omega C_0' < G'$), also die Änderung der Signalform entlang der Leitung bezogen auf die Wellenlänge klein ist, geht Gleichung (3.2) über in:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{v_0^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = & -\frac{\left(1 - C'(U)/C_0'\right)}{2v_0^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - L'C''\frac{\partial^4 U}{\partial x^2 \partial t^2} \\ & - \frac{C_0'}{G'}\frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} + \frac{1}{v_0^2}\frac{R'}{L'}\frac{\partial U}{\partial t}\end{aligned} \tag{3.4}$$

wobei $v_0 = (L'C_0')^{-1/2}$ die Kleinsignalphasengeschwindigkeit darstellt. Zur weiteren Vereinfachung dieser Gleichung wird im nächsten Schritt das (x,t)-Laborsystem in ein sich mit der Geschwindigkeit v_0 längs der Leitung mitbewegendes Koordinaten-

system transformiert. Mit $x' = x/2v_0$ und $t' = t - x/v_0$ läßt sich durch Integration über t' die folgende, als **generalisierte Korteweg-de Vries-Gleichung (**kurz G-KdV-Gleichung) bekannte, nichtlineare Feldgleichung herleiten [12,62]:

$$\frac{\partial U}{\partial x'} = \left(1 - \frac{C'(U)}{C_0'}\right)\frac{\partial U}{\partial t'} + L'C''\frac{\partial^3 U}{\partial t'^3} - \frac{R'}{L'}U + \frac{C_0'}{G'}\frac{\partial^2 U}{\partial t'^2} \qquad (3.5)$$

In dieser Gleichung stellen die Vorfaktoren der vier rechten Summanden den Nichtlinearitätsparameter $g(U) = 1 - C'(U)/C_0'$, den Filerparameter $L'C''$, den frequenzunabhängigen Verlustparameter R'/L' und den frequenzabhängigen Verlustparameter C_0'/G' dar. Die Frequenz $\omega_g = G'/C_0'$ wird dabei als Grenzfrequenz, mit der die durch die Dioden eingebrachte Nichtlinearität bei der Signalausbreitung auf der NLTL wirksam ist, interpretiert. Gleichung (3.5) beschreibt also die örtliche Entwicklung der Signalform auf einer NLTL, wobei der Einfluß von Nichtlinearität und den Filter- und Verlusteigenschaften unabhängig voneinander berücksichtigt ist. Mit der Bearbeitung von Gleichung (3.4) werden daher im folgenden die verschiedenen physikalischen Effekte bei der Pulskompression auf NLTL getrennt und z.T. auch analytisch [13] untersucht. Zu beachten ist dabei, daß die Wellenausbreitung in einer Ausbreitungsrichtung beschrieben wird und, bedingt durch die Koordinatentransformation, etwaige Reflexionen an Leitungsinhomogenitäten oder an den Leitungsenden, vernachlässigt werden.

Für die wechselwirkungsfreie Wellenausbreitung im Kleinsignalbetrieb ($C'(U) = C_0' =$ const.) wird der Wellenausbreitungskoeffizient $\underline{\gamma} = \alpha + j\beta$ anhand der Gleichung (3.4) und dem Ansatz einer harmonischen Welle bestimmt. Er ergibt sich nach [58] zu:

$$\underline{\gamma} = \frac{1}{v_0}\left(\frac{1}{2}\left(\frac{R'}{L'} + \frac{C_0'}{G'}\omega^2\right) + j\left(\omega + \frac{1}{2}L'C''\omega^3\right)\right) \qquad (3.6)$$

Man erkennt eine kubische Abhängigkeit des Phasenkoeffizienten β von der Frequenz ω, und der Dämpfungskoeffizient α weist neben einem frequenzunabhängigen auch einen von der Frequenz quadratisch abhängigen Anteil auf. Für schwache Verluste und Frequenzen deutlich kleiner als die Tiefpass-Grenzfrequenz ω_C (d.h. C'' ist zu vernachlässigen) wird der komplexe Wellenwiderstand der NLTL $\underline{Z}_N$ rein reell und ergibt sich zu:

$$Z_N = \sqrt{L'/C_0'} \tag{3.7}$$

Da die Kapazität C_0' von der Wahl der Vorspannung U_0 abhängig ist, ist auch Z_N von der Vorspannung abhängig, so daß der Kleinsignalwellenwiderstand der NLTL durch Einstellung des Arbeitspunktes variiert werden kann. Die Gleichungen (3.6) und (3.7) dienen insbesondere in Kapitel 5 als Diskussionsgrundlage zur Charakterisierung technisch hergestellter NLTL.

Die numerische Behandlung der G-KdV-Gleichung führt zu einem neuartigen Simulationsmodell zur Beschreibung der nichtlinearen Signalausbreitung auf NLTL bis in den Millimeterwellenbereich. Dieses Modell wird in dieser Arbeit schwerpunktmäßig eingesetzt und im Folgenden als **KdV-Simulator** bezeichnet. Numerische Lösungen von Gleichung (3.5) werden durch Anwendung eines Finiten-Differenzen Schemas mit zentralen Differenzen erzielt. Dazu werden zunächst die Orts- und Zeitachse entsprechend dem in Abb. 3.2 dargestellten Schema diskretisiert, wobei die Laufindizes für den Ort mit j und für die Zeit mit i bezeichnet sind. k und h stehen hier für die Schrittweiten von Ort und Zeit.

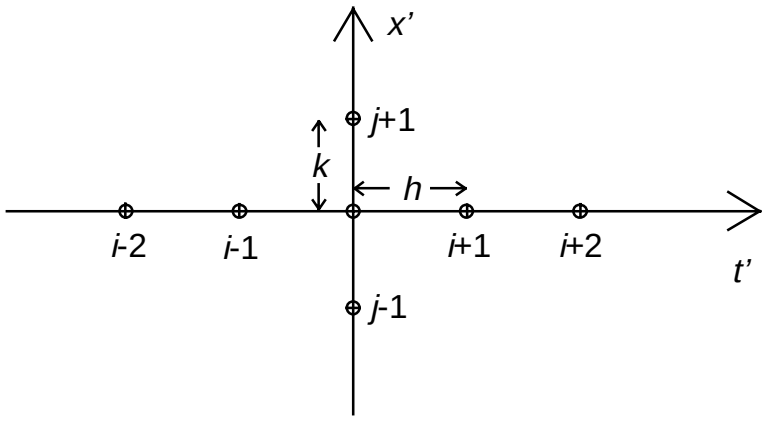

Abb. 3.2: Diskretisierungsschema der Ortsachse x' und der Zeitachse t' für die numerische Lösung der Gleichung (3.5).

In diesem Schema ist der Wert für die Spannung $U(x',t')$ am Ort $j \cdot k$ und zur Zeit $i \cdot h$ durch U_i^j dargestellt. Zur Bestimmung der Schrittweiten für Ort und Zeit wird das Stabilitätskriterium nach [63] herangezogen, das für eine **lineare** Gleichung dieser Art entwickelt wurde:

$$\frac{k}{h^3} \leq \frac{1}{4L'C''+h^2\left|U_{\max}\right|} \tag{3.8}$$

$|U_{\max}|$ ist dabei der maximale Betrag der während der Berechnung auftretenden Spannung U_i^j. Im nächsten Schritt werden die Differentiale der Gleichung (3.5) durch Differenzen mit den Schrittweiten k und h ersetzt, wobei man in Anlehnung an [64] folgende nichtlineare Iterationsgleichung für die Signalspannung U_i^j erhält [65]:

$$U_i^{j+1} = \left\{ U_i^{j-1} + \delta \frac{\left(U_{i+1}^j + U_i^j + U_{i-1}^j\right)}{3} \frac{k}{h}\left(U_{i+1}^j - U_{i-1}^j\right) \right.$$

$$+ \frac{L'C''k}{h^3}\left(U_{i+2}^j - 2U_{i+1}^j + 2U_{i-1}^j - U_{i-2}^j\right) - \frac{2R'k\left(U_{i+1}^j + U_i^j + U_{i-1}^j\right)}{3L'}$$

$$\left. + \frac{2C_0'k}{G'h^2}\left(U_{i+1}^j - U_i^{j-1} + U_{i-1}^j\right) \right\} \left(1 + \frac{2C_0'bk}{G'h^2}\right)^{-1} \tag{3.9}$$

In dieser Iterationsgleichung ist zur besseren Übersicht die Nichtlinearität mit $g(U) = \delta U$ berücksichtigt. Da in üblichen Rechnersystemen der zu Verfügung stehende Speicherplatz in der Regel begrenzt ist, ist es für die Anwendung dieser Iterationsgleichung zweckmäßig periodische Randbedingungen für die diskretisierte Zeitachse zu berücksichtigen. Weiterhin hat die Erfahrung gezeigt, daß durch die Einführung von Mittelwerten für die Spannung U_i^j eine zusätzliche Stabilisierung bei der iterativen Berechnung zur Lösung von Gleichung (3.9) erreicht wird. Dazu sind im zweiten und vierten Summanden der geschweiften Klammer das arithmetische Mittel benachbarter Werte auf der Zeitachse und im fünften Summanden das arithmetische Mittel benachbarter Werte auf der Ortsachse eingesetzt worden, siehe auch [65]. Zusammen mit einer Übererfüllung des Stabilitätskriteriums nach Gleichung (3.8) um den Faktor 1000 lassen sich so stabile Rechnungen mit über fünf Millionen Iterationen durchführen. Zur Verringerung der Rechenzeit wird die Schrittweite der Diskretisierung in Ort und Zeit an die jeweils aktuelle Signalform folgendermaßen angepaßt. Über- oder unterschreitet die Spannungsdifferenz $U_{i+1}^j - U_i^j$ jeweils einen geeignet gewählten Spannungsbetrag wird die Schrittweite durch Interpolation der aktuellen Signalform entsprechend verdoppelt oder halbiert.

Zum Start einer Rechnung kann die Gleichung (3.9) nicht ohne weiteres angewendet werden, da für den ersten Iterationsschritt mit $j = 0$ die Werte U_i^{j-1} nicht definiert sind. Statt dessen wird eine Anlaufrechnung nach dem Vorwärtsdifferenzenschema, wie z.B. in [66] dargestellt, durchgeführt.

Mit diesem Simulationsmodell wurden anhand zahlreicher Rechnungen die Signalausbreitung auf NLTL unter Einfluß von Nichtlinearität, Filtereigenschaften und der Wirkung von Verlusten z.T. getrennt untersucht und die Kompressionseigenschaften im Sinne der Zielsetzung optimiert. Um die erzielten Ergebnisse, die im nächsten Abschnitt ausführlich erläutert werden, zu verifizieren, wurden Vergleichsrechnungen mit einem weiteren Zeitbereichs-Simulationsverfahren durchgeführt, das von Herrn U. Effing im Fachgebiet für Angewandte und Theoretische Elektrotechnik an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg entwickelt wurde. Dieses Verfahren ist ebenfalls aus der Beschreibung der NLTL in Form eines diskreten Ersatzschaltbildes nach Abb. 3.1a abgeleitet und berechnet für jede Zelle m den Strom I_m und die Spannung U_m. Zusätzlich werden mit diesem Verfahren die Einflüsse der Abschlußimpedanzen am Eingang und Ausgang der NLTL auf die Signalausbreitung berücksichtigt, wobei die Wirkung von Nichtlinearität, Tiefpass-Filter und Verlusten abhängig voneinander beschrieben werden. Ausführliche Behandlungen der numerischen Methoden dieses Simulationsverfahrens sind in [67,68] zu finden.

3.2 Impulserzeugung und -kompression

Durch Anwendung des KdV-Simulators soll nun im Folgenden die Erzeugung und Kompression von Impulsen auf NLTL anhand ausgewählter Beispiele verdeutlicht werden. Dazu wird zunächst die Signalausbreitung auf verlustfrei angenommenen NLTL dargestellt, woraus erste Schritte zur Optimierung der Pulskompression auf NLTL abgeleitet werden. In einem zweiten Schritt werden dann entsprechende Verluste bei der Berechnung der Impulsformung berücksichtigt, um endgültige Ergebnisse zu erzielen. Anhand von Vergleichsrechnungen mit dem zweiten Zeitbereichs-Simulationsverfahren werden abschließend die wesentlichen Ergebnisse verifiziert.

Für alle Berechnungen in diesem Abschnitt wird die Nichtlinearitätsfunktion $g(U) = 1 - C'(U)/C_0'$ verwendet, wobei die Spannungsabhängigkeit der normierten Kapazität von InP-HFET-Dioden mit:

$$\frac{C'(U)}{C_0'} = 4{,}1 \arctan(20\,\mathrm{V}^{-1} \cdot U + 16) + 6{,}4 \qquad (3.10)$$

in genäherter Form durch eine mathematische Funktion an experimentelle Ergebnisse angeglichen wird (s. a. Kapitel 5). In Abb. 3.3 sind die Funktionswerte der Gleichung (3.10) für den Spannungsbereich von -3 V bis 0,5 V dargestellt.

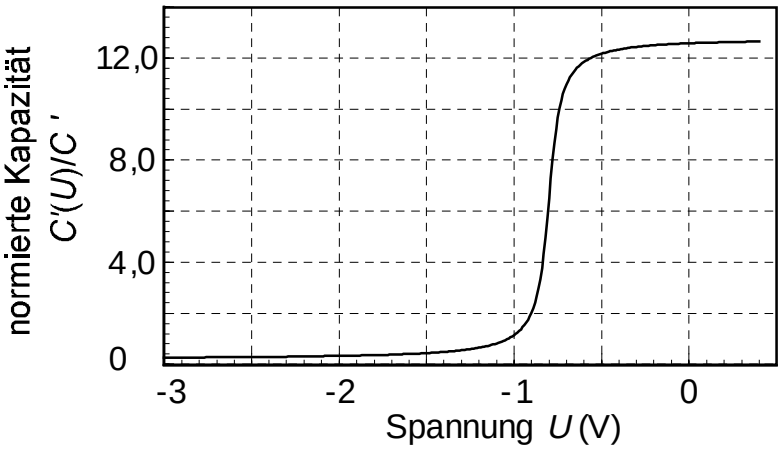

Abb. 3.3: Spannungsabhängigkeit der normierten Kapazität nach Gleichung (3.10)

Wie zu erkennen, ist die normierte Kapazität für Spannungen kleiner -1,5 V mit einem Wert von 0,4 nahezu konstant, ändert sich dann im Bereich um -0,5 V mit steigender Spannung fast stufenförmig auf den ca. 25-fachen Wert und nimmt für Spannungen oberhalb von -0,5 V wieder einen konstanten Wert mit 12,5 an. Mit dieser Funktion wird also die charakteristische Kapazitäts-Spannungs-Abhängigkeit von InP-HFET-Dioden, insbesondere für den in Abb. 2.3b dargestellten Übergang vom Arbeitspunkt 2 in dem Arbeitspunkt 3 beschrieben.

In einer ersten Simulation ist die Signalausbreitung auf einer periodischen NLTL berechnet worden, wobei keine Verluste berücksichtigt wurden. Mit der Wahl von $L'C'' = 3{,}0 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{s}^2$ beträgt die Tiefpass-Grenzfrequenz $\omega_C = 333 \cdot 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. Als Eingangssignal wurde ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von $f = 10$ GHz und einer Amplitude von $\hat{U} = 1{,}0$ V gewählt. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 3.4 dargestellt, wobei zu beachten ist, daß es sich hier um eine Darstellung im transformierten (mitbewegten) Koordinatensystem handelt und jeweils nur eine Periode des zeitlichen Signalverlaufes eingezeichnet ist. Anschaulich ausgedrückt

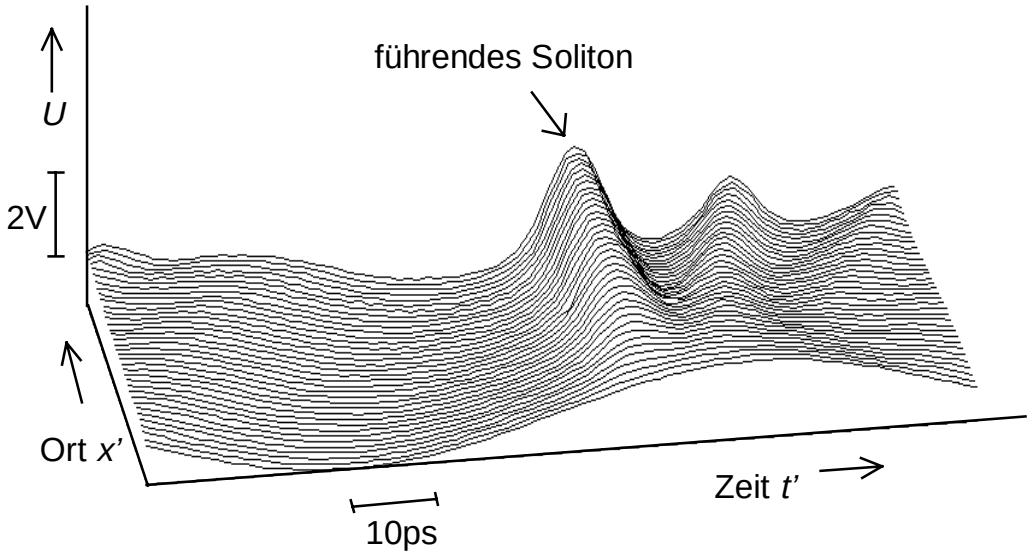

Abb. 3.4: Generation von Solitonen auf einer periodischer NLTL; Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1,0 V, U_0 = -1,0 V; Simulationsdaten: L' = 0,75 nH/mm, C_0'= 0,3 pF/mm, $L'C''$ = 3,0·10^{-24} s^2, R' = 1/G' = 0 Ω; $C'(U)/C_0'$ nach Gl. (3.10)

stellt in dieser Abbildung jede Linie eine oszillographische Aufnahme des Signalverlaufes dar, die jeweils an verschiedenen Orten längs der Leitung aufgenommen wird. Die Triggerung erfolgt dabei am jeweiligen Ort durch das Signal selbst. Während der Signalausbreitung längs der Leitung ist deutlich die Entstehung von drei Impulsen in Form von Solitonen zu erkennen. Diese Solitonen haben, entsprechend ihrer Amplituden unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Impulsweiten (Halbwertszeit), wobei das führende Soliton (Pfeil) eine Impulsweite von 11 ps und eine Amplitude von 2,5 V erreicht. Auf dieser verlustfreien periodischen NLTL wird also pro Periode des sinusförmigen Eingangssignales eine Signalform generiert, die sich aus einem Hauptimpuls und einem deutlichen ausgeprägten Nachschwingsignal, bestehend aus den beiden weiteren generierten Impulsen zusammensetzt. Im Verhältnis zur halben Periodendauer des sinusförmigen Eingangssignales (50 ps) beträgt die erzielte Impulsweite nur etwa ein Fünftel dieses Wertes, so daß die NLTL einen Pulskompressionsfaktor von 5 aufweist.

Um den Einfluß der Nichtlinearität auf die Signalausbreitung näher zu untersuchen, wurde für diese Leitung in weiteren Rechnungen, bei gleichem Eingangssignal und unveränderter Filtereigenschaften der Leitung, die Nichtlinearität verstärkt, indem

die Funktionswerte g(U) um den Faktor 2 verdoppelt wurden. Dabei wurde beobachtet, daß sich schon nach ungefähr der halben Ausbreitungsstrecke eine ähnliche Signalform auf der Leitung ausbildet, deren führender Impuls eine Impulsweite von 9 ps und einer Amplitude von 2,7 V erreicht (Kompressionsfaktor: 5,5). Das Nachschwingsignal besteht nun aus 5 weiteren Impulsen. Die Verstärkung der Nichtlinearität führt also zu einer deutlichen Verkürzung der Ausbreitungsstrecke um eine vergleichbare Pulskompression zu erreichen. Zurückzuführen ist dieses Verhalten auf eine stärkere nichtlineare Wechselwirkung bei der Wellenausbreitung auf der NLTL, so daß bei gleicher Ausbreitungsstrecke eine größere Anzahl von Harmonischen mit höheren Amplituden generiert werden.

Weitere systematische Rechnungen für die NLTL aus Abb. 3.4 haben gezeigt, daß für verschiedene Frequenzen des sinusförmigen Eingangssignales die Impulsform des führenden Solitons unverändert bleibt. Lediglich die Anzahl der weiterhin erzeugten Impulse, aus denen sich das Nachschwingsignal zusammensetzt, hängt erheblich von der Wahl der Frequenz des Eingangssignales ab. So werden z. B. bei einer Frequenz von 1 GHz neben dem Hauptimpuls noch 10 weitere Impulse erzeugt, wobei der Hauptimpuls um den Faktor 45 gegenüber dem Eingangssignal komprimiert ist. Im Gegensatz dazu tritt bei einer Frequenz von 33 GHz nur eine unbedeutende Pulskompression auf (Faktor 1,3), aber neben dem Hauptimpuls wird kein weiterer Impuls auf der NLTL generiert.

Diese Ergebnisse verdeutlichen, daß auf einer NLTL mit vorgegebener Nichtlinearität und bei vorgegebener Frequenz und Amplitude des Eingangssignales sowohl die Impulsweite und Amplitude des Hauptimpulses als auch die Anzahl der pro Periode weiterhin erzeugten Impulse des Nachschwingsignales maßgeblich durch die Tiefpass-Filtereigenschaft der Leitung bestimmt werden. Die Wiederholrate der Haupt-Impulsfront ist dabei durch die Frequenz des Eingangssignales festgelegt. In [34] und [13] ist dieser Sachverhalt analytisch beschrieben und durch experimentelle Ergebnisse an einem diskret aufgebauten nichtlinearen L-C-Kettenleiter bestätigt worden. Das wesentliche Ergebnis dieser Untersuchung ist daher folgendes: Zur Vergrößerung des Kompressionsfaktors und zur effektiven Unterdrückung von Nachschwingsignalen ist auf der NLTL, neben einer Verstärkung der Nichtlinearität, vor allem die Tiefpass-Grenzfrequenz der Filterstruktur an jedem Ort auf der Leitung an die lokal generierte Impulsform anzupassen. Dieser Ansatz führt zu einem bedeutenden Typ von NLTL, zur **Gradienten-NLTL**.

Die Gradienten-NLTL ist eine nichtlineare Leitung mit nicht mehr konstanten sondern ortsabhängigen Werten für L und C_0. Sie besitzt somit eine ortsabhängige

Tiefpas-Grenzfrequenz ω_c, die entsprechend der oben aufgezeigten Ergebnisse mit wachsendem Ort stetig zunimmt. Das Ziel der folgenden Berechnungen war die Synthese einer Gradienten-NLTL, auf der aus einer Periode des sinusförmigen Eingangssignales jeweils nur ein Einzelsoliton mit einer Impulsweite von weniger als 1 ps generiert wird, das kein ausgeprägtes Nachschwingsignal mehr aufweist. Auf der NLTL wird dazu sowohl die Länge der die Schottkydioden verbindenden Leitungsstücke und somit Induktivität L als auch der Kapazität C_0 der Schottky-dioden in geeigneter Weise in Ausbreitungsrichtung verringert (siehe auch Abb. 2.4b), wobei der Kleinsignalwellenwiderstand Z_N nach Gleichung (3.7) 50 Ω beträgt. Zusätzlich sind Leitungsverluste in einer solchen Größenordnung zu berücksichtigen, die auf der Leitung eine entsprechende Impulsformung noch zuläßt. Abb. 3.5 zeigt das Simulationsergebnis einer dermaßen optimierten Gradienten-NLTL mit einer exponentiell vom Ort abhängigen Tiefpass-Filtereigenschaft. Wie deutlich zu erkennen, wird auf dieser Gradienten-NLTL pro Periode des sinusförmigen Eingangssignales (f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1 V) zunächst ein Impuls generiert, der bei weiterer Ausbreitung längs der Leitung kontinuierlich komprimiert

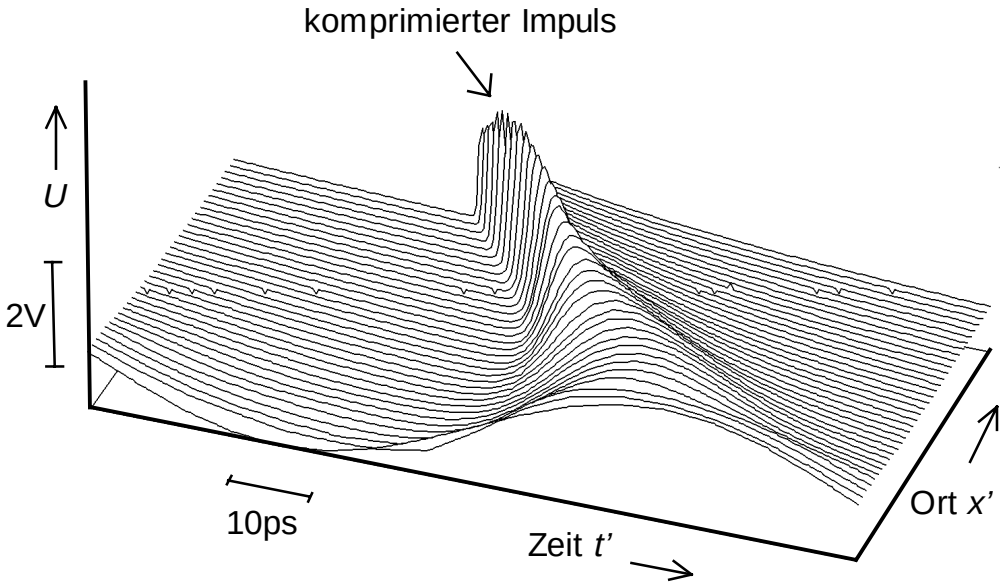

Abb. 3.5: Pulskompression auf einer Gradienten-NLTL;
Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1,0 V, U_0 = -1,0 V;
Simulationsdaten: $L'(x') = L_a' \cdot \exp(-\sigma x')$, $C_0'(x') = C_a' \cdot \exp(-\sigma x')$,
$\sigma = 5{,}0 \cdot 10^9\ s^{-1}$, $L_a' = 1{,}9$ nH/mm, $C_a' = 0{,}76$ pF/mm,
$L'(x')C''(x') = 1{,}2 \cdot 10^{-22} \cdot \exp(-2\sigma x') s^2$, $R'/L' = 5 \cdot 10^8\ s^{-1}$,
$C_0'/G' = 1 \cdot 10^{-15}$ s, $C'(U)/C_0'$ nach Gl. (3.10)

wird ohne ein ausgeprägtes Nachschwingsignal zu erzeugen. Die minimal erreichte Impulsweite beträgt 0,7 ps bei einer maximalen Amplitude von 2,2 V (siehe Pfeil). Mit weiterer Ausbreitung auf der Leitung nimmt die Signalamplitude aufgrund der Verluste wieder ab. Zusätzlich ist kein nennenswertes Nachschwingsignal zu erkennen. Die auf dieser Leitung minimal erzielte Impulsweite t_{smin} läßt sich auch analytisch bestimmen. Nach [13] gilt in erster Näherung folgender Zusammenhang:

$$t_{smin} = \frac{8}{\omega_g \, dC/C_0} \tag{3.11}$$

wobei die in [13] auf die Amplitude des Eingangssignales bezogene Nichtlinearität $\delta\hat{U}$ durch die normierte Kapazitätsänderung beschrieben wird. Mit dC/C_0 = 11,7 (nach Gleichung (3.10)) und $\omega_g = 1{,}5 \cdot 10^{14}\ \mathrm{s}^{-1}$ am Ende der Leitung ergibt sich t_{smin} zu 0,6 ps, was gut mit dem numerisch bestimmten Wert übereinstimmt. Damit ist gezeigt, daß das nichtlineare iterative Lösungsverfahren zu auswertbaren Ergebnissen führt. Die Werte der Verlustparameter R'/L' und C_0'/G' sind in dieser Simulation maximal so gewählt, daß eine minimale Impulsweite von $t_{smin} < 1$ ps und gleichzeitig eine Amplitude von $\hat{U} > 1{,}0$ V erreicht wird. Weiterhin deutet in der Simulation aus Abb. 3.5 insbesondere der Verlustparameter C_0'/G' darauf hin, daß auf dieser Gradienten-NLTL die Änderung der Kapazität an den Dioden mit Frequenzen von etwa 150 THz erfolgen muß um diese kurzen Impulse auf der Leitung zu erzeugen. Wie in Kapitel 4 noch dargestellt wird, lassen sich jedoch aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der verwendeten Halbleitermaterialien und der zur Verfügung stehenden technologischen Mittel, NLTL mit derart schwachen Verlusten im Rahmen dieser Arbeit technisch nicht herstellen. Daher müssen in die Berechnung von Leitungsstrukturen, die nach dem in Kapitel 4 aufgezeigten Verfahren auch technisch umsetzbar sind, wesentlich stärkere Verluste eingehen.

In weiteren Rechnungen wurde dementsprechend der Einfluß von Leitungsverlusten auf die Signalausbreitung näher untersucht. Die wesentlichen Ergebnisse werden im Folgenden, anhand zweier ausgewählter Beispiele, dargestellt und erläutert. Basis der Untersuchungen war zunächst die periodische NLTL aus Abb. 3.4, jedoch unter Berücksichtigung von Verlusten in Größenordnungen wie sie bei einer technischen Realisierung der Leitung zu erwarten sind (siehe dazu auch Kapitel 5). So ist in dieser Berechnung die Wirksamkeit der Nichtlinearität auf eine Bandbreite von 350 GHz beschränkt, ein Wert der in der Größenordnung der Tiefpass-Grenzfrequenz ω_c liegt. Ebenso sind die ohmschen Verluste der Leitungsmetallisierung mit einem typischen Wert von $R' = 1\ \Omega$/mm angenommen. In Abb. 3.6

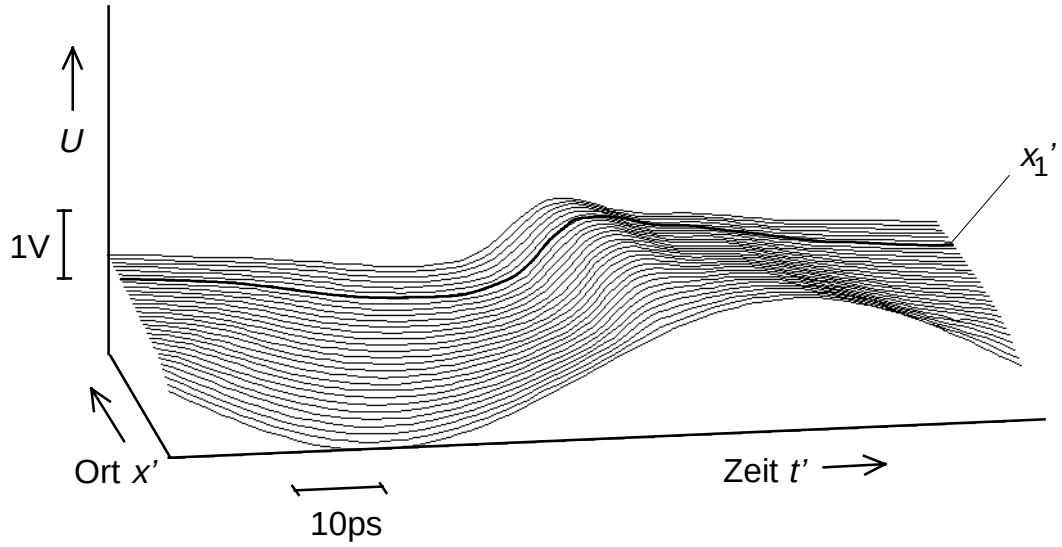

Abb.3.6: Erzeugung von Schockwellen auf periodischer NLTL (siehe Text); Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1,0 V, U_0 = -1,0 V; Simulationsdaten: L' = 0,75 nH/mm, C_0'= 0,3 pF/mm, $L'C''$ = 3,0·10^{-24} s^2, R'/L' = 3·10^9 s^{-1}, C_0'/G' = 5·10^{-13} s, $C'(U)/C_0'$ nach Gl. (3.10)

ist das Ergebnis der Rechnung dargestellt. Wie deutlich zu erkennen, wird aus einer Periode des sinusförmigen Eingangssignales eine Schockwelle generiert, deren Amplitude mit fortschreitender Ausbreitung kontinuierlich abnimmt. Am Ort x_1' erreicht die führende Flanke eine minimale 10-90 % Anstiegszeit von 13 ps bei einer Amplitude von 1,1 V. Im Vergleich zur Abb. 3.4 werden hier aufgrund der Verluste keine Impulse in der Form von Solitonen mehr erzeugt. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, daß in dieser Leitung das durch die periodische Struktur eingebrachte Tiefpass-Filter nur noch unwesentlich zur Impulsformung beiträgt. Zur Erzeugung von Schockwellen auf NLTLs kann also prinzipiell auf eine periodische Strukturierung der Leitung in Ausbreitungsrichtung verzichtet werden.

Im Folgenden soll nun gezeigt werden, daß das Konzept der Gradienten-NLTL zur Generation und Kompression von Impulsen mit unterdrücktem Nachschwingsignal auch unter Wirkung von Leitungsverlusten, wie sie in technischen NLTL auftreten, sinnvoll anwendbar ist. Dazu ist in Abb. 3.7 die Signalausbreitung auf einer optimierten InP-HFET-Gradienten-NLTL zu sehen, die im Rahmen dieser Arbeit auch technologisch hergestellt und experimentell untersucht wurde. Für eine bessere

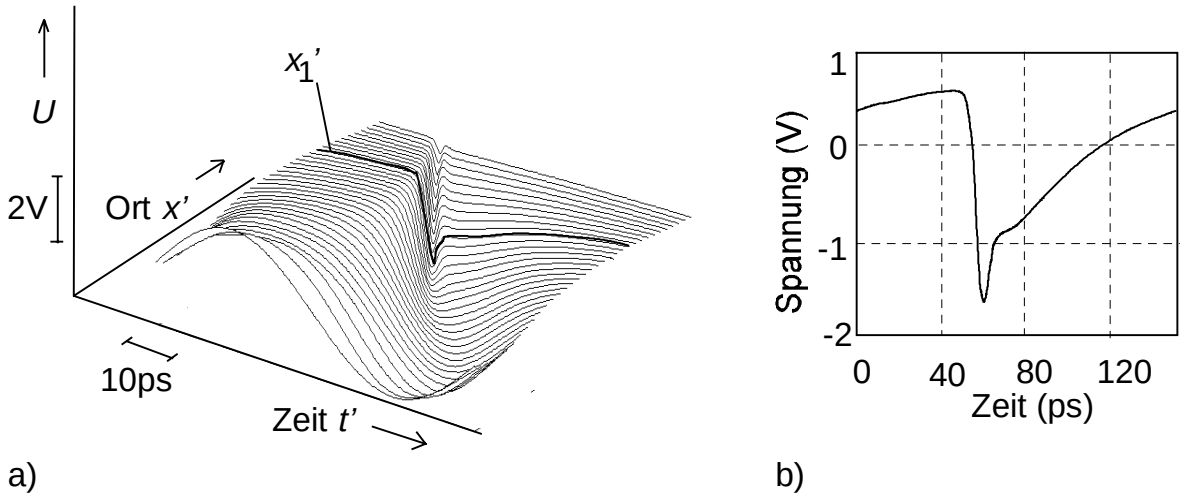

Abb. 3.7: *a)Pulskompression auf einer InP-HFET-Gradienten-NLTL; Eingangssignal: f = 6,5 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 3,5 V, U_0 = -1,0 V; Simulationsdaten: $L'(x') = L_a'\cdot 0{,}89^{\sigma x'}$, $C_0'(x') = C_a'\cdot 0{,}89^{\sigma x'}$, $\sigma = 8{,}4\cdot 10^{10}\,s^{-1}$, $L_a' = 0{,}64$ nH/mm, $C_a' = 706$ fF/mm, $L'(x')C''(x') = 8{,}5\cdot 10^{-23}\cdot 0{,}89^{2\sigma x'}s^2$, $R'/L' = 2\cdot 10^{10}\,s^{-1}$, $C_0'/G' = 3{,}5\cdot 10^{-13}$ s, $C'(U)/C_0'$ nach Gl. (3.8); b) Signalform am Ort x_1'*

Vergleichsmöglichkeit mit den experimentellen Meßwerten in Kapitel 5 ist in dieser Simulation die Polarität der Dioden in der NLTL, entsprechend der technischen Ausführung, vertauscht, was einer Invertierung der berechneten Spannungswerte gleichkommt. Die Simulation in Abb. 3.7a zeigt, wie sich aus einer Periode des sinusförmigen Eingangssignales (f = 6,5 GHz; $\hat{U}_{in}$ = 3,5 V) bei fortschreitender Signalausbreitung über die Entstehung einer Schockwelle nur ein nadelförmiger Impuls pro Periode entwickelt, dessen Signalform am Ort x_1' in Abb. 3.7b explizit dargestellt ist. Diese Signalform weist die kleinste 10-90 % Fallzeit der führenden Flanke (4,2 ps) bei einer minimalen Impulsweite von 7 ps und gleichzeitig maximalen Amplitude von 2 V auf. Zusammenfassend ist also festzustellen, daß durch die Strukturierung der Leitung in Form einer Gradienten-NLTL die Kompressionseigenschaften nichtlinearer Leitungen in gewünschter Weise verbessert werden.

Zur Verifikation dieser Ergebnisse und somit zur Überprüfung der Vorhersagen des KdV-Simulators wurden neben experimentellen Untersuchungen zunächst Vergleichsrechnungen mit einem zweiten Zeitbereichs-Simulationsverfahren nach [67,68] durchgeführt. Dazu ist von U. Effing zunächst eine Gradienten-NLTL entwickelt worden, mit der wiederum aus einem sinusförmigen Eingangssignal

Impulse mit Impulsweiten von weniger als 1 ps und Amplituden von 1 V generiert werden, wobei auch hier schwache Leitungsverluste in die Berechnung eingingen. Die erzielten Leitungsdaten und das periodische Ausgangssignal einer dermaßen optimierten Gradienten-NLTL, deren Eingang und Ausgang jeweils mit einer Impedanz von 50 Ω abgeschlossen sind, sind in Abb. 3.8 zu sehen. Auf dieser Leitung werden Impulse mit einer Impulsweite von 0,5 ps und Amplituden von 2,3 V generiert. Dies geschieht, entsprechend der Frequenz des Eingangssignales (f = 20 GHz, $\hat{U}$ = 1,0 V), mit einer Wiederholrate von 20 GHz, wobei unerwünschte Nachschwingsignale effektiv unterdrückt sind. Am Ausgang der Leitung wurde zusätzlich eine weitere Verkürzung der Impulse beobachtet, die auf eine spannungsabhängige Signalauskopplung, verursacht durch den spannungsabhängigen Wellenwiderstand der Leitung, zurückzuführen ist (siehe auch Abschnitt 3.1). Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abb. 3.7 ergeben sich hier ähnliche Resultate: Die Leitungssynthese führt bei beiden Simulationsmodellen zu einer Gradienten-NLTL mit einer in Ausbreitungsrichtung exponentiellen Abstufung der Leitungsinduktivität und -kapazität. Somit berücksichtigen beide Simulationsverfahren die Wirkung grundlegender Mechanismen bei der nichtlinearen Signalausbreitung auf NLTL mit gleicher Wichtung.

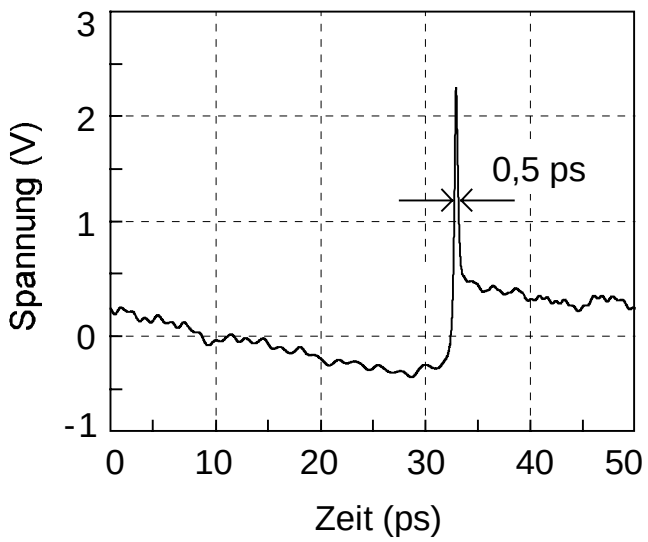

Abb. 3.8: Mit dem Zeitbereichs-Simulationsverfahren berechnetes Ausgangssignal einer Gradienten-NLTL (siehe Text);
Eingangssignal: f = 20 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1,0 V, U_0 = -1,0 V;
Simulationsdaten: $L_m = L_1 \cdot 0{,}954^{\,m}$, $C_m = C_1 \cdot 0{,}98^{\,m}$, m = 1....90,
L_1 = 1,5 nH, C_1 = 0,6 pF R = 0,2 Ω, G = 95 S

Das soll anhand der Ergebnisse eines weiteren Vergleichs belegt werden, in dem mit beiden Simulationsverfahren das Ausgangssignal einer Gradienten-NLTL nach Abb.3.7 berechnet wurde. In Abb. 3.9 sind die aus dem sinusförmigen Eingangssignal mit einer Frequenz von 1 GHz und einer Amplitude von 1 V berechneten Signalformen am Ende der Leitung gegenübergestellt (siehe auch [68]). Beide in der Abbildung dargestellten Signalformen weisen einen führenden kurzen Hauptimpuls und ein deutlich ausgeprägtes Nachschwingsignal mit einem über 0,7 ns dauernden Spannungsanstieg im Bereich der rückwärtigen Flanke auf. Dieser Hauptimpuls hat nach dem Ergebnis des KdV-Simulators in Abb. 3.9a eine 10-90 % Fallzeit von 15 ps und eine Amplitude von 0,7 V bei einer Impulsweite von 25 ps. Nach den Ergebnissen des zweiten Zeitbereichsverfahrens [67,68] in Abb. 3.9b ergeben sich diese Werte zu 10 ps und 0,6 V für Fallzeit und Amplitude, wobei die Impulsweite 14 ps beträgt.

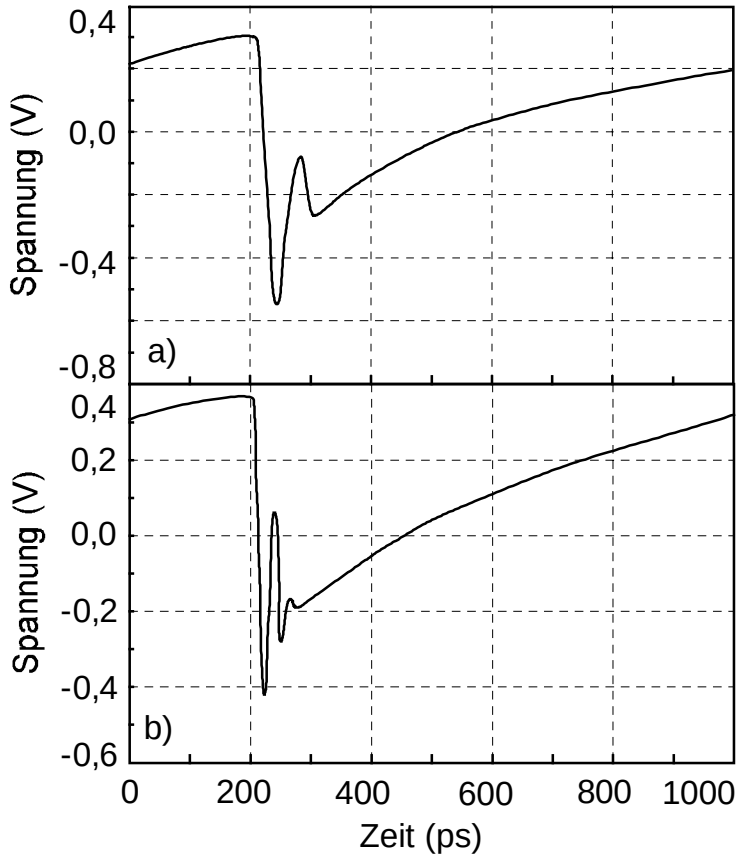

Abb. 3.9: Ausgangssignal der NLTL nach Abb.3.7 berechnet mit dem KdV-Simulationsverfahren (a) und dem Zeitbereichs-Simulationsverfahren (b)

Bei annähernd gleichen Signalamplituden wird der Hauptimpuls am Ausgang der NLTL nach den Berechnungen des Zeitbereichsverfahrens etwas stärker komprimiert, was auch hier auf die Signalauskopplung an der mit 50 Ω abgeschlossenen Leitung zurückzuführen ist. Im wesentlichen führen hier jedoch beide Simulationsverfahren zu einem ähnlichen Ergebniss, so daß hiermit die Anwendbarkeit des KdV-Simulators zur Beschreibung der nichtlinearen Signalausbreitung in NLTL in zweierlei Hinsicht bestätigt wird:

– Die grundlegenden physikalischen Mechanismen werden in der Theorie des KdV-Simulators berücksichtigt. So werden die nichtlinearen und dispersiven Effekte sowie der Einfluß von Verlusten in geeigneter Weise beschrieben.

– Die zur Herleitung der G-KdV-Gleichung notwendigen Annahmen stellen keine wesentliche Einschränkung zur Anwendbarkeit des KdV-Simulators bis weit in den THz-Bereich dar.

Anhand der hier dargestellten Simulationsergebnisse zur Pulskompression auf NLTL werden die Kompressionseigenschaften durch die starke Nichtlinearität der InP-HFET-Dioden und durch die Strukturierung in Form von Gradienten-NLTL bedeutend verbessert. So wird eindeutig die Entstehung und Kompression von nadelförmigen Impulsen bei ausreichender Unterdrückung von Nachschwingsignalen aufgezeigt. In den folgenden Unterabschnitten sollen nun neue zukunftsweisende Ergebnisse aufgezeigt werden, die ebenfalls zur Verbesserung der Kompressionseigenschaften von NLTL beitragen. Dabei handelt es sich um die Anwendung der parametrischen Verstärkung und den Einsatz andersartiger Nichtlinearitäten, wie sie z.B. durch den Einsatz von resonanten Tunneldioden in NLTL hervorgerufen werden. Die numerischen Untersuchungen basieren dabei auf geeigneten Modifikationen des KdV-Simulators.

3.2.1 Parametrische Verstärkung

An dieser Stelle wird mit der parametrischen Verstärkung eine Methode zur effektiven Verbesserung der Pulskompression auf einer periodischen NLTL dargestellt und erläutert. Unter einer parametrischen Verstärkung versteht man die Verstärkung einer Schwingung aufgrund einer periodischen Energiezufuhr in ein dynamisches, schwingfähiges System durch ein entsprechend zu wählendes harmonisches Pumpsignal. Bei geeigneter Phasenlage von Pumpsignal und

Systemschwingung wird die Schwingungsamplitude im System größer, was mit einer Zunahme der Systemenergie einher geht. Das Prinzip der parametrischen Verstärkung wird z.B. in Teilchenbeschleunigern angewendet, aber auch in mechanischen Uhrwerken, wo über den Anker die Schwingung des Pendels periodisch verstärkt wird.

Bei der Anwendung dieser Methode zur Pulskompression auf NLTL wird der Leitung zusätzlich zum Eingangssignal ein Pumpsignal in Form einer harmonischen Welle zugeführt. Das Pumpsignal bewirkt dabei eine in Zeit und Ort periodische Aussteuerung der Vorspannung auf der Leitung und führt so zu einer entsprechenden Variation der Kapazitäten C_0 an den eingesetzten Dioden. Die theoretische Beschreibung der Signalausbreitung auf einer derartigen NLTL ist in Anlehnung an die G-KdV-Gleichung nach [69] durch folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{\partial U}{\partial x'} = \left(1 - \frac{C'(U)}{C_0'}\right)\frac{\partial U}{\partial t'} + L'C''\frac{\partial^3 U}{\partial t'^3} - \frac{R'}{L'}U + \frac{C_0'}{G'}\frac{\partial^2 U}{\partial t'^2} + \frac{\partial\left(\mathrm{f}(x',t')\cdot U\right)}{\partial t'} \tag{3.12}$$

mit

$$\mathrm{f}(x',t') = \kappa\hat{U}_P \cos\left(\omega_P(t' - \Delta x') + \varphi\right) \tag{3.13}$$

Die Funktion $f(x',t')$ steht dabei für ein Pumpsignal in Form einer harmonischen Welle mit der Amplitude $\hat{U}_p$ und der Frequenz ω_p. Weiterhin dient der Parameter φ zur Einstellung der Phasenrelation von Pumpwelle und Eingangssignal und $\kappa = 1\ \mathrm{V}^{-1}$ stellt einen Normierungsfaktor dar. Über den dimensionslosen Parameter Δ kann zusätzlich eine von der Kleinsignalphasengeschwindigkeit v_0 unterschiedliche Phasengeschwindigkeit der Pumpwelle im mitbewegten Koordinatensystem berücksichtigt werden (siehe auch [58]). Das Umschreiben des fünften Summanden auf der rechten Seite von Gleichung (3.12) in $f\cdot(\partial U/\partial t') + (\partial f/\partial t')\cdot U$ läßt den Einfluß der Pumpwelle auf die Wellenausbreitung erkennen. Sie wirkt zum einen in analoger Weise wie die Nichtlinearität und zum anderen analog zur Wirkung des statischen Verlustparameters. Dabei kann insbesondere für $\partial \mathrm{f}/\partial t' > R'/L'$ die Wirkung der Gesamtverluste auf die Signalausbreitung durch die Pumpwelle kompensiert werden, was Gegenstand der folgenden Untersuchungen ist.

Basis für die numerische Berechnung der Signalausbreitung anhand Gleichung (3.12) ist eine periodische NLTL mit einer Nichtlinearität und Tiefpass-Filtereigenschaft, vergleichbar zur Leitung aus Abb. 3.4, unter zusätzlicher Berücksichtigung schwacher Verluste. Im Hinblick auf technische Anwendungen sei

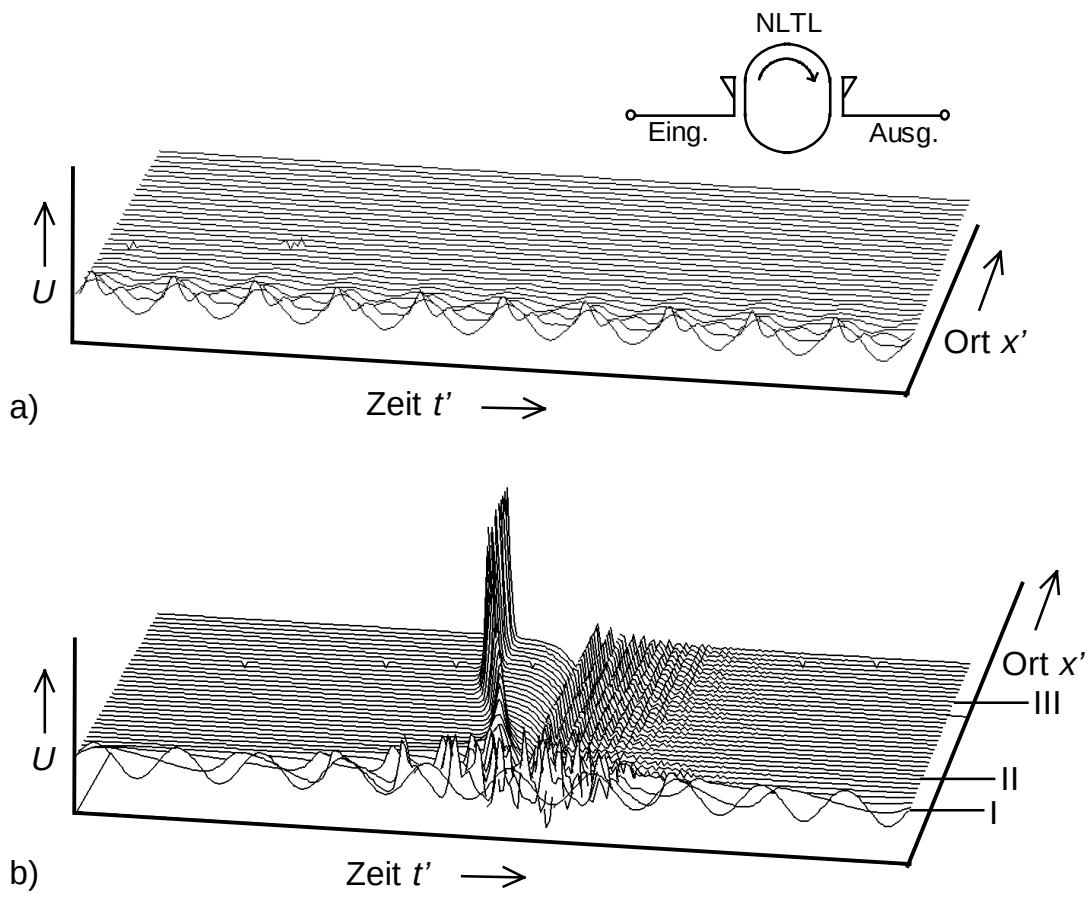

Abb. 3.10: Parametrische Verstärkung auf einer als Ringresonator angeordneten periodischen NLTL; Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 1,0 V, U_0 = -1,0 V; Simulatiosdaten nach Abb. 3.4 mit Verlusten: $R'/L' = 4{,}6\cdot10^{8}\ s^{-1}$, $C_0'/G' = 4{,}2\cdot10^{-14}$ s; a) Signalausbreitung ohne zusätzlich eingespeiste Pumpwelle; b) Signalausbreitung mit Pumpwelle: f_p = 1 GHz, $\hat{U}_p$ = 0,6 V, $\Delta = \varphi = 0$

diese Leitung in Form eines Ringresonators angeordnet, in dem die Signalausbreitung nur in einer Umlaufrichtung stattfindet, wie im oberen Teil der Abb. 3.10 schematisch angedeutet. Wie in [58] beschrieben wird an vorgegebenen Ortsbereichen über Richtkoppler sowohl das Eingangssignal und das Pumpsignal in die NLTL eingekoppelt als auch die bei der nichlinearen Ausbreitung entstandene Signalform ausgekoppelt. Dabei wird die Leitung sowohl für die Signal- als auch für die Pumpwelle in Resonanz betrieben. In Abb. 3.10a ist die Signalausbreitung über 10 Perioden des Eingangssignales im Resonator dargestellt, wenn keine zusätzliche Pumpwelle eingespeist wird ($\hat{U}_p$ = 0 V). Als Eingangssignal wurde hier ein

sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von 10 GHz und einer Amplitude von 1 V vorgegeben. Man erkennt, daß zunächst einzelne Impulse aus dem Eingangssignal generiert werden, die aber nach kurzer Ausbreitungsstrecke vollständig gedämpft werden, so daß sich mit weiter fortschreitendem Ort kein nennenswertes Signal mehr im Resonator ausbreitet. Diese Situation ändert sich jedoch, wenn zusätzlich eine geeignete Pumpwelle in den nichtlinearen Resonator eingespeist wird. Die gewählte Pumpwelle ist ebenfalls ein sinusförmiges Signal, jedoch mit einer Frequenz von 1 GHz und einer Amplitude von 0,6 V. Die resultierende Signalausbreitung auf der in Resonanz betriebenen NLTL ist in Abb. 3.10b zu sehen, wobei in dieser Grafik die Pumpwelle nicht dargestellt ist. Mit fortschreitendem Ort entsteht jetzt aus dem Eingangssignal ein Impuls in der Mitte des dargestellten Zeitbereiches, der im weiteren Verlauf kontinuierlich bis auf einen Maximalwert verstärkt wird. Dieser einzelne Impuls breitet sich dann forminvariant im Resonator mit einer Wiederholfrequenz von 1 GHz aus.

Für eine quantitative Analyse sind die an den mit I, II und III gekennzeichneten Orten berechneten Signalformen in Abb. 3.11 explizit dargestellt. So ist in Abb. 3.11a das Eingangssignal und das gewählte Pumpsignal im zeitlichen Verlauf am Ort I zu sehen. Insbesondere ist die Phasenlage beider Signale zueinander im dargestellten Bereich zu erkennen. Nach einer kurzen Ausbreitungsstrecke wird am Ort II aus dem Eingangssignal ein Signal in Form eines Impulses mit einem deutlich ausgeprägten Nachschwingsignal generiert, wie in Abb. 3.11b dargestellt. Der erzeugte Impuls hat eine Amplitude von ca. 1 V und eine Impulsweite von 14 ps. Das Nachschwingsignal zeigt die Form einer gedämpften Oszillation mit einer Periodendauer von ca. 30 ps. Die Amplitude hat sich 280 ps nach dem Impuls von einem Anfangswert von 0,7 V auf einen Wert kleiner 10 mV verringert. Abb. 3.11c zeigt schließlich den verstärkten Impuls am Ort III. Er erreicht eine maximale Amplitude von 9,0 V und eine minimale Impulsweite von 8,0 ps. Das ebenfalls zu erkennende Nachschwingsignal hat eine vergleichbare Struktur wie in Abb. 3.11b und stellt mit einer Anfangsamplitude von ca. 1 V nur eine unwesentliche Störung zum erzeugten Impuls dar. Weiterhin findet während der Verstärkung des Impulses aus Abb. 3.11b eine Phasenverschiebung zwischen dem Impuls und der Pumpwelle statt, die einen Maximalwert bei Erreichen des stationären Zustandes in Abb. 3.11c annimmt. Sowohl die Phasenverschiebung als auch die maximale Amplitude des verstärkten Impulses sind als Ergebnis eines Gleichgewichtszustandes im Resonator zwischen zugeführter Pumpenergie und der durch Leitungsverluste entzogenen Energie anzusehen.

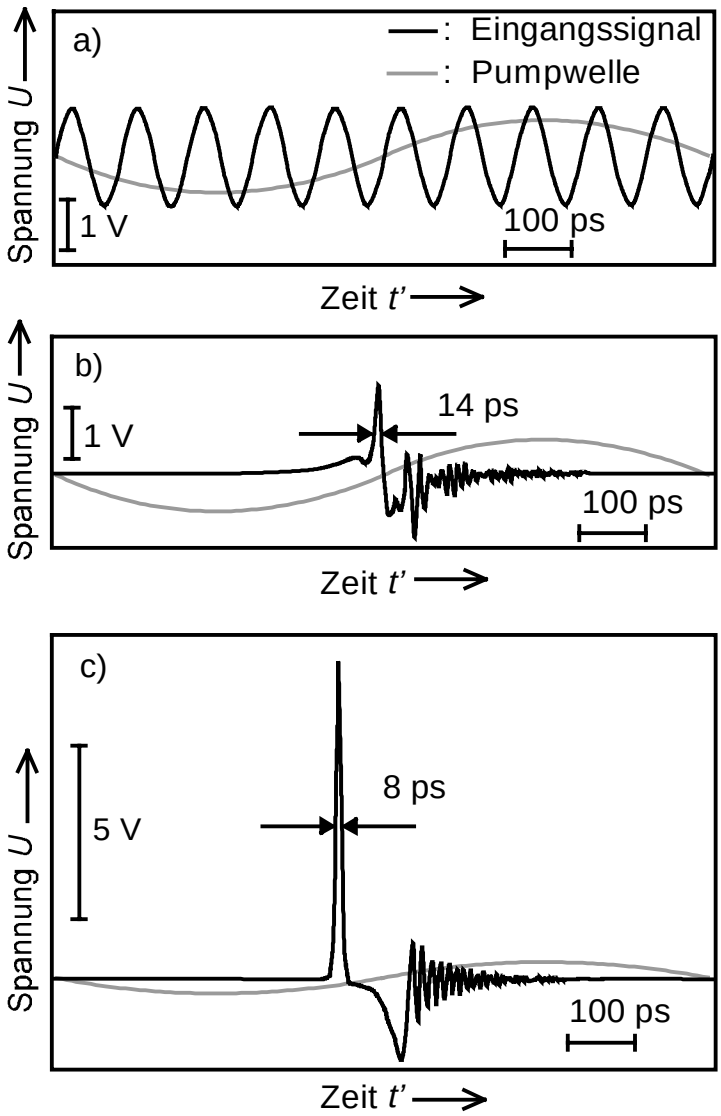

Abb. 3.11: Darstellung der Signalformen im Resonator an den in Abb. 3.10b gekennzeichneten Orten I (a), II (b) und III (c)

Dieses Ergebnis zeigt, daß durch die Methode der parametrischen Verstärkung auf verlustbehafteten NLTL in Form einer Resonatoranordnung die Generation, Kompression und Verstärkung von Picosekundenimpulsen erfolgt. Anzumerken ist, daß die erzielten Impulsweiten direkt von der Tiefpass-Filtereigenschaft der periodischen NLTL abhängig sind, so daß durch geeignete Wahl der Tiefpass-Grenzfrequenz ω_C deutlich geringere Impulsweiten erreicht werden können.

An dieser Stelle sollen nun drei besondere Eigenschaften dieses Verfahrens aufgezeigt werden, die im Rahmen der systematischer Rechnungen beobachtet wurden und zum Teil auch in der Literatur beschrieben sind [58,65,69,70].

– Wie den Abb. 3.11a-c zu Entnehmen ist, findet die Generation, Kompression und Verstärkung eines Einzelimpulses nur in den Bereichen statt, für die $\partial f/\partial t' > 0$ Maximalwerte annimmt.

– Systematische Rechnungen haben ergeben, daß eine Signalverstärkung im nichtlinearen Resonator nur dann erfolgt, wenn im Ortsbereich II ein Impuls in Form eines Solitons generiert wird. Dort generierte Schockwellen werden in diesem System nicht verstärkt.

– Die in Abb. 3.10b dargestellte Pulskompression und -Verstärkung beim Übergang vom Ort II bis in den Ort III erfolgt auch nur unter der Bedingung, daß die Amplitude $\hat{U}_p$ der Pumpwelle einen Grenzwert $\hat{U}_{pth}$ überschreitet. Dieser Grenzwert ergibt sich nach [71] zu (siehe auch Anhang A):

$$\hat{U}_{pth} = \frac{16}{\pi} \cdot \frac{\dfrac{R'}{L'} + 0{,}8\, t_s^{-2} \dfrac{C_0'}{G'}}{\delta t_s \omega_p^2 \left(4 + \omega_p^2 t_s^2\right)} \sinh\left(\frac{\pi}{2} \omega_p t_s\right), \tag{3.14}$$

wobei t_s der Impulsweite eines am Ort I eingespeisten Solitons entspricht, also ein pulsförmiges Eingangssignal vorrausgesetzt wird. δ stellt hier in erster Näherung den Nichtlinearitätsparameter der Funktion $g(U) = \delta U$ im gewählten Arbeitspunkt dar. Dieser Gleichung ist zu entnehmen, daß bei vorgegebenen Werten für t_s und ω_p der Grenzwert im wesentlichen von den Verlustparametern R'/L' und C_0'/G' abhängt. $\hat{U}_{pth}$ wächst mit steigenden Verlusten der NLTL im Resonator und verschwindet für den Grenzfall vernachlässigbarer Verluste.

Um die Anwendbarkeit von Gleichung (3.14) auch für ein sinusförmiges Eingangssignal zu überprüfen, ist in Abb. 3.12 die Abhängigkeit von $\hat{U}_{pth}$ gegen $f_p = \omega_p/2\pi$ für den oben betrachteten NLTL-Resonator aufgetragen. Für die eingezeichneten analytischen Ergebnisse nach Gleichung (3.14) wurden die Leitungsdaten nach Abb. 3.10 zugrunde gelegt und als Eingangsimpuls ein Soliton mit einer Amplitude $\hat{U}_S$ von 1 V und t_s = 36 ps gewählt. Die Frequenz der Pumpwelle f_p wurde von 1 GHz bis 10 GHz variiert. Wie deutlich zu erkennen nimmt der Wert $\hat{U}_{pth}$ überproportional von 0,54 V (1 GHz) auf 0,1 V (10 GHz) ab. Weiterhin sind in dieses Diagramm numerisch bestimmte Grenzwerte für ein sinusförmiges Eingangssignal mit einer Frequenz von 10 GHz und einer Amplitude von 1 V eingetragen. Ein Drittel der Periodendauer dieses Eingangs-

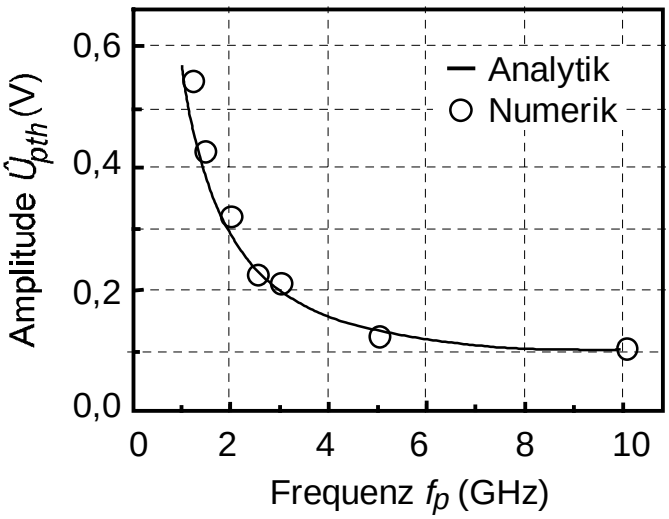

Abb.3.12: $\hat{U}_{pth}$ in Abhängigkeit von der Frequenz f_p des Pumpsignales nach Gleichung (3.14);Eingetragen sind weiterhin numerische Ergebnisse nach Gleichung (3.12) (siehe Text); Leitungsdaten nach Abb. 3.10 mit $g(U) = \delta U$, $\delta = 0{,}1\ V^{-1}$, $\varphi = \Delta = 0$

signales entspricht mit ca. 33,3 ps in etwa der Impulsweite des Eingangsimpulses, wobei beide Signale die gleiche Amplitude ausweisen. Die eingetragenen Werte sind Minimalwerte, die mit $\Delta = 0$ unter Variation der Amplitude $\hat{U}_p$ und des Phasenwinkels φ iterativ bestimmt wurden. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der analytischen und numerischen Ergebnisse. Die Gleichung (3.14) ist also für die zukünftige Entwicklung eines solchen, mit einem Sinussignal parametrisch betriebenen nichtlinearen Resonators zur Pulskompression anwendbar, wobei $\hat{U}_s$ durch die Amplitude und die Impulsweite t_s durch ein Drittel der Periodendauer des sinusförmigen Eingangssignales zu ersetzen sind. Zusätzlich sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß für dieses System auch der analytische Ansatz in [69] zur Bestimmung des Schwellwertes $\hat{U}_{pth}$ zu ähnlichen Ergebnissen führt.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Anwendung der parametrischen Verstärkung auf verlustbehafteten NLTL zu einer deutlichen Verbesserung der Generation und Kompression von Picosekundenimpulsen führt. Durch Energiezufuhr aus der Pumpwelle werden so Impulsformen mit Amplituden von mehreren Volt generiert, deren Impulsweite durch die Wahl der Tiefpass-Grenzfrequenz ω_c bestimmt ist. Eine weitere ausführlichere Behandlung der parametrischen Verstärkung auf nichtlinearen Leitungen ist unter anderem auch in [58,69-71] zu finden.

3.2.2 Resonante Tunneldiodenleitung

Gegenstand dieses Abschnittes sind Untersuchungen zum Einsatz von nichtlinearen aktiven Elementen in Form von resonanten Tunneldioden (RTD) in NLTLs. RTDs besitzen eine nichtlineare N-förmige Strom-Spannungs-Kennlinie wie in Abb. 3.13a schematisch dargestellt (siehe auch [23]). Durch eine geeignete Arbeitsgrade, die im Bereich mit negativem differentiellen Widerstand (engl: Negative Differential Resistance, kurz: NDR) einen instabilen Arbeitspunkt 2 und die beiden stabilen Arbeitspunkte 1 und 3 ermöglicht, zeigt die RTD aktives Verhalten beim Betrieb im schraffiert gekennzeichneten Bereich [72]. Die Einstellung der Arbeitsgrade erfolgt durch die äußere Beschaltung der RTD in Form einer Serienschaltung von Vorwiderstand und Gleichspannungsquelle mit der die Vorspannung U_0 angelegt wird. Durch den Einsatz von RTDs in technischen NLTL kann also während der Signalausbreitung auf der Leitung stetig Energie zugeführt werden, die von der Gleichspannungsquelle zur Verfügung gestellt wird. In Abb. 3.13b ist das Ersatzschaltbild einer derartigen resonanten Tunneldiodenleitung (kurz: RTD-NLTL) in Anlehnung an [72] zu sehen. Die periodisch angeordneten RTDs sind hier durch einen spannungsabhängigen Leitwert $G_p(U)$, eine dazu parallel angeordnete, von der Spannung unabhängig angenommene Sperrschichtkapazität C und den in Serie geschalteten Bahnleitwert G repräsentiert. Über den nichtlinearen Leitwert $G_p(U)$, der sich aus der charakteristischen Strom-Spannungs-Kennlinie (Abb. 3.13a) ableiten läßt, ist somit die auf der RTD-NLTL wirksame Nichtlinearität gegeben.

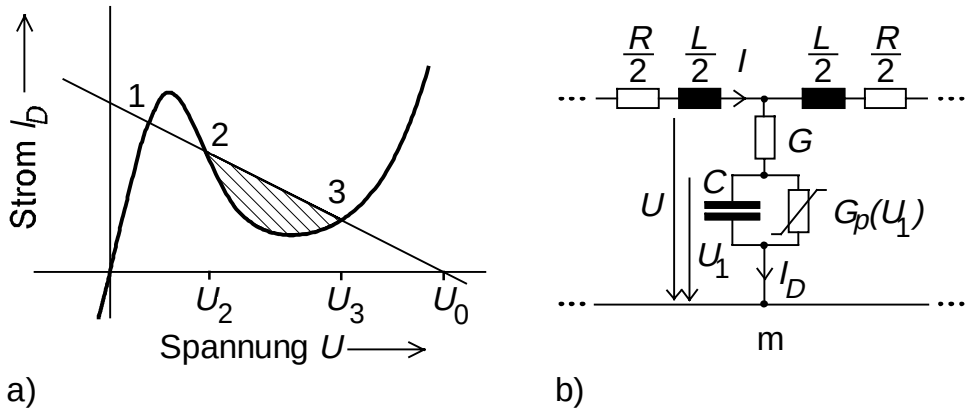

Abb. 3.13 a) Schematische Strom-Spannungs-Kennlinie einer RTD mit eingezeichneter Arbeitsgraden (siehe Text); b) Ersatzschaltbild einer RTD-NLTL

Zur Beschreibung der Signalausbreitung auf einer solchen RTD-NLTL wird hier aus dem Ersatzschaltbild (Abb. 3.13b), nach dem in Abschnitt 3.1 geschilderten Verfahren, folgende Feldgleichung abgeleitet (siehe auch [72] und Anhang B):

$$\frac{\partial U}{\partial x'} = L'C''\frac{\partial^3 U}{\partial t'^3} - \frac{G_p'(U)}{C'}U + \frac{C'}{G'}\frac{\partial^2 U}{\partial t'^2} \tag{3.15}$$

mit

$$G_p'(U)U = \frac{I_D(U)}{p} \tag{3.16}$$

und

$$I_D(U) = BU(U - U_3)(U - U_2) \tag{3.17}$$

Die Gleichung (3.15) ist gültig, wenn die Änderung der Signalform entlang der Ausbreitungsstrecke, bezogen auf die Wellenlänge, klein ist und der Einfluß des Längswiderstandes R vernachlässigt werden kann. Ferner ist hier die Kennlinie der RTD durch die Potenzreihe (3.17) in Relation zur Arbeitsgraden (Abb. 3.13a) angenähert und in Gleichung (3.16) auf die Periodenlänge p bezogen. In Gleichung (3.15) beschreiben die 3 rechten Summanden nacheinander den Einfluß des Tiefpass-Filters, der Nichtlinearität und der auch als Resonanzdämfung bezeichneten frequenzabhängigen Verluste der RTDs auf die Signalausbreitung. Im Zuge der numerischen Lösung dieser Gleichung fällt auf, daß mit einer Uminterpretation der Parameter aus Gleichung (3.5) in $C'(U) = C_0' = C$, $C_0'/G' = C'/G'$ und $R'/L' = G_p'(U)/C'$, Gleichung (3.5) in Gleichung (3.15) übergeht. Somit ist hier der vorhandene KdV-Simulator zur numerischen Berechnung der Signalausbreitung auf RTD-NLTL anwendbar.

Mit dem so modifizierten KdV-Simulator wurden Rechnungen zu einer homogenen RTD-NLTL durchgeführt, wobei eine experimentell bestimmte nichtlineare Diodenkennlinie nach [72] zugrunde gelegt wurde. Zwei wesentliche Ergebnisse sind in Abb. 3.14 zu sehen. Im rechten Teil der Abb. 3.14a ist zunächst die auf die Arbeitsgrade bezogene Kennlinie der eingesetzten RTDs dargestellt, wobei der aktive Bereich wieder durch Schraffur hervorgehoben ist. Im linken Teil der Abbildung ist die sich entwickelnde zeitliche Signalform eines in die RTD-NLTL eingespeisten sinusförmigen Eingangssignales mit einer Frequenz von 10 GHz und einer Amplitude von 0,5 V dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß die Momentanwerte der Signalspannung, die sich im aktiven Bereich der Kennlinie befinden, mit zunehmender Ausbreitung bis auf eine Spannung von 0,45 V verstärkt werden. Die Momentanwerte der Signalspannung, die sich außerhalb des aktiven

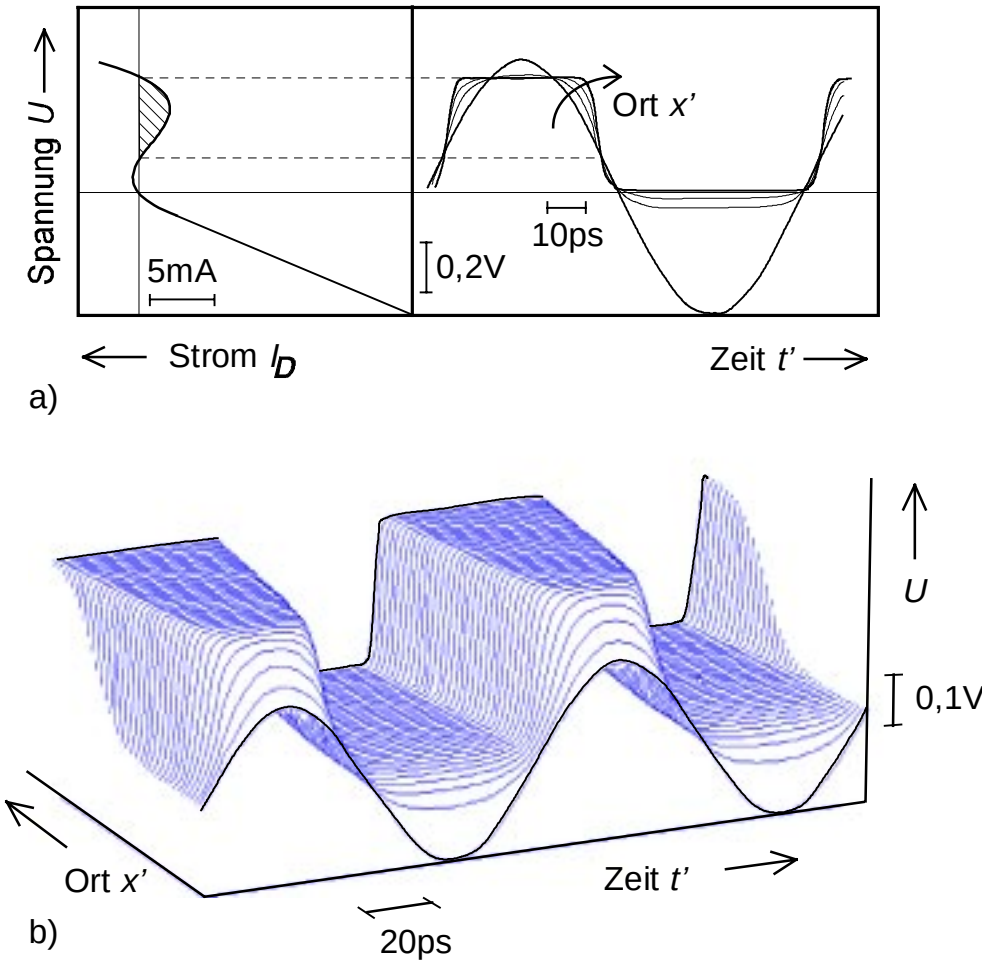

Abb. 3.14: Pulskompression auf homogener RTD-NLTL, Simulationsdaten: $L' = 0{,}6$ nH/mm, $C' = 0{,}5$ pF/mm, $L'C'' = 0\ s^2$, $C'/G' = 6 \cdot 10^{13} s^{-1}$, $B = 0{,}1\ A/V^3$, $U_3 = 0{,}45$ V, $U_2 = 0{,}1$ V ; a) Strom-Spannungs-Kennlinie nach Gleichung (3.18) und Entstehung von Schockfronten bei der Signalausbreitung, Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in} = 0{,}5$V, Parameter ist der Ort x' auf der Ausbreitungsstrecke; b) Generation und Ausbreitung von Schockfronten, Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in} = 250$ mV

Bereiches der Kennlinie befinden, werden für Spannungen kleiner 0,1 V bis auf 0 V und für Spannungen größer 0,45 V auf den Wert von 0,45 V gedämpft (siehe auch [46,73]). Insgesamt wird also annähernd ein Rechtecksignal mit Schockfronten generiert, die hier eine Transitzeit von ca. 5 ps und eine maximale, durch die Arbeitspunkte 1 und 3 bestimmte Amplitude von 0,45 V erreichen.

Für die gleiche NLTL ist in Abb. 3.14b neben der Generation von Schockfronten, auch die Ausbreitung dieser Signalformen auf der RTD-NLTL zu sehen. Zunächst ist im Anfangsbereich der NLTL die Generation von Schockfronten aus dem sinusförmigen Eingangssignal (f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 250 mV) zu erkennen. Diese Schockfronten breiten sich dann - bei Betrachtung im Laborsystem - mit unterschiedlicher Geschwindigkeit auf der Leitung aus, wobei sich Schockfronten mit einer negativen Spannungsänderung schneller und Schockfronten mit einer positiven Spannungsänderung langsamer fortbewegen. Nach [72] wird dabei die Geschwindigkeit der Schockfronten durch die Arbeitsgrade und somit durch die Lage der Arbeitspunkte 1 bis 3 auf der Kennlinie (Abb. 3.13a) bestimmt.

Diese Ergebnisse zeigen, daß auf der RTD-NLTL trotz Leitungsverluste die Generation und Ausbreitung stabiler Flanken mit konstanter Amplitude möglich ist, welche als eine Art Gleichgewicht zwischen nichtlinearer Verstärkung und Dämpfung auf der Leitung anzusehen sind [72,74]. So wird mit dieser RTD-NLTL, je nach Länge der Ausbreitungsstrecke, eine gezielte Erzeugung von rechteckförmigen Impulsen mit vorher bestimmbarer Dauer ermöglicht, deren Flanken durch Schockfronten repräsentiert sind. Diese Rechnungen haben weiterhin gezeigt, daß zur Erzeugung von Schockfronten mit Anstiegs- bzw. Fallzeiten von 2 ps die Wirksamkeit der Nichtlinearität und somit die Grenzfrequenzen der eingesetzten RTDs in den Frequenzbereich bis 1 THz erstrecken muß. Neueste technisch hergestellte Tunneldioden erfüllen diese Forderung [73], so daß RTD-NLTL prinzipiell zu Zwecken der Pulskompression und somit zur Erzeugung von Signalformen mit Transienten von deutlich weniger als 5 ps einsetzbar sind.

3.2.3 Sättigbarer Absorber

An dieser Stelle wird in knapper Form eine weitere Art der Nichtlinearität in NLTL dargestellt, die z.B. durch den Betrieb von Schottkydioden bis in den Durchlaßbereich hinein, bei der Signalausbreitung auf der Leitung wirksam ist. Da diese Nichtlinearität auf der Wirkung einer spannungsabhängigen Dämpfung beruht, bei der nur Signale mit großen Amplituden auf der Leitung ausbreitungsfähig sind, wird diese Nichtlinearität, in Analogie zur nichtlinearen Optik, als sättigbarer Absorber bezeichnet. Hervorgerufen wird diese Art der Nichtlinearität durch einen spannungsabhängigen Leitwert, der parallel zur Sperrschichtkapazität der Schottkydioden angenommen wird und beim Betrieb der Dioden in

Durchlaßrichtung endliche Werte annimmt. Dadurch werden auf der NLTL zusätzliche Verluste wirksam, die ebenfalls zur Pulskompression einsetzbar sind.

Da die Nichtlinearität des sättigbaren Absorbers ebenfalls durch eine nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie hervorgerufen wird, sind für die numerische Berechnung der Wellenausbreitung auch hier die Gleichungen (3.15) und (3.16) unter den oben genannten Voraussetzungen anwendbar, Die Srom-Spannungs-Kennlinie einer Schottkydiode wird dabei durch die Gleichung:

$$I_D(U) \quad = \quad I_s\left[\exp(H(U-U_0))-1\right] \tag{3.18}$$

unter Anpassung der Faktoren I_s und H im Arbeitspunkt U_0 angeglichen (s.a. Kapitel 4). Weiterhin wird auch hier die Kapazität C der Schottkydioden als konstant angenommen. In Abb. 3.15 ist die Signalausbreitung auf einer homogenen NLTL unter Wirkung eines sättigbaren Absorbers dargestellt. Im linken Teilbild ist zunächst ein Ausschnitt der nach Gleichung (3.18) berechneten Strom-Spannungs-Kennlinie eingetragen, wobei die Faktoren I_s und H in Anlehnung experimentell bestimmte Werte eine GaAs-Schottkydiode gewählt wurden. Unter Wirkung dieser Kennlinie ist die zeitliche Entwicklung der Signalform im rechten Teilbild zu sehen. Als Eingangssignal wurde ein Sinussignal mit einer Frequenz von 10 GHz und einer relativ kleinen Amplitude von 0,25 V verwendet, um bei der gewählten Kennlinie

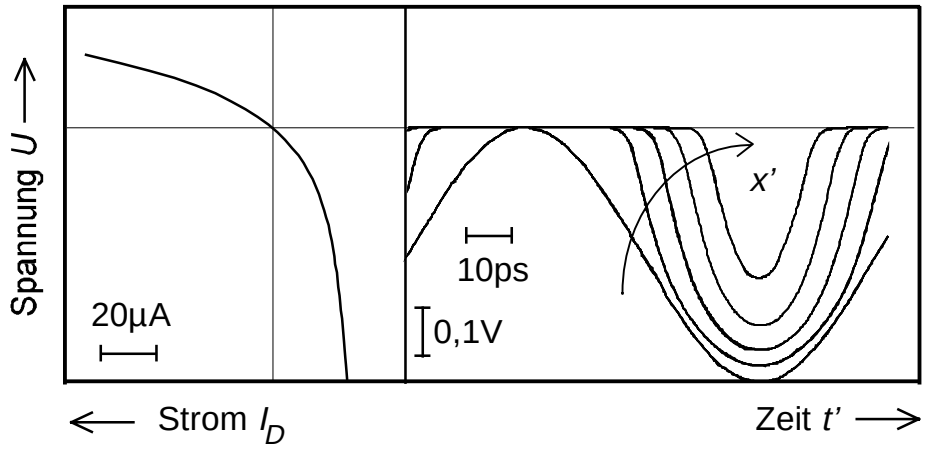

Abb. 3.15: Pulskompression durch Wirkung eines sättigbaren Absorbers auf homogener NLTL (siehe Text), Parameter ist der Ort x', Eingangssignal: f = 10 GHz, $\hat{U}_{in}$ = 0,5 V; Simulationsdaten: L' = 0,6 nH/mm, C' = 0,5 pF/mm, L'C'' = 0 s^2, C'/G' = $6\cdot10^{12}$ s^{-1}, I_s = 0,2µA, H = 20 V^{-1}, U_0 = 0,5 V

den Effekt der Impulsgeneration und -kompression deutlich sichtbar zu machen. Wie zu erkennen, werden mit fortschreitendem Ort die Bereiche des Eingangssignales, an denen die momentanen Spannungswerte klein sind, deutlich schwächer gedämpft als die übrigen Bereiche, so daß im Bereich der niedrigsten Momentanspannung ein Impuls pro Periode des Eingangssignales generiert und komprimiert wird. Ein zusätzliches Nachschwingsignal ist nicht zu beobachten, jedoch nimmt die Amplitude des Impulses mit zunehmender Ausbreitungsstrecke kontinuierlich ab. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen, da die der Nichtlinearität zugrundeliegende Kennlinie keinen aktiven Bereich aufweist, so daß auf dieser Leitung die Wirkung der (spannungabhängigen) Verluste nicht durch eine Energiezufuhr kompensiert wird. Im Gegensatz zur parametrischen Verstärkung und dem Einsatz von RTDs findet unter alleiniger Wirkung eines sättigbaren Absorbers daher keine stationäre Signalausbreitung auf der NLTL statt.

Dieses Ergebnis zeigt, daß auf einer NLTL der Betrieb von Schottkydioden in Durchlaßrichtung ebenfalls zur Generation und Kompression von Einzelimpulsen pro Periode führt, ohne zusätzliche Nachschwingsignale zu erzeugen. Mit der Aussteuerung der Schottkydioden sowohl in Sperrichtung als auch in Durchlaßrichtung stellt die zusätzliche Nutzung dieser Nichtlinearität daher ebenfalls eine Verbesserung der Kompressionseigenschaften von NLTL dar.

Die numerischen Untersuchungen in diesem Kapitel haben wichtige und neue Ergebnisse zur Verbesserung der Pulskompression auf nichtlinearen Leitungen gezeigt. Diese werden im folgenden noch einmal kurz zusammengefaßt, bevor im weiteren Verlauf dieser Arbeit auf die Technologie nichtlinearer Leitungen und nachfolgend auf den Vergleich von experimentellen und numerischen Ergebnissen eingegangen wird.

– Mit Hilfe des hier dargestellten Simulationsmodelles wird die Signalausbreitung auf NLTL, unter Berücksichtigung der grundlegenden physikalischen Mechanismen, beschrieben. Die nichtlinearen und dispersiven Effekte sowie der Einfluß von Verlusten werden in geeigneter Weise unabhängig voneinander dargestellt.

– Verstärkte Nichtlinearitäten führen durch effektivere Signalwechselwirkungen auf NLTL zu kürzeren Leitungsstrukturen und somit zu großen Signalamplituden aufgrund der geringeren Gesamtverluste der Leitung.

- Die Struktur von NLTL ist in Form von Gradienten-NLTL soweit optimiert, daß auf derartigen NLTL Impulsweiten von wenigen Picosekunden erzielt werden, wobei nur ein Impuls pro Periode des Eingangssignales erzeugt wird.

- Durch die Anwendung von parametrischer Verstärkung in Zusammenwirkung mit Resonatorstrukturen werden Einzelimpulse generiert, die durch Energiezufuhr aus dem Pumpsignal hohe Amplituden erreichen können.

- Nichtlineare absorptive Effekte, wie sie in resonanten Tunneldioden oder Schottkydioden vorkommen, können ebenfalls zur Erzeugung steiler Schockfronten und kurzer Impulse auf NLTL genutzt werden. Insbesondere führt das aktive Verhalten von Tunneldioden zur Kompensation von Leitungsverlusten und damit zur Ausbildung von stationären Wellenformen, deren Transienten Flanken mit Anstiegszeiten von wenigen Picosekunden aufweisen.