

Rauschen von mm-Wellenmischern mit GaAs-Schottky-Dioden

Vom Fachbereich Elektrotechnik und
Informationstechnik der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Frank-Hermann Gottwald
geboren am 6. Mai 1967 in Neustadt

1998

Referent:
Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. K.-H. Löcherer
Prof. Dr.-Ing. J. Gaul

Tag der Promotion:

15.12.1998

Abstract

Gottwald, Frank-Hermann:

Rauschen von mm-Wellenmischern mit GaAs-Schottky-Dioden

Es wird eine vollständige theoretische und experimentelle Rauschuntersuchung eines mm-Wellenmischers mit GaAs-Schottky-Dioden durchgeführt. Dabei wird besonderer Wert auf das Überschußrauschen gelegt. Ein Mischer-Simulationsprogramm benötigt als Eingabedaten die Diodenparameter und die Einbettungsimpedanzen. Die Diodenkapazität wird mit Hilfe von Rauschmessungen bei 94 GHz und Konversionsverlust-Messungen empirisch bestimmt. Es ergibt sich ein von der gebräuchlichen Wurzelfunktion abweichender Kapazitätsverlauf. Zur Erstellung eines Diodenrauschmodells wird die Rauschtemperatur bei verschiedenen Frequenzen (100 MHz bis 94 GHz) und Diodenströmen gemessen und mit der bekannten Rauschtheorie verglichen. Im unteren Frequenzbereich ergibt sich im Rauschtemperaturverlauf ein Maximum, und für höhere Ströme fällt die Kurve wieder ab. Dieser Maximalwert wird mit wachsender Frequenz kleiner und tritt dann bei höheren Diodenströmen auf. Zur Nachbildung dieses Rauschverhaltens werden stromabhängige Zeitkonstanten in Trapping-Rauschquellen eingeführt. Für die Integration der Rauschquellen in die Rauschanalyse des Mischer-Simulationsprogramms müssen die Korrelationen der einzelnen Rauschursachen beachtet werden.

Die Einbettungsimpedanzen werden mit drei verschiedenen Methoden bestimmt: Es wird ein vergrößertes Modell verwendet, um mit entsprechend tieferen Frequenzen die Impedanzen bei den Harmonischen des Lokaloszillators zu bestimmen. Diese Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten und berechneten Werten der beiden anderen Methoden. Zur Simulation wird das HF-Simulationspaket HFSS eingesetzt. Die analytische Berechnung geht von einer Antenne im Hohlleiter aus, wobei die Hohlleiterwände durch die Spiegelungsmethode berücksichtigt werden.

Zur Verifikation der verwendeten und an einigen Stellen modifizierten Theorie werden Messungen an einem mm-Wellenmischer mit einer Lokaloszillatorfrequenz von 94 GHz durchgeführt. Die gemessenen und simulierten Konversionsverluste und Mischer-Rauschtemperaturen stimmen sehr gut überein. Das entstandene Simulationspaket kann zur Optimierung von Mischern bzgl. des Konversionsverlustes und des Rauschens herangezogen werden.

Schlüsselwörter: mm-Wellenmischer, Überschußrauschen, Einbettungsimpedanzen

Abstract

Gottwald, Frank-Hermann:

Noise of mm-wave mixers with GaAs-Schottky-Diodes

The topic of this work is the complete theoretical and experimental investigation of noise in mm-wave mixers with GaAs-Schottky-Diodes. An extended analysis is presented for the excess noise of the diodes and the mixer. The mixer simulation program includes the effects of nonlinear capacitances, arbitrary embedding impedances, nonideality of microwave diodes and all kinds of noise generated in the diode. The determination of the diode capacitance is established in an empirical way. With the measurement of both the noise at 94 GHz and the conversion loss it is possible to find a new characteristic of the capacitance versus voltage which differs from the commonly used square root function. Based on measurements of the noise temperature for different currents in the frequency range of 100 MHz to 94 GHz a noise model of the diode is established and compared to conventional noise theory: In the frequency range below 2 GHz the noise temperature runs through a maximum with respect to diode current; with the frequency increased the maximum decreases and is shifted to higher currents. This effect can be modeled by a current dependent time constant in the trapping noise formula. With the integration of the particular noise sources into the mixer simulation program attention has to be paid to the correlation properties of each noise source.

The embedding impedances are determined in three different ways: A scaled model is used to measure the impedance at the harmonics of the local oscillator frequency at correspondingly lower frequencies. These results agree very well with the simulated and calculated values of the other two methods. The professional simulation tool High Frequency Structure Simulator is applied for the simulation, and the analytical calculation uses the conception of an antenna in a waveguide; the walls of the waveguide are taken into account by insertion of image antennas.

Finally measurements at an original 94 GHz mixer were done to verify the theoretical results including the extensions mentioned above. Calculated and measured values of conversion loss and noise temperature agree in an excellent manner. The developed simulation tool can be used to optimize the signal and noise performance of mm-wave mixers.

Keywords: Excess noise, Embedding impedance, mm-wave mixer

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Inhaltsverzeichnis	I
Zusammenstellung der wichtigsten Abkürzungen und Formelzeichen	IV
1. Einleitung	1
2. Der Mischeraufbau	4
2.1 Der Aufbau des Mixers	4
2.2 Die Dimensionierung des koaxialen Tiefpaßfilters	6
2.3 Der Kurzschlußschieber	8
2.4 Der Taper	9
3. Die GaAs-Schottky-Diode	10
3.1 Der Aufbau der Diodenchips	10
3.2 Die Diodenparameter	13
3.2.1 Der Serienwiderstand	15
3.2.2 Die Kapazität des Überganges	19
3.3 Das Rauschverhalten der GaAs-Schottky-Diode	25
3.3.1 Die Rauschquellen	25
3.3.1.1 Thermisches Rauschen	25
3.3.1.2 Schrotrauschen	26
3.3.1.3 Hot-Electron-Rauschen	26
3.3.1.4 Trapping-Rauschen	27
3.3.1.5 Zwischentalstreuung	28
3.3.1.6 Funkelrauschen	28
3.3.1.7 Hot-Electron-Trapping	29
3.3.2 Das Rauschersatzschaltbild	31
3.3.3 Die Messung des Diodenrauschens	32
3.3.3.1 Rauschmessung bei Frequenzen unterhalb 400 MHz	33
3.3.3.2 Rauschmessung bei 1,5 GHz	33
3.3.3.3 Rauschmessung bei 10 GHz und 17,5 GHz	34
3.3.3.4 Rauschmessung bei 94 GHz	35
3.3.3.5 Ergebnisse der Rauschmessung	36
3.3.4 Das Verfahren zur Optimierung der Modellparameter	38
3.3.5 Der Vergleich von Rauschmodell und Messung	39
3.3.5.1 Rauschtemperaturen der Diode DA357-1	42
3.3.5.2 Rauschtemperaturen der Diode D644-08	44
3.3.5.3 Rauschtemperaturen der Diode D733	46
3.3.6 Die Ergebnisse der Rauschanalyse	47

4. Das Mischer-Simulationsprogramm	48
4.1 Die Programmbeschreibung	49
4.1.1 Das Großsignalverhalten	49
4.1.2 Das Kleinsignalverhalten	53
4.1.3 Die Rauschanalyse	55
4.1.4 Der Programmablauf	63
4.2 Die Rauschtemperaturen und –zahlen	63
4.2.1 Die Rauschtemperaturen	64
4.2.2 Die Definition der Mischerrauschzahl	66
5. Die Einbettungsimpedanzen	71
5.1 Bestimmung der Einbettungsimpedanzen mit einem Modell	73
5.2 Bestimmung der Einbettungsimpedanzen mit dem HFSS	76
5.3 Analytische Bestimmung der Einbettungsimpedanzen	79
5.3.1 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{11} am Koaxtor bei koaxialer Speisung	80
5.3.2 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{12} zwischen Spalt und Tiefpaßfilter	86
5.3.3 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{22} am Spalttor	87
5.3.4 Ersatzschaltung zur Berechnung der Einbettungsimpedanzen	88
5.4 Vergleich der Ergebnisse	93
5.4.1 Vergleich der Einbettungsimpedanzen	94
5.4.2 Einflüsse der Fertigungstoleranzen	97
5.4.3 Änderungen der Mischergeometrie	98
5.4.4 Abschluß des Whiskerstiftes mit der Hohlleiterwand	101
6. Meßergebnisse im Mischerbetrieb	103
6.1 Messung des Konversionsverlustes	104
6.2 Berechnung des Konversionsverlustes	105
6.3 Vergleich der Konversionsverluste	110
6.3.1 Konversionsverluste der Diode D644-08	110
6.3.2 Konversionsverluste der Diode DA357-1	112
6.3.3 Ergebnis des Vergleichs der Konversionsverluste	113
6.4 Rauschmessungen am Mischer	114
6.4.1 Der Rauschmeßplatz	114
6.4.2 Reflexionsfaktor am Zwischenfrequenz-Ausgang	116
6.5 Vergleich der Rauschleistungen am Mischerausgang	117
6.5.1 Ausgangs-Rauschtemperatur der Diode D644-08	118
6.5.2 Ausgangs-Rauschtemperatur der Diode DA357-1	118
6.5.3 Rauschspektren der einzelnen Dioden	120
6.5.4 Ergebnis des Vergleichs der Ausgangs-Rauschtemperaturen	121
6.6 Bewertung des Simulationspakets	122

7. Simulationsergebnisse und Auswertung	123
7.1 Minimale Konversionsverluste	124
7.2 Rauschtemperaturen für verschiedene Hohlleiterhöhen	127
7.3 Variation des Arbeitspunktes	131
7.4 Zusammensetzung des Rauschens am Mischerausgang	136
8. Zusammenfassung	139
Literaturverzeichnis	143
Anhang	149
Anhang zu Kapitel 2: Zeichnung des Mischerblocks	149
Anhang zu Kapitel 3: Dioden-Rauschtemperaturen	152
Anhang zu Kapitel 4:	
A.4.1 Berechnung der Korrelation des Hot-Electron-Rauschens in gepumpten Dioden	153
A.4.2 Berechnung der Korrelation des frequenzabhängigen Trapping- Rauschens in gepumpten Dioden	155
Anhang zu Kapitel 5: Darstellung einiger im Text verwendeter Beziehungen	157
Anhang zu Kapitel 6:	
A.6.1 Berechnung des Transmissions- und Eingangsreflexionsfaktors	159
A.6.2 Konversionsverluste der Diode D644-08	160
A.6.1 Konversionsverluste der Diode DA357-1	161
A.6.1 Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors	162
Lebenslauf	163

Zusammenstellung der wichtigsten Abkürzungen und Formelzeichen

Formelzeichen:

a	Innenradius des koaxialen Tiefpaßfilters am Hohlleiter
A	Anodenfläche der Diode
A^*	Modifizierte Richardsonkonstante
A_z	z -Komponente des magnetischen Vektorpotentials
A_z	z -Komponente des magnetischen Vektorpotentials im Bildbereich
b	Außenradius des koaxialen Tiefpaßfilters am Hohlleiter
B_A, B_B, B_C	Blindleitwerte der nicht ausbreitungsfähigen Moden im Hohlleiter
c	Lichtgeschwindigkeit
c_{ij}	Streuparameter des Korrektornetzwerkes C
C_j, c_j	Diodenkapazität im Flußbereich
C_{j0}	Diodenkapazität ohne angelegte Spannung
C_K	Kapazität des Korrektornetzwerkes C
C_p	Parallelkapazität der Diode
d	Hohlleiterbreite
d_C	Dicke des Substratmaterials
d_{wh}	Abstand des Whiskerendes zur Hohlleiterwand
e	Abstand des Whiskers zur Hohlleiterwand
E	Elektrisches Feld
E_C	Energie der Leitungsbandunterkante
E_F	Energie des Fermi-niveaus
E_{mn}	Transversal-Magnetische Moden
E_r	r -Komponente des elektrischen Feldes
E_V	Energie der Valenzbandoberkante
E_z	z -Komponente des elektrischen Feldes im Bildbereich
F	Rauschzahl
f	Frequenz allgemein
f_C	Grenzfrequenz der Diode
F_{DSB}	Zweiseitenband-Rauschzahl
f_{ij}	Streuparameter des koaxialen Tiefpaßfilters
f_{LO}	Lokalszillatorfrequenz
F_{LSB}	Einseitenband-Rauschzahl für Signale am unteren Seitenband
f_n	Frequenz $n f_{LO} + f_{ZF}$
F_{USB}	Einseitenband-Rauschzahl für Signale am oberen Seitenband
f_{ZF}	Zwischenfrequenz
g_j	Differentieller Leitwert des Überganges; Diodenleitwert
$G_{K,ij}$	Verfügbare Konversionsverlust zwischen Signalen mit den Frequenzen $ i f_{LO} + f_{ZF} $ und $ j f_{LO} + f_{ZF} $ in dB
$G_{K,realij}$	Meßbarer Konversionsverlust zwischen Signalen mit den Frequenzen $ i f_{LO} + f_{ZF} $ und $ j f_{LO} + f_{ZF} $ in dB
h	Hohlleiterhöhe
h	Planck'sches Wirkungsquantum
H_{mn}	Transversal-Elektrische Moden
H_Θ	Θ -Komponente des magnetischen Feldes
\underline{I}	Komplexer Strom allgemein
I	Strom allgemein

I_C, i_C	Kapazitätsstrom
I_d, i_d	Diodenstrom
$\underline{I}_{d,n}$	n-ter Fourierkoeffizient des Diodenstromes
\underline{i}_e	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen Ströme des Hot-Electron-Rauschens
$i_e(t)$	Strom im linearen Netzwerk bei der Großsignalanalyse
i_f	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Funkelrauschens
I_g, i_g	Diodenleitwertstrom
$\underline{I}_{g,n}$	n-ter Fourierkoeffizient des Leitwertstromes
\underline{i}_{het}	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen Ströme des Hot-Electron-Trappings
i_{het}	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Hot-Electron-Trappings
$i_{het,n}$	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Hot-Electron-Trappings für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $
$i_j(n,I)$	Allgemeiner quasi-sinusförmiger Rauschstrom für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $ bei der Rauschanalyse
\underline{i}_S	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen Ströme des Schrotrauschens
I_S	Sättigungsstrom
i_S	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Schrotrauschens
$i_{S,n}$	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Schrotrauschens für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $
i_t	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Trapping-Rauschens
\underline{i}_{th}	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen thermischen Rauschströme
$i_{th,n}$	Quasi-sinusförmige thermische Rauschstromquelle für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $
\underline{i}_{ti}	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen Ströme des Trapping-Rauschens am Übergang
$i_{ti,n}$	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Trapping-Rauschens am Übergang für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $
\underline{i}_{tu}	Spaltenvektor der quasi-sinusförmigen Ströme des Trapping-Rauschens in der ungeleerten Epitaxieschicht
$i_{tu,n}$	Quasi-sinusförmige Stromquelle des Trapping-Rauschens in der ungeleerten Epitaxieschicht für die Frequenz $ n f_{LO} + f_{ZF} $
I_z	z-Komponente des Antennenstromes
I_z	z-Komponente des Antennenstromes im Bildbereich
$\underline{I}_{\beta,n}$	n-ter Fourierkoeffizient eines Stromes mit dem Exponenten $\beta/2$
j	Imaginäre Zahl $\sqrt{-1}$
$J_{m\Theta}$	Θ -Komponente der magnetischen Stromdichte im Bildbereich
K	Konstante allgemein
k	Wellenzahl
k	Boltzmann-Konstante
K_f	Konstante des Funkelrauschens
K_h	Konstante des Hot-Electron-Rauschens
K_{het}	Konstante des Hot-Electron-Trappings
k_S	Genauigkeit der Großsignalanalyse
K_{ti}	Konstante des Trapping-Rauschens am Übergang
K_{tu}	Konstante des Trapping-Rauschens im Serienwiderstand
l	Entfernung des Kurzschlußschiebers von der Diode
\underline{l}_{ij}	Streuparameter des Korrektornetzwerkes L
L_K	Induktivität des Korrektornetzwerkes L
$L_{K,ij}$	Verfügbare Konversionsgewinn zwischen Signalen mit den Frequenzen $ i f_{LO} + f_{ZF} $ und $ j f_{LO} + f_{ZF} $

$L_{K,realij}$	Übertragungsfunktion des meßbaren Konversionsverlustes zwischen Signalen mit den Frequenzen $ i \cdot f_{LO} + f_{ZF} $ und $ j \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
L_S	Induktivität des Substratmaterials
$L_S(\omega)$	Serieninduktivität bei Wechselstrom
m^*	Relative Elektronenmasse
\underline{m}_{ij}	Streuparameter des Diodenmounts
M_Θ	Θ -Komponente des elektrischen Vektorpotentials
M_Θ	Θ -Komponente des elektrischen Vektorpotentials im Bildbereich
n	Idealitätsfaktor
$N(t)$	Rauschleistungsgröße
$n(t)$	Amplitudenfaktor, der die Großsignalaussteuerung enthält
N_{depi}	Dotierungsdichte der Epitaxieschicht
N_{het}	Falldichte des Hot-Electron-Trappings
$\underline{N}_{LSB,k}$	Zeiger eines quasi-sinusförmigen Rauschsignals für die Frequenz $ k \cdot f_{LO} - f_{ZF} $; $k \geq 0$
N_{max}	Maximale Anzahl der Harmonischen des Lokaloszillators bei der Großsignalanalyse
N_{ti}	Falldichte des Trapping-Rauschens am Übergang
N_{tu}	Falldichte des Trapping-Rauschens im Serienwiderstand
$\underline{N}_{USB,k}$	Zeiger eines quasi-sinusförmigen Rauschsignals für die Frequenz $ k \cdot f_{LO} + f_{ZF} $; $k \geq 0$
p	Besetzungswahrscheinlichkeit
P_0	Rauschleistung eines Meßobjekts mit Umgebungstemperatur
P_{cal}	Rauschleistung des Kalibrierstandards
P_{Diode}	Signalleistung an der Diode
$P_{LO,verf}$	Verfügbare Leistung des Lokaloszillators
P_{mess}	Gemessene Rauschleistung
$P_{N,n}$	Meßbare Rauschleistung für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$P_{S,n}$	Meßbare Sendeleistung für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$P_{verf,0}$	Verfügbare Rauschleistung am Mischer-Ausgang
\bar{q}_n	Variable $\bar{q}_n = \sqrt{1 - (n\pi/kh)^2}$
q	Variable $q^2 = \alpha^2 - k^2$
q	Elektronenladung
r	Radius allgemein
\underline{r}	Reflexionsfaktor
r'	Radius
r_a	Anodenradius
r_{C1}	Radius eines Kreises mit gleicher Oberfläche wie der gesamte Diodenchip
r_{C2}	Radius eines Zylinders mit gleicher Mantelfläche wie die vier Seitenflächen des Chips
$\underline{r}'_{D,n}, \underline{r}''_{D,n}, \underline{r}'''_{D,n}$	Hilfs-Reflexionsfaktoren für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$\underline{r}_{D,n}$	Reflexionsfaktor an der Diode für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$\underline{r}_{ein,n}$	Eingangsreflexionsfaktor für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$\underline{r}_{int,n}$	Interner Reflexionsfaktor für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
r_j	Differentieller Widerstand am Übergang
\underline{r}_n	Reflexionsfaktor am linearen Netzwerk für die Frequenz $n \cdot f_{LO}$
R_S	Serienwiderstand
$R_S(0)_{gemessen}$	Gemessener Serienwiderstand
$R_S(n)$	Serienwiderstand für die Frequenz $n \cdot f_{LO}$

$R_S(\omega)$	Serienwiderstand für Wechselstrom
$R_{S,\text{berechnet}}$	Berechneter Serienwiderstand
$R_{S,n}$	Serienwiderstand für die Kreisfrequenz $ \omega_{ZF} + n \cdot \omega_{LO} $
R_{SE}	Widerstand der Epitaxieschicht
$R_{SE}(\omega)$	Widerstand des Substratmaterials für Wechselstrom
R_{SK}	Widerstand des ohmschen Kontaktes und des Anoden/Whisker-Überganges
R_{SS}	Widerstand des Substratmaterials
$R_{SS}(\omega)$	Widerstand der Epitaxieschicht für Wechselstrom
r_{ZF}	Reflexionsfaktor am Zwischenfrequenz-Ausgang
s	Halbe Spaltbreite im Whisker
$\underline{S}_{11}, \underline{S}_{22}, \underline{S}_{12}, \underline{S}_{21}$	Streuparameter eines allgemeinen Vierpols
\underline{S}_{21}	
SNR_{Aus}	Signal/Rausch-Verhältnis am Ausgang
SNR_{Ein}	Signal/Rausch-Verhältnis am Eingang
t	Zeit
T	Periodendauer
T_0	Umgebungstemperatur
T_{aus}	Rauschtemperatur am Mischerausgang
T_{cal}	Temperatur des Kalibrierstandards
T_d	Diodenrauschteperatur
$t_{D,1}$	Transmissionsfaktor vom Mischereingang zur Diode für das obere Seitenband
T_{DSB}	Zweiseitenband-Rauschtemperatur
T_e	Elektronentemperatur
t_{ij}	Streuparameter des Tapers
T_{iv}	Temperatur der Zwischentalstreuung
T_M	Mischertemperatur
T_{N2}	Temperatur von flüssigem Stickstoff
T_q	Quellen-Rauschtemperatur
T_{qn}	Quellen-Rauschtemperatur für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
t_s	Laufzeit der Elektronen durch die geleerte Epitaxieschicht
$T_{SSB,I}$	Einseitenband-Rauschtemperatur am oberen Seitenband
$T_{SSB,LSB}$	Einseitenband-Rauschtemperatur für das untere Seitenband
$T_{SSB,USB}$	Einseitenband-Rauschtemperatur für das obere Seitenband
\underline{U}	Komplexe Spannung allgemein
U	Spannung allgemein
U_0	Gleichspannung
U_{br}	Durchbruchspannung
U_d	Diodenspannung
$u_e(t)$	Spannung am linearen Netzwerk bei der Großsignalanalyse
$u_{e,n}$	Quasi-sinusförmige Spannungsquelle des Hot-Electron-Rauschens für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
$u_{\text{ein},n}$	Eingangsspannung über der Einbettungsimpedanz $Z_{e,n}$ für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $ bei der Großsignalanalyse
u_{iv}	Rauschspannungsquelle der Zwischentalstreuung
U_j, u_j	Spannung am Diodenübergang
$\underline{U}_{j,n}$	n-ter Fourierkoeffizient der Spannung am Übergang
$\underline{U}_L(x)$	Ortsabhängige Spannung der nach links laufenden Welle auf der fiktiven Leitung bei der Großsignalanalyse
$\underline{U}_{L,n}$	n-ter Fourierkoeffizient der nach links laufenden Spannungswelle
\hat{U}_{LO}	Amplitude des LO-Signals

\underline{U}_{LO}	Lokalszillatorspannung
u_n	Spannung an den Toren des linearen Netzwerkes für die Frequenz $ nf_{LO}+f_{ZF} $
$\underline{U}_R(x)$	Ortsabhängige Spannung der nach rechts laufenden Welle auf der fiktiven Leitung bei der Großsignalanalyse
$\underline{U}_{R,n}$	n-ter Fourierkoeffizient der nach rechts laufenden Spannungswelle
$u_S(t)$	Summe der Fourierkoeffizienten der nach rechts laufenden Spannungswelle im Zeitbereich bei der Großsignalanalyse
U_T	Temperaturspannung
u_t	Spannungsquelle des Trapping-Rauschens
u_{th}	Spannungsquelle des thermischen Rauschens
v_d	Driftgeschwindigkeit der Elektronen
V_g	Potentialdifferenz der Bandlücke
V_n	Potentialdifferenz des Ferminiveaus zur Leitungsbandunterkante
v_{Sat}	Sättigungsgeschwindigkeit
w	Whiskerradius
W	Elektronenenergie
$w(t)$	Quasi-sinusförmiges frequenzabhängiges Rauschsignal
W_0	Elektronenenergie ohne elektrischem Feld
w_D	Dicke der geleerten Epitaxieschicht
w_E	Dicke der Epitaxieschicht
W_{ij}	Gewichtungsfaktor bzgl. der Optimierung des Rauschmodells
$X_{B,mn}, X_{A,mn}$	Reaktanzen zur Berücksichtigung von Kapazitäten des Whiskers mit der Hohlleiterwand
$X_{K,mn}$	Reaktanz des Kurzschlußschiebers für den H_{mn} -Mode
X_{Mn}	Reaktanz des Rest-Moden-Terms für nicht ausbreitungsfähige Moden im Hohlleiter
\underline{Y}	Admittanzmatrix bestehend aus den Fourierkoeffizienten des Diodenleitwertes und der Diodenkapazität
$Y(\alpha)$	Admittanz im Bildbereich
\underline{Y}'	Mit dem linearen Netzwerk erweiterte Admittanzmatrix
$\underline{Y}_{11}, \underline{Y}_{12}, \underline{Y}_{21}, \underline{Y}_{22}$	Admittanzen zur Berechnung des Koaxial-/Spalttor-Überganges
$\underline{Y}_A, \underline{Y}_B, \underline{Y}_C$	Admittanzen eines π -Ersatzschaltbildes
\underline{Y}_e	Einbettungsadmittanz
Z	Impedanz allgemein
\underline{Z}'	Mit dem linearen Netzwerk erweiterte Impedanzmatrix
\underline{Z}'_0	Zeilenvektor der mittleren Reihe der erweiterten Impedanzmatrix
\underline{Z}'_{ij}	Element ij der erweiterten Impedanzmatrix
$\underline{Z}'_{WH,mn}$	Modifizierte Hohlleiterimpedanz für den H_{mn} -Mode
Z_0	Feldwellenwiderstand des freien Raumes
$Z_{D,n}$	Impedanz der Diode für die Frequenz $ nf_{LO}+f_{ZF} $
Z_e	Einbettungsimpedanz
$Z_e(n)$	Einbettungsimpedanz für die Frequenz nf_{LO}
$Z_e(\omega)$	Frequenzabhängige Einbettungsimpedanz
$Z_{e,modifiziert}$	Mit dem Korrektornetzwerk modifizierte Einbettungsimpedanz
$Z_{e,n}$	Einbettungsimpedanz für die Frequenz $ nf_{LO}+f_{ZF} $
Z_{ges}	Gesamtimpedanz
Z_{koax}	Impedanz des Tiefpaßfilters
z_S	Position des Whiskerspaltes im Hohlleiter
Z_T	Wellenwiderstand der imaginären Leitung bei der Großsignalanalyse

$Z_{WH,mn}$	Wellenwiderstand des Hohlleiters für den H_{mn} -Mode
Δ	Potentialunterschied
Δf	Frequenzbereich
Φ_B	Barrierenhöhe
Φ_{bi}	Built-in-Potential
Φ_M	Potentialdifferenz zum Austritt eines Elektrons aus Metall
α	Variable im Bildbereich
β_{mn}	Ausbreitungskonstante des H_{mn} -Modes
χ	Elektronenaffinität
δ	Eindringtiefe des Stromes beim Skineneffekt
δ_x	Dicke der Zwischenschicht am Übergang
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	Relative Dielektrizitätszahl
φ_n	Phasenlage eines Signals für die Frequenz $ n \cdot f_{LO} + f_{ZF} $
μ_0	Magnetische Feldkonstante
μ_n	Elektronenbeweglichkeit
$\mu_n(N_{depi})$	Dotierungsabhängige Beweglichkeit
λ	Wellenlänge allgemein
λ_{gmn}	Hohlleiterwellenlänge des H_{mn} -Modes
σ	Elektroneneinfangfläche
σ_E	Leitfähigkeit der Epitaxieschicht
σ_S	Leitfähigkeit des Substratmaterials
τ	Zeitkonstante allgemein
τ_e	Energie-Relaxationszeit
$\tau_{het,n}$	Zeitkonstante des Hot-Electron-Trappings
$\tau_{het}(I_{g,0})$	Modifizierte Zeitkonstante des Hot-Electron-Trappings
$\tau_{i,n}$	Zeitkonstante des Trapping-Rauschens am Übergang
τ_{iv}	Zeitkonstante der Zwischentalstreuung
$\tau_{u,n}$	Zeitkonstante des Trapping-Rauschens im Serienwiderstand
ω	Kreisfrequenz allgemein
ω_{LO}	Kreisfrequenz des Lokaloszillators
ω_{ZF}	Zwischenkreisfrequenz

Funktionen:

$EF(PS)$	Fehlerkriterium der Rauschmodell-Optimierung
$g(r,\alpha)$	Green'sche Funktion
$H_n^{(2)}(x)$	Hankelfunktion zweiter Art n-ter Ordnung
$I_n(x)$	Modifizierte Besselfunktion erster Art n-ter Ordnung
$J_n(x)$	Besselfunktion erster Art n-ter Ordnung
$K_n(x)$	Modifizierte Besselfunktion zweiter Art n-ter Ordnung
$Y_n(x)$	Besselfunktion zweiter Art n-ter Ordnung
$\delta(x)$	Delta-Funktion

Abkürzungen:

ANA	Automatischer Netzwerkanalysator
AP	Arbeitspunkt
Au	Gold
DSB	Zweiseitenband (Double Sideband)
GaAs	Gallium-Arsenid
Ge	Germanium
HF	Hochfrequenz
HFSS	High Frequency Structure Simulator
HP	Hewlett Packard
KSS	Kurzschlußschieberstellung
LO	Lokoszillator
LSB	Unteres Seitenband (Lower Sideband)
NF	Niederfrequenz
PS	Rauschparametersatz
Pt	Platin
PTFE	Teflon; Polytetrafluoräthylen
Si	Silizium
SiO ₂	Siliziumdioxid; Quarz
SRL	Semi-Rigid-Leitung
SSB	Einseitenband (Single Sideband)
TEM	Transversal elektromagnetisch
TP	Tiefpaß
USB	Oberes Seitenband (Upper Sideband)
ZF	Zwischenfrequenz

Kapitel 1

Einleitung

GaAs-Schottky-Dioden werden in heterodynen Mischern als nichtlineares Mischelement zur Detektion von Signalen für Frequenzen im Bereich bis zu einigen THz eingesetzt. Vor allem in der Radioastronomie treten derartig hochfrequente Signale auf, die Informationen über die Zusammensetzung und die Dynamik von interstellaren Gaswolken liefern. Weiterhin finden Mischer im mm-Wellenbereich bei einigen Hundert GHz in der Plasmaphysik und bei erdatmosphärischen Messungen Anwendung. Die Signalleistung der hochfrequenten, zu detektierenden Signale ist sehr gering, so daß die im Mischer eingesetzten Elemente sehr rauscharm sein sollten. Somit besteht ein Bedarf an rauscharmen Mischern und Mischelementen, die eine hohe Grenzfrequenz besitzen. GaAs besitzt eine sehr hohe Elektronenbeweglichkeit und eignet sich daher besonders für den Einsatz im Hoch- und Höchsthfrequenzbereich. Weiterhin ist es sinnvoll, die parasitären Elemente der Mischerdioden zu minimieren; z.B. sollen die Diodenkapazität und der Serienwiderstand sehr kleine Werte annehmen. Um weitere Erfahrungen auf dem Gebiet der Höchsthfrequenz-Mischerdioden zu erlangen, ist ein Projekt mit dem Namen „Schottky-Barrier-Dioden für die Submillimeter-Wellen-Mischung“ durchgeführt worden, an dem mehrere Hochschul-Institute teilgenommen haben. Aus diesem Projekt heraus ist die vorliegende Arbeit entstanden; sie hat die Zielsetzung, das Rauschen der GaAs-Schottky-Dioden zu messen und in geeigneter Form zu modellieren. Die Meßobjekte stammen von der TU Darmstadt, einem der Teilnehmer des Projekts. Die Aufgabe des Instituts für Hochfrequenztechnik in Hannover bestand in der Rauschmessung an den Dioden. In der vorliegenden Arbeit werden vier Dioden verschiedenen Alters und mit unterschiedlichen Anodendurchmessern untersucht und deren Parameter gemessen. Der Anodendurchmesser der Dioden konnte durch neue Technologien von $1,5\ \mu\text{m}$ auf $0,5\ \mu\text{m}$ reduziert werden, und die Rauscheigenschaften haben sich ebenfalls stetig verbessert. Weiterhin werden die Dioden bzgl. des Rauschens in einem Hohlleitermischer untersucht. Das entstandene Mischer-Simulationsprogramm enthält die meßtechnisch erfaßten Rauschquellen und bestätigt die Meßergebnisse im Betrieb des Originalmischers. Es stellte sich heraus, daß der spannungsabhängige Verlauf der Diodenkapazität im Flußgebiet großen Einfluß bei der Bestimmung des Konversionsverlustes hat.

Ziel der Arbeit ist die theoretische Beschreibung der GaAs-Schottky-Dioden im Mischerbetrieb bzgl. ihres Rauschens. Dazu wird das Rauschen verschiedener Dioden bei unterschiedlichen Diodenströmen und für Frequenzen bis etwa 100 GHz gemessen. Die Meßergebnisse ermöglichen die Aufstellung eines einheitlichen Rauschmodells für den gesamten Frequenz-

bereich, welches in das Mischer-Simulationsprogramm integriert wird. Das Programm bildet den Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Alle weiteren in Kapitel aufgeteilten Untersuchungen an den Dioden und am Mischeraufbau liefern Eingabedaten für die Simulation. Die Abb. 1.1 veranschaulicht die im folgenden beschriebene Integration der einzelnen Kapitel und Abschnitte in das Gesamtkonzept der Arbeit. Das Rauschen der Dioden besteht neben dem thermischen und Schrotrauschen aus dem sogenannten Überschußrauschen. Der Begriff Überschußrauschen faßt mehrere strom- und frequenzabhängige Rauschursachen zusammen. In der Literatur gibt es diverse Ansätze, diese Rauschursachen oder –quellen in ein geeignetes Diodenmodell zu überführen. Diese bekannten Ansätze werden aufgegriffen und aufgrund der Meßergebnisse in geeigneter Form erweitert. Schließlich ergibt sich für die betrachteten Dioden ein einheitliches Rauschmodell, welches die Rauschtemperatur über einen Frequenzbereich von 100 MHz bis 100 GHz gut beschreibt.

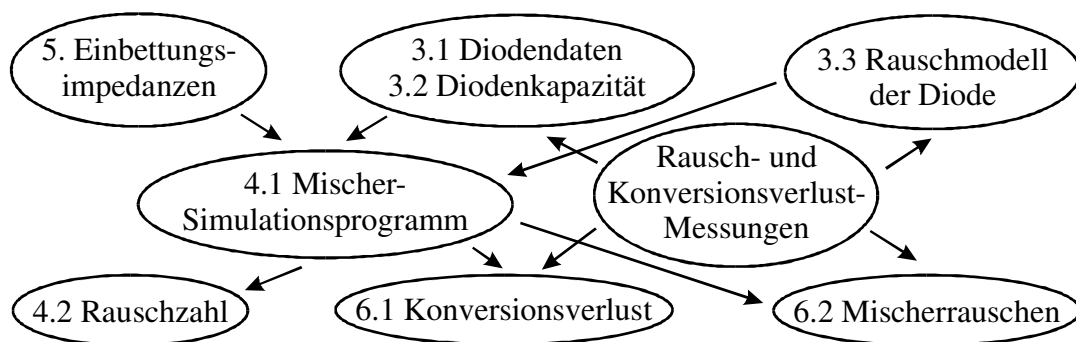


Abb.1.1: Übersicht der in den einzelnen Kapiteln beschriebenen ineinander greifenden Teile der vorliegenden Arbeit

Nach der Einleitung wird in Kapitel 2 der Aufbau des Mixers, der zur Messung aller Diodenparameter verwendet werden kann, beschrieben. Dabei werden die einzelnen Komponenten vorgestellt, und es wird auf Vor- und Nachteile im universell einsetzbaren Mischerblock eingegangen.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den vier untersuchten Dioden. Für das Mischer-Simulationsprogramm werden diverse Diodenparameter als Eingabewerte benötigt, die gemessen oder berechnet werden. Die Rauschtemperaturen der einzelnen Dioden, welche mit den beschriebenen Meßplätzen ermittelt werden, liefern die Grundlage für das Dioden-Rauschmodell. Hier wird neben den bekannten Beschreibungen der Rauschursachen ein neuer Ansatz vorgestellt, der die beobachteten bzw. gemessenen Rauschtemperaturen gut nachbildet. Eine sehr wichtige Eingabegröße stellt die Diodenkapazität im Flußbereich dar. Mehrere Ansätze aus der Literatur werden diskutiert und schließlich eine empirisch ermittelte Lösung, die mit jüngsten Publikationen korrespondiert, als Kapazitätsverlauf verwendet. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Kapazität wird ausführlich dokumentiert und mit den erhaltenen Simulationsergebnissen gerechtfertigt.

Das anschließende Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem eigentlichen Mischer-Simulationsprogramm. Ein aus der Literatur bekanntes Verfahren zur Beschreibung des nichtlinearen Ver-

haltens eines Mischers wird aufgegriffen und an für diese Arbeit entscheidenden Punkten modifiziert. Dabei wird besonders auf die Implementierung des vorher ermittelten Überschußrauschens geachtet. Das Programm liefert zur Beschreibung des Mischers neben Konversionsverlusten, Rauschtemperaturen, zeitlichen Strom- und Spannungsverläufen auch Rauschzahlen als Ausgabewerte. In der Vergangenheit haben sich viele Autoren mit der Definition der den Mischer beschreibenden Rauschzahl beschäftigt. Nach einer kurzen Diskussion in Form eines historischen Überblicks über mögliche Rauschzahl-Definitionen wird eine sinnvolle, den Mischer charakterisierende Beziehung ausgewählt.

In Kapitel 5 werden weitere sehr wichtige Eingabeparameter für das Mischer-Simulationsprogramm, welche die Umgebung der Diode beschreiben, vorgestellt. Die Einbettungsimpedanzen, die den linearen zeitinvarianten Teil bei der Harmonischen Balance im Programm darstellen, werden auf drei verschiedene Arten ermittelt. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit dem Aufbau eines Mischermodells im Maßstab 40:1 zur Messung der Impedanzen. Weiterhin kommt ein Simulationspaket auf der Basis der Finiten Elemente zum Einsatz, und ein Verfahren zur analytischen Beschreibung des Mischerblocks wird vorgestellt. Alle Methoden bieten Vor- und Nachteile und werden für die Untersuchung des Mischerrauschens und die Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes verwendet.

In Kapitel 6 werden die erstellten Programme, die berechneten Ergebnisse und die durchgeführten Simulationen verifiziert. Dazu wird das Meßobjekt in seiner Funktion als Mischer eingesetzt. Mit den beschriebenen Meßaufbauten und Berechnungen lassen sich die theoretisch ermittelten Ergebnisse sehr gut nachvollziehen; die gemessenen und simulierten Konversionsverluste und Rauschtemperaturen zeigen unter Beachtung der beschriebenen Fehlereinflüsse eine sehr gute Übereinstimmung.

Nach der Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes können in Kapitel 7 weitere theoretische Untersuchungen bzgl. des Mischerrauschens mit den Parametern der vorhandenen Dioden durchgeführt werden. Durch Veränderungen der Arbeitspunkte, der Mischergeometrie und der Zwischenfrequenz kann nach optimalen Einstellungen des Mischers gesucht werden. Dahingehende Informationen können aus den Verläufen der Rauschtemperatur, des Konversionsverlustes und der Rauschzahl gewonnen werden. Besondere Beachtung findet das Überschußrauschen. Eine Optimierung des Mischers bzgl. des Diodenaufbaus und der verwendeten Technologie wird nicht durchgeführt, weil kein direkter Einfluß auf die Herstellung der Dioden genommen werden konnte.

Nach einer ausführlichen Diskussion der Ergebnisse folgt eine Zusammenfassung der Arbeit im letzten Kapitel 8.

In der Arbeit befinden sich kapitelübergreifende Verweise, so daß Ergebnisse von später erarbeiteten Zusammenhängen teilweise im voraus verwendet werden. Aufgrund der Vielzahl von dargestellten Meß- und Simulationsverläufen sind einige Abbildungen relativ klein. Sie sollen lediglich die qualitativen Verläufe der jeweiligen Zusammenhänge zum Ausdruck bringen. Auf die Darstellung von quantitativen Werten wird verzichtet.

Kapitel 2

Der Mischeraufbau

Das Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Beschreibung des Mischer- und des Meßaufbaus, mit dem die Parameter der GaAs-Schottky-Dioden gemessen werden. Der Aufbau ist so dimensioniert, daß er als 94 GHz-Diodenmischer in Hohlleitertechnik und als Diodenhalter für Rauschmessungen eingesetzt werden kann. Er kann also nicht nur zur Mischung von Signalen, sondern auch zur Messung der Diodengrößen und Diodenrauschparameter eingesetzt werden. Aus diesen Gründen ist für die genannten Aufgaben ein Eindiodenmischer oder unbalancierter Mischer am besten geeignet. Alle vorgestellten Messungen werden mit diesem Aufbau durchgeführt. Nach der Kontaktierung und Ermittlung der Diodenparameter wird die Rauschleistung im Frequenzbereich bis 100 GHz gemessen. Um die Simulationsergebnisse für zwei in den Mischer eingebaute Dioden zu verifizieren, werden der Konversionsverlust und das Diodenrauschen ermittelt (siehe Kapitel 6). Die GaAs-Schottky-Dioden müssen somit nur einmal kontaktiert werden, um alle benötigten Parameter messen zu können.

Der komplette Aufbau wird vorgestellt und in den darauffolgenden Abschnitten kurz auf die einzelnen Komponenten und den zur Dimensionierung verwendeten Berechnungs-Algorithmus eingegangen.

2.1 Der Aufbau des Mixers

Der Mischer ist in Hohlleitertechnik aufgebaut, weil die gesamten Untersuchungen im Mischerbetrieb für eine Lokaloszillatorfrequenz (LO-Frequenz) von 94 GHz durchgeführt werden (Abb. 2.1) [22]. Außerdem wird am Hohlleitertor die Rauschtemperatur der Diode bei dieser Frequenz gemessen. Der Taper reduziert den WR10-Hohlleiter auf ein Drittel seiner ursprünglichen Höhe. Im Hinblick auf den Mischerbetrieb verbessert sich dadurch die mechanische Anpassung des kontaktierenden Drahtes (Whiskerdraht) an den Diodenchip ebenso wie die elektrische Anpassung der Diode an ihre Umgebung. Die im Gegensatz zu Aufbauten in der Literatur [38], [62] gewählte Höhenreduzierung auf 1/3 der Ursprungshöhe hat technologische Gründe. Weiterhin besitzen die feinmechanischen Fertigungsmöglichkeiten Toleranzen von $1/100 \text{ mm} = 10 \text{ }\mu\text{m}$. Dieser Wert ist wichtig für die Bestimmung der

Einbettungsimpedanzen, da er bei der analytischen Berechnung der Impedanzen einen deutlichen Einfluß besitzt.

Die Anoden der Dioden werden mit einem elektrolytisch angespitzten Whiskerdraht kontaktiert. Der Draht ist aus Gold/Nickel (Au82/Ni18) gefertigt und besitzt einen Durchmesser von 15 μm . Er muß bei den vorhandenen Anodendurchmessern auf weniger als 1 μm angespitzt und vergoldet werden. Danach wird er auf einen Whiskerstift aufgelötet und manuell in eine geeignete Form gebogen. Ein derartiger Kontaktdraht bzw. Whiskerdraht besitzt eine gute elektrische Leitfähigkeit. Er ist nicht zu hart, so daß ein leichtes Durchstoßen der Pt/Au-Anode beim Kontaktieren ausgeschlossen werden kann. Andererseits lassen sich mit einer Spitze mehrere Kontaktierungen an einem Diodenchip vornehmen, so daß ein ständiges Wechseln der Whiskerdrahte bzw. -stifte vermieden werden kann. Wichtig für die Federwirkung des Drahtes ist die durch geeignetes Biegen entstehende Krümmung.

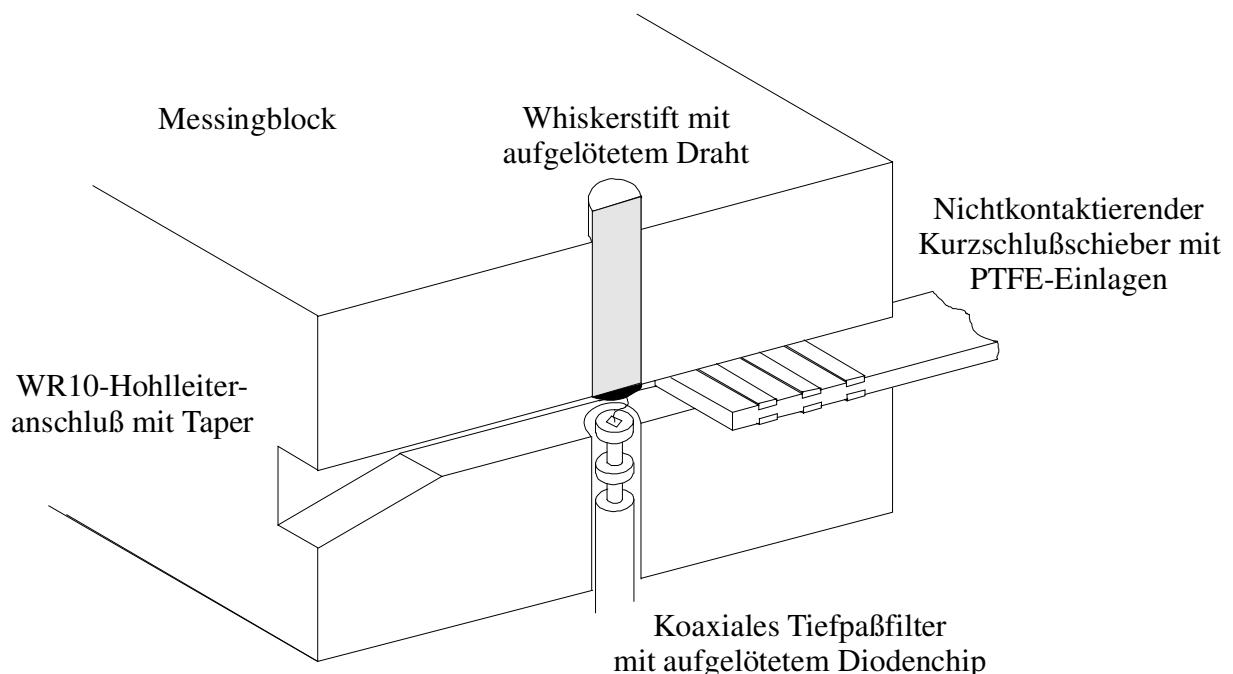


Abb. 2.1: Darstellung des Meßaufbaus bzw. des Hohlleitermischers

Der ohmsche Rückseitenkontakt der Diodenchips (siehe Abb. 3.1) wird auf die Stirnfläche eines koaxialen Tiefpaßfilters aufgelötet. Das Tiefpaßfilter enthält neben Luft auch PTFE (Teflon) als Dielektrikum und dient zur Auskopplung des niederfrequenten Mischproduktes. Die Verwendung von koaxialen Tiefpaßfiltern mit Teflon als Dielektrikum schließt jedoch aufgrund des großen Wärmeausdehnungskoeffizienten einen Einsatz bei kryogenischen Temperaturen aus. Für Untersuchungen bei diesen Temperaturen ist es sinnvoller, ein Tiefpaßfilter auf einem Quarzsubstrat zu verwenden [34]. Weiterhin befindet sich ein nichtkontaktierender Kurzschlußschieber zur Anpassung der Einbettungsimpedanzen im höhenreduzierten Hohlleiter. Der Abstand zur Hohlleiterwand wird durch Tefloneinlagen

hergestellt. Der Kurzschlußschieber ist mit einer Mikrometerschraube verbunden, so daß er definiert im Hohlleiter verschoben werden kann.

Der gesamte Aufbau ist in Abb. 2.1 lediglich schematisch dargestellt; der Anhang zu Kapitel 2 enthält Zeichnungen mit den Maßangaben des Originalmischers.

2.2 Die Dimensionierung des koaxialen Tiefpaßfilters

Das koaxiale Tiefpaßfilter soll hauptsächlich das starke Lokaloszillatorsignal bei 94 GHz sperren. Weiterhin wird der gesamte Aufbau auch für Rauschmessungen an der Diode eingesetzt. Die Rauschleistung der Dioden im W-Band bei 94 GHz wird über den Hohlleiteranschluß gemessen. Weitere Frequenzen, bei denen Rauschmessungen durchgeführt werden, liegen unter 20 GHz. Die höchste betrachtete Frequenz im unteren Bereich beträgt 17,5 GHz. Die Grenzfrequenz des koaxialen Tiefpaßfilters muß also oberhalb des Ku-Bandes liegen.

Die Dimensionierung des Filters basiert auf einer Orthogonalreihenentwicklung [73], [76]. Voraussetzung für den Einsatz des hier entwickelten Programmes ist, daß nur der Grundmode, also eine TEM-Welle, auf den Zuleitungen des zu untersuchenden Gebildes ausbreitungsfähig ist. An den Diskontinuitäten bzw. Durchmesserprüngen im koaxialen Leiter werden höhere Moden angeregt. Diese bilden die Feldverzerrungen an den abrupten Querschnittsänderungen. Für die Berechnung wird vorausgesetzt, daß das Filter rotationssymmetrisch zur Längsachse ist und somit für die Felder keine Winkelabhängigkeit besteht. Die höheren Moden, die in diesem Fall nur E_{0n} -Moden sein können, klingen in beiden Richtungen der Störstelle aperiodisch ab. Weitere Überlegungen führen dazu, daß die H_{0n} -Moden an den Störstellen nicht mit den anderen Moden verknüpft sind und auch nicht angeregt werden. Sie fallen aus der Moden-Betrachtung für die Orthogonalreihenentwicklung heraus.

Es wird von unendlich gut leitenden metallischen Wänden ausgegangen. Die tangentielle Komponente des elektrischen Feldes verschwindet auf den Wänden. Damit stehen die Randbedingungen fest, und es kann ein endliches Gleichungssystem aufgestellt werden, daß die gegebenen Verhältnisse am Übergang physikalisch richtig beschreibt. Dabei werden die einzelnen Moden miteinander verkoppelt. Weiterhin finden die Zuleitungen zu den Diskontinuitäten Berücksichtigung, und es kann eine Streuparameter-Matrix für einen Querschnittsprung berechnet werden. Befinden sich mehrere dieser Störstellen bzw. Querschnittsänderungen im koaxialen Tiefpaßfilter, werden sukzessive benachbarte Störstellen zu einer gemeinsamen Streuparameter-Matrix zusammengefaßt, bis das gesamte Filter mit einer globalen Matrix beschrieben werden kann. Zur Verknüpfung der Einzelmatrizen werden die Ausbreitungskonstanten der Moden auf den einzelnen Leitungssegmenten benötigt.

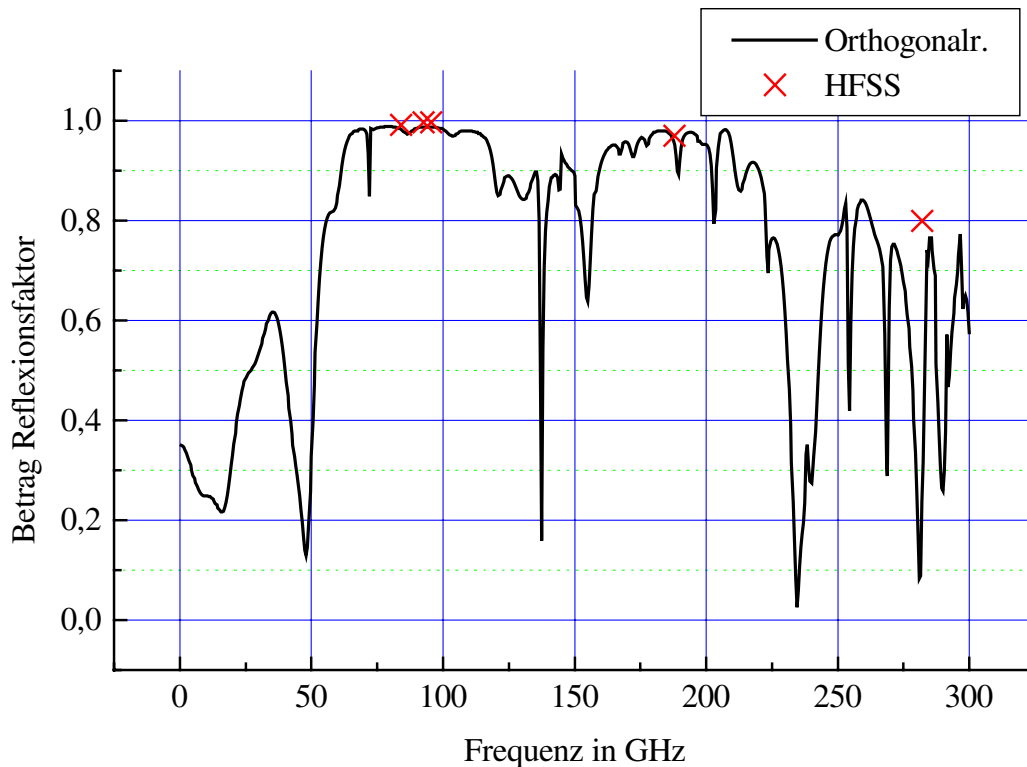


Abb. 2.2: Betrag des Reflexionsfaktors $|S_{11}|$ für den Grund-Mode am diodenseitigen Eingang des coaxialen Tiefpasses. Die Berechnung wurde mit einer Orthogonalreihenentwicklung und dem HF-Simulationsprogramm HFSS durchgeführt. Der Tiefpaß zeigt an für den 94 GHz-Mischer unbedeutenden Stellen teilweise schlechte Sperrwirkung.

Zusätzlich wird das Übertragungsverhalten des Filters mit dem HF-Simulationsprogramm HFSS (High Frequency Structure Simulator) der Firma Hewlett Packard berechnet. Der Betrag des Reflexionsfaktors bzw. Streuparameters $|S_{11}|$ ist im Diagramm in Abb. 2.2 zu sehen. Die höchste berechenbare Frequenz für den einmodigen Betrieb der Zuleitungen ergibt sich mit

$$f_{\max} = \frac{2 \cdot c}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot \pi \cdot (a + b)} \quad (2.1)$$

zu $f_{\max} = 127$ GHz [44]. a und b sind der Innen- und der Außenradius der coaxialen Zuleitung bzw. des äußeren Segmentes des Tiefpaßfilters (siehe Abb. 5.7). Die Darstellung ist bis 300 GHz fortgesetzt, weil die ermittelten Ergebnisse in Kapitel 5 zur Berechnung der Einbettungsimpedanzen verwendet werden.

Es zeigt sich deutlich die gewünschte Sperrwirkung des Filters für die Lokaloszillatorfrequenz bei 94 GHz. Höhere Frequenzen und Harmonische des Lokaloszillators werden ebenfalls reflektiert, jedoch ist der Tiefpaß-Charakter nicht mehr so ausgeprägt. Die Signale bei der doppelten und dreifachen Lokaloszillatorfrequenz besitzen allerdings eine wesentlich geringere Leistung als die aussteuernde Grundwelle.

2.3 Der Kurzschlußschieber

Der Kurzschlußschieber muß im Hinblick auf die praktischen Untersuchungen verschiebbar sein, um Leistungsanpassung, speziell für die Messung der Rauschtemperatur im W-Band und den Einsatz im Mischerbetrieb, herzustellen. Die Eingangsimpedanz des Mischeraufbaus kann am Hohlleiteranschluß optimal angepaßt werden. Das abriebfreie Verschieben des nichtkontaktierenden Kurzschlußschiebers wird mit Tefloneinlagen sichergestellt und ermöglicht die einfache Messung der Parameter im Mischerbetrieb über einen weiten Bereich von Schieberstellungen. Ein kontaktierender Schieber wäre für die vielfältigen Meßvorhaben ungeeignet und aufgrund der Größenverhältnisse schwierig zu realisieren. Der Nachteil nichtkontaktierender Schieber ist der Verlust von Leistung, speziell Lokaloszillatorleistung, welche durch die vorhandenen Schlitze entweicht. Die Schlitzfläche beträgt 12% des Hohlleiterquerschnitts und die Transmission $|S_{21}|$ des H_{10} -Modes für glatte Wände im Schlitz beträgt ca. 0,6 bis zur höchsten betrachteten Frequenz ($6 \cdot LO$). Die Berechnungen werden mit der schon beschriebenen Orthogonalreihenentwicklung durchgeführt.

KSS	94 GHz	188 GHz	282 GHz	376 GHz	470 GHz	564 GHz
glatte Wände H_{10}	0,79	0,79	0,8	0,8	0,81	0,825
$\lambda/4$ -Segmente H_{10}	0,999	0,76	0,8	0,996	0,999	0,83
glatte Wände H_{30}	-	-	0,795	0,8	0,81	0,82
$\lambda/4$ -Segmente H_{30}	-	-	0,99	0,82	0,99	0,17

Tabelle 2.1: Darstellung der Reflexionsfaktorbeträge für zwei Varianten des Kurzschlußschiebers (KSS). Die Berechnung erfolgt mit einer Orthogonalreihenentwicklung für zwei H-Moden. Die Moden reflektieren in sich selbst zurück.

Für die Optimierung des Kurzschlußschiebers bzgl. LO-Leistungsverlust werden ähnliche Überlegungen wie für das koaxiale Tiefpaßfilter angestellt. Der Bereich der Schlitze wird bzgl. der LO-Frequenz in $\lambda/4$ -Segmente aufgeteilt (siehe Anhang zu Kapitel 2) [7]. Damit ist der nichtkontaktierende Kurzschlußschieber für die Leistung des Lokaloszillators nahezu undurchlässig, und die Leistungswelle wird zur Diode zurück reflektiert. Diese Maßnahme ist für die geplanten Rauschmessungen und den Einsatz als Mischer ausreichend. Die Tabelle 2.1 gibt die Beträge der Reflexionsfaktoren für die beiden vorgestellten Varianten des Kurzschlußschiebers wieder.

Es tritt eine sehr deutliche Verbesserung des Reflexionsfaktors für den dominanten H_{10} -Mode bei der LO-Frequenz auf; es herrscht nun Totalreflexion. Weiterhin ergeben sich für die Harmonischen bis zur fünffachen LO-Frequenz keine signifikanten Verschlechterungen,

sondern teilweise treten ebenfalls deutlich höhere Reflexionsfaktoren des modifizierten Kurzschlußschiebers auf. Erst bei der sechsfachen LO-Frequenz ergibt sich für den H₃₀-Mode eine deutliche Verschlechterung gegenüber der einfachen Kurzschlußschiebervariante. Durch die Vertiefungen im Schieber werden die Teflonplättchen an ihren Plätzen gehalten, und die mechanische Stabilität ist ebenfalls gewährleistet.

2.4 Der Taper

Auf der anderen Seite der kontaktierten Diode befindet sich der Taper als Verbindung zwischen dem WR10-Hohlleiter und dem höhenreduzierten Hohlleiter. Für die spätere Berechnung der Einbettungsimpedanzen ist sein Übertragungsverhalten wichtig und wird daher als Bestandteil des Aufbaus in diesem Abschnitt kurz mit berechneten Streuparametern charakterisiert. Zur Berechnung des in zehn treppenstufige Segmente zerlegten Tapers wird wieder die Orthogonalreihenentwicklung herangezogen. Für jeden somit entstandenen Übergang wird die Streumatrix berechnet und diese dann über die jeweiligen Segmentlängen miteinander verknüpft. Die Abmessungen des Tapers befinden sich im Anhang zu Kapitel 2. Die berechneten Reflexionsfaktorbeträge können Tabelle 2.2 entnommen werden.

Taper	94 GHz	188 GHz	282 GHz	376 GHz	470 GHz	564 GHz
H ₁₀ -Mode	0,0037	0,139	0,129	0,096	0,312	0,34
H ₂₀ -Mode	-	0,116	0,15	0,173	0,244	0,156
H ₃₀ -Mode	-	-	0,1043	0,4	0,16	0,224
H ₁₁ -Mode	-	-	-	0,24	0,054	0,067

Tabelle 2.2: Darstellung der mit der Orthogonalreihenentwicklung berechneten Reflexionsfaktorbeträge für ausgewählte H-Moden. Die Moden reflektieren in sich selbst zurück.

Die Reflexionen sind für die interessierenden Frequenzen bis zur dritten Harmonischen des Lokaloszillators sehr klein und werden in Kapitel 5 bei der analytischen Berechnung der Einbettungsimpedanzen vernachlässigt. Bei der vierfachen LO-Frequenz und darüber treten für einzelne Moden größere Werte (bis 0,4) auf. In Kapitel 5 wird gezeigt, daß diese für sehr hohe Frequenzen gültigen Werte im Rahmen der Fehlertoleranz liegen und daher unberücksichtigt bleiben.

Kapitel 3

Die GaAs-Schottky-Diode

In diesem Kapitel wird die Diode bzw. der Diodenchip behandelt. Es werden die charakteristischen Parameter, welche als Eingabedaten für das Mischer-Simulationsprogramm benötigt werden, und deren Messung vorgestellt. Für die Untersuchungen des Rauschverhaltens von Diodenmischern kommen vier Mischerelemente zum Einsatz, von denen jeweils der Rauschtemperaturverlauf bei 94 GHz aufgenommen wird. Die Rauschleistung bei den tieferen Frequenzen wird bei drei Dioden gemessen. Unterhalb 1 GHz liegen Meßwerte für zwei der Meßobjekte vor. Die beschriebene Auswahl der Dioden für bestimmte Messungen resultiert aus ihrer Verfügbarkeit. Aus den erhaltenen Daten wird ein Dioden-Ersatzschaltbild aufgestellt und die Berechnung der Elemente aufgezeigt. Besondere Aufmerksamkeit wird dem Verlauf der Diodenkapazität im Flußgebiet gewidmet. Die Spannungsabhängigkeit der Kapazität und damit des Diodenstromes ist sehr wichtig im Bezug auf die Berechnung des Konversionsverlustes und der Mischer-Rauschtemperatur.

Zunächst werden die verwendeten Dioden vorgestellt und ein Dioden-Ersatzschaltbild aufgestellt. Im Abschnitt 3.3 wird die Rauschanalyse behandelt.

3.1 Der Aufbau der Diodenchips

Als Meßobjekte bzw. Mischelemente dienen verschiedene GaAs-Schottky-Dioden mit Anodendurchmessern von 0,5 - 1,5 μm . Eine Vielzahl einzelner Dioden befindet sich auf einem Chip und ist in der sogenannten Honigwaben-Struktur angeordnet (siehe Abb. 3.1). Auf einem Diodenchip mit einer typischen Fläche von ca. 0,01 mm^2 können sich mehrere Tausend Einzeldioden befinden, von denen im Mischer nur eine kontaktiert wird. Man kann davon ausgehen, daß auf einem Diodenchip alle Einzeldioden gleiche Eigenschaften besitzen. Nur dann kann bei einem Ausfall der kontaktierten Diode der Kontaktdraht bzw. der Whiskerdraht zurückgezogen und eine andere Einzeldiode auf dem Chip kontaktiert werden, ohne daß ein neuer Diodenchip in den Mischer eingebaut werden muß.

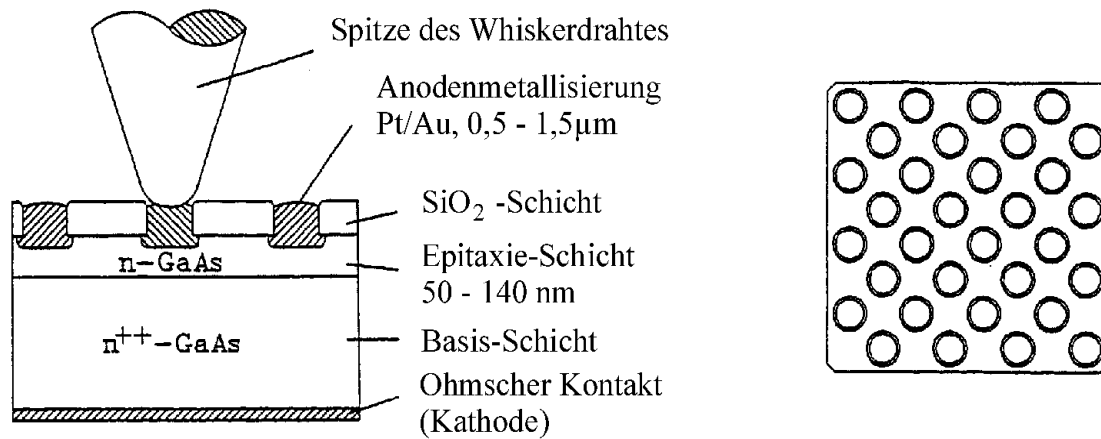


Abb. 3.1: Schnitt und Draufsicht des Diodenchips mit der sogenannten Honigwaben-Struktur (honeycomb structure).

Diodenbezeichnung	DA357-1	D644-08	DA481-1	D733
Anodendurchmesser	1,5 µm	0,8 µm	1 µm	0,5 µm
Epitaxieschichtdicke	140 nm	90nm (53nm für $4,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	100 nm	100 nm
Epitaxieschichtdotierung	$8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$4-5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ - $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Beweglichkeit μ_n der Elektronen in der Epitaxieschicht	$5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$3500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$4250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Leitfähigkeit der Epitaxieschicht	$64,1 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$252,3 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$136,2 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$192,3 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$
Substratschichtdicke	70 µm	70 µm	70 µm	2 µm
Substratschichtdotierung	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Beweglichkeit μ_n der Elektronen im Substrat	$1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$2100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$1800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Leitfähigkeit der Substratschicht	$865,1 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$865,1 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$673 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$	$865,1 \frac{1}{\Omega\text{cm}}$
Serienwiderstand R_s	10 Ω	9,8 Ω	10 Ω	60 Ω
Diodenkapazität im Ruhezustand C_{j0}	ca. 2,5 fF	ca. 1,4-1,5 fF	ca. 1,2 fF	ca. 0,8 fF
Kapazität in Flußrichtung C_j	14 fF	8,5 fF	9,5 fF	3 fF
Idealitätsfaktor n	1,44	1,31	1,23	1,25
Durchbruchspannung U_{br}	-8 V	-3,7 V	-8,5 V	-5,2 V

Tabelle 3.1: Gemessene Parameter der verwendeten GaAs-Schottky-Dioden

Die Anode besteht aus Platin und Gold, wobei der eigentliche Schottky-Übergang bei den verwendeten Dioden aus Pt/GaAs besteht. Es werden verschiedene Diodenchips in den Mischer eingebaut und auf ihr Rauschverhalten hin untersucht. Das Rauschverhalten wird nicht nur durch die nichtlinearen Elemente, sondern ebenfalls durch die Güte des Kontaktes bestimmt. Im folgenden werden die einzelnen Dioden vorgestellt.

Wie aus Tabelle 3.1 ersichtlich ist, werden vier verschiedene Dioden untersucht und bis auf DA481-1 einer ausführlichen Rauschanalyse unterzogen. Die Anodendurchmesser, die Epitaxieschichtdicke und -dotierung und die Substratschichtdicke variieren. Bei der Diode D644-08 besitzt die Dotierung der Epitaxieschicht einen exponentiellen Verlauf. Am Metall/Halbleiter-Übergang beträgt sie zwischen $4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und steigt dann über eine Länge von 90 nm exponentiell auf $3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ an. Diese Diode besitzt neben der Diode DA357-1 und der Diode DA481-1 eine dicke Substratschicht. Bei neueren Modellen [39], [68] wird die Substratschichtdicke auf ca. 2 μm reduziert. Dies bewirkt eine Verbesserung der Leitfähigkeit, weil der Skineffekt bei sehr hohen Frequenzen stark vermindert wird. Diese Form der Diode wurde erstmals von Seidel 1989 [63] vorgeschlagen, 1995 an der Technischen Hochschule Darmstadt wieder aufgegriffen und schließlich 1996 gefertigt. Dioden mit derartig kleinen Anoden besitzen große Grenzfrequenzen und sind für den Einsatz bei weit höheren Frequenzen als im W-Band geeignet.

Alle in der Tabelle 3.1 aufgeführten GaAs-Schottky-Dioden sind an der Technischen Hochschule Darmstadt hergestellt worden. Die einzelnen Kenngrößen bzw. Parameter werden mit den in dieser Arbeit beschriebenen Meßverfahren bestimmt. Bei Verringerung des Anodendurchmessers erhöht sich der Serienwiderstand, und die Diodenkapazität wird kleiner. Es wird angestrebt, dieses gegenläufige Verhalten in der Form zu beeinflussen, daß sich eine hohe Grenzfrequenz f_c ergibt.

Für die Diode D733 ergibt sich im Gegensatz zu den Herstellerangaben ein sehr großer Serienwiderstand. Andere Kontakte am selben Chip haben ähnlich hohe Widerstandswerte ergeben. Trotz dieses ungewöhnlich hohen Wertes sind vergleichsweise niedrige Rauschtemperaturen der Diode bestimmbar. Zusätzlich ergibt sich ein plausibler Wert bei der Bestimmung der Diodenkapazität. Somit kann die Diode zur Verifikation der in dieser Arbeit vorgestellten Parameteranalyse verwendet werden.

Die angegebenen Diodenparameter werden bei Raumtemperatur aufgenommen. Das Rauschverhalten der Dioden hängt stark von den verwendeten Technologieverfahren ab [22], was sich mit den Messungen bestätigen läßt. Daher sind die Diodenchips, welche mit dem gegenüber dem Trockenätzverfahren (DA357-1) sanfteren anodischen Pulsätzverfahren hergestellt worden sind (D644-08), in ihren Rauscheigenschaften günstiger. Ein weiteres Vorteil dieses Verfahrens ist die Vermeidung einer Oxidschicht auf dem Halbleitermaterial, weil das Ätzen des GaAs und das Abscheiden des Platins in der gleichen Lösung vorgenommen werden. Für die jüngste Diode D733 ist der Herstellungsprozeß in [39] dargestellt. Die Bestätigung dieser Angaben bzgl. des Rauschens erfolgt in Abschnitt 3.3.

Für die Herstellung von Hochfrequenz-Mischerdioden werden hochdotierte Substrate verwendet, auf die mittels Molekularstrahlepitaxie eine niedriger dotierte, dünne Epitaxieschicht aufgewachsen wird. Die hier verwendete Diode D644-08 besitzt einen exponentiellen Verlauf im Dotierungsprofil. Die Dotierung und die Dicke der Epitaxieschicht sind wichtige Parameter, die großem Einfluß auf das elektrische Verhalten und die Rauscheigenschaften der Dioden haben. Das hochdotierte Substrat sorgt für einen geringen Ausbreitungswiderstand, während die Epitaxieschicht bzw. die Oberfläche des Halbleitermaterials mit dem aufgetragenen Metall den eigentlichen Schottky-Kontakt bildet.

In Abb. 3.2 ist das Bändermodell eines Metall/Halbleiter-Überganges mit den im Verlauf der Arbeit verwendeten Größen zu sehen.

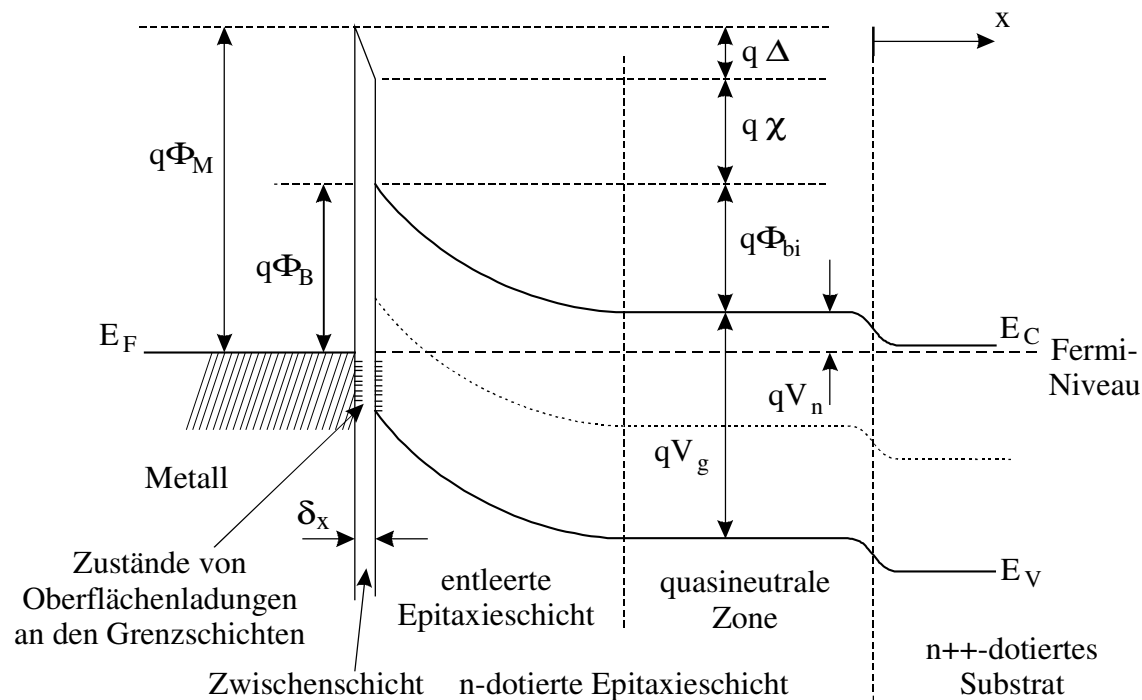


Abb. 3.2: Bändermodell eines Metall/Halbleiter-Überganges mit hochdotierter Substrat- und weniger stark dotierter Epitaxieschicht [75]. In der graphischen Darstellung werden die im weiteren Verlauf benutzten Größen veranschaulicht. Die möglicherweise auftretende Zwischen- oder Oxidschicht ist auf eventuelle Verunreinigungen zurückzuführen.

3.2 Die Diodenparameter

Eine Kenngröße von Hochfrequenz-Mischerdioden ist die sogenannte Grenzfrequenz f_c , welche die Grenze der Verwendbarkeit der Diode für das jeweilige Einsatzgebiet beschreiben soll [41]:

$$f_c = (2\pi R_s C_{j0})^{-1}. \quad (3.1)$$

Dies bedeutet, daß für Hochfrequenzanwendungen die parasitären Diodenelemente Serienwiderstand R_S und Diodenkapazität C_{j0} möglichst klein sein müssen. Um kleine Kapazitäten zu erreichen, sollten niedrige Dotierungen und kleine Anodenflächen vorliegen; das bedeutet aber wiederum einen erhöhten Serienwiderstand. Dadurch entsteht eine höhere Feldstärke in der Epitaxieschicht, und dies resultiert wiederum in erhöhtem Rauschen.

Zur Beschreibung der Strom-/Spannungsbeziehung wird das im Flußbereich der Diode bei Raumtemperatur gültige thermische Emissionsmodell verwendet [14], [75], wonach der Diodenstrom I_g exponentiell von der Diodenspannung U_j am Übergang abhängt (Abb. 3.3). Es ist

$$I_g = I_S \cdot \exp\left[\frac{U_j}{nU_T}\right] \quad \text{für} \quad U_j > 3 \cdot U_T \quad (3.2)$$

$$U_j = U_d - R_S \cdot I_g \quad (3.3)$$

mit
$$U_T = \frac{kT_0}{q} \quad (3.4)$$

und
$$I_S = A \cdot A^* \cdot T_0^2 \cdot \exp\left[-\frac{\Phi_B}{nU_T}\right], \quad (3.5)$$

wobei T_0 die Temperatur, k die Boltzmannkonstante, q die Elementarladung, n der Idealitätsfaktor, U_T die Temperaturspannung, A die Anodenfläche, Φ_B die Barrierenhöhe, I_S der Sättigungsstrom und A^* die effektive Richardsonkonstante darstellen.

Der Serienwiderstand ist stromabhängig, und der Idealitätsfaktor $n = n(I)$ ist nach [31] ebenfalls nicht konstant. Die Stromabhängigkeit des Serienwiderstandes ist auf die Dicke der Diffusionsschicht zurückzuführen. Für die weiteren Berechnungen werden jedoch alle Werte als Konstanten aus der Kennlinie bestimmt. Abb. 3.4 zeigt die Möglichkeit zur Bestimmung der Dioden-Gleichstromparameter auf. Die in Tabelle 3.1 eingetragenen Parameter für die verschiedenen Dioden werden mit dem in Abschnitt 3.3.4 beschriebenen Verfahren der Minimierung des mittleren quadratischen relativen Fehlers ermittelt. D. h., die Summe der Quadrate der relativen Differenzbeträge zwischen Diodenmodell und Messung ist für den optimalen Parametersatz der Kennlinie minimal. Die gute Übereinstimmung von Diodenmodell mit konstanten Parametern und der gemessenen Kennlinie macht die Einführung von stromabhängigen Größen im Hinblick auf die Implementierung in das Mischer-Simulationsprogramm überflüssig. Aus der grafischen Darstellung in Abb. 3.4 lassen sich beim Kontaktieren der Diode erzeugte, aber ungewollte Parallelwiderstände gut ablesen.

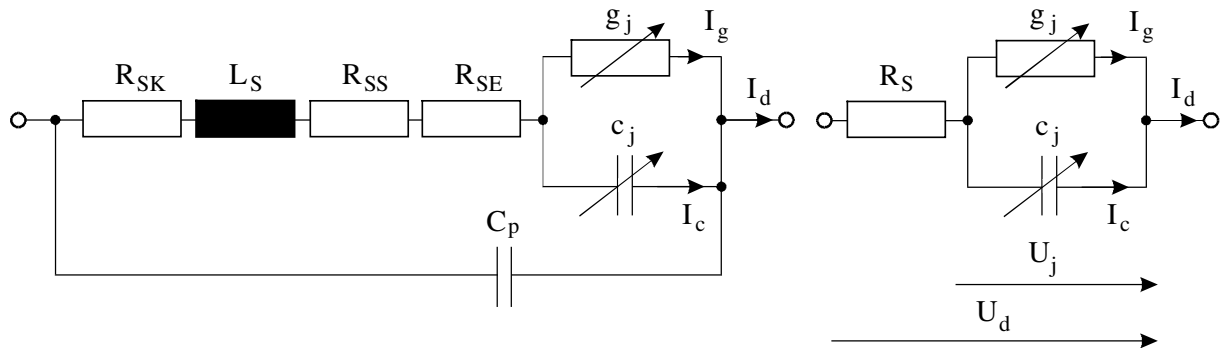


Abb. 3.3: Ersatzschaltbild der GaAs-Schottky-Diode (erweitert mit Substratschicht-, Kathoden- und Epitaxieschicht-Widerstand). Die Parallelkapazität C_p ist bei der hier verwendeten Kontaktiermethode vernachlässigbar klein. Rechts daneben ist das zur Ermittlung der verfügbaren Rauschtemperatur verwendete vereinfachte Dioden-Ersatzschaltbild zu sehen.

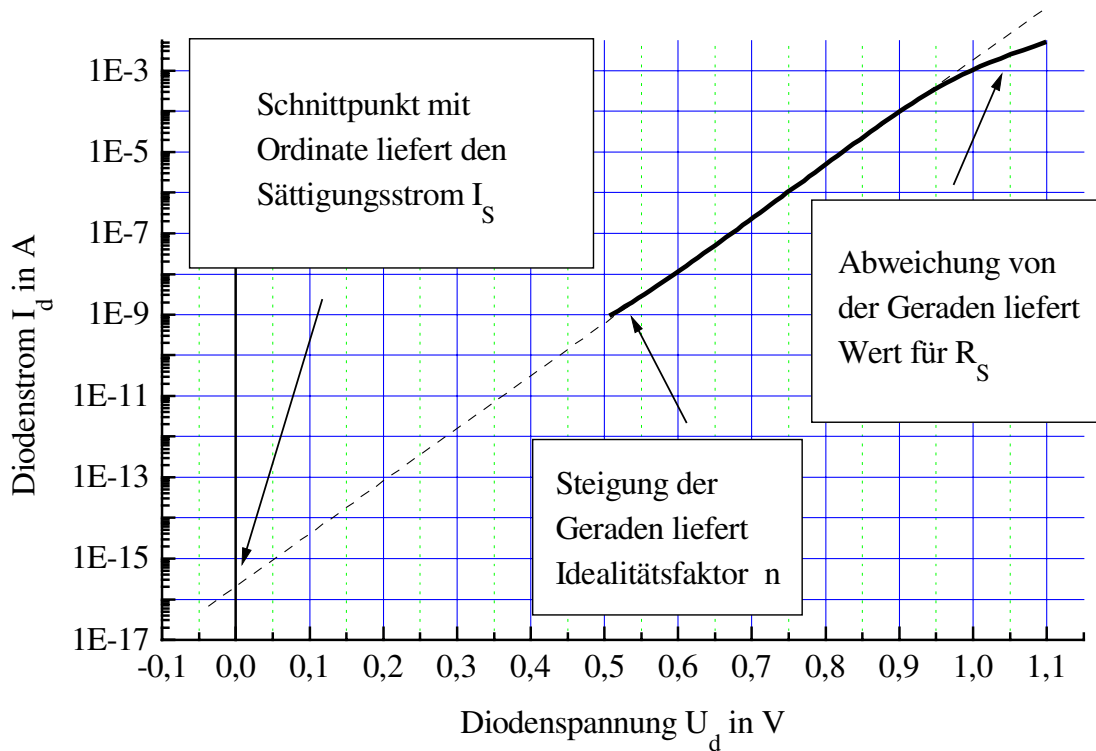


Abb. 3.4: Ausschnitt der logarithmisch aufgetragenen Kennlinie der Diode D644-08 im Durchlaßbereich. Aus dieser Darstellungsform lassen sich die Diodenparameter bestimmen.

3.2.1 Der Serienwiderstand

Die Berechnung des Serienwiderstandes bezieht sich auf Diodenchips mit Epitaxieschicht, höherdotiertem Substrat und kreisrunden Anodenflächen. Der meßbare Gleichstromwiderstand

R_S setzt sich aus mehreren lokal trennbaren, widerstandsbehafteten Gebieten zusammen. Zu ihnen existieren die Halbleitergebiete R_{SS} (Substratschicht) und R_{SE} (Epitaxieschicht). Hier ist der Epitaxieschicht-Widerstand R_{SE} stromabhängig, weil das geleerte Gebiet bei höheren Strömen schmaler wird. Der frequenzunabhängige Widerstand des ohmschen Kontaktes an der Kathodenfläche und der Anoden/Whisker-Übergang sind in R_{SK} zusammengefaßt. Weiterhin besitzen der Whisker, das Tiefpaßfilter und die Zuleitung zur Diode einen Widerstand, der hier vernachlässigt wird, weil er zum einen sehr klein ist und zum anderen mit dem eigentlichen Meßobjekt nichts zu tun hat. Im Verlauf dieses Abschnittes wird zwischen Gleich- und Wechselstrom-Serienwiderstand unterschieden. Für den Gleichstrom-Widerstand $R_S(0)$ bzw. R_S gilt:

$$R_S = R_S(0) = R_{SE}(0) + R_{SS}(0) + R_{SK}. \quad (3.6)$$

Bei der Messung ist auf die Erwärmung der Diode zu achten, so daß sich eine Messung mit Stromimpulsen anbietet. Um den Betrieb der Diode im Programm zu simulieren, ist es allerdings sinnvoll, die Erwärmung in der Kennlinie zu berücksichtigen. Aus der Kennlinie läßt sich der Serienwiderstand am besten bei hohen Strömen bestimmen. Neben der Messung von $R_S(0)$ kann auch eine analytische Berechnung vorgenommen werden.

Voraussetzung für die Berechnung des Epitaxieschicht-Widerstandes R_{SE} ist ein vertikal unter der Anodenfläche durch die Epitaxieschicht fließender Strom. Der Widerstand berechnet sich dann nach [66] gemäß

$$R_{SE}(0) = \frac{w_E - w_D}{\pi \sigma_E r_a^2} \quad (3.7)$$

mit

$$\sigma_E = q \cdot \mu_n \cdot N_{\text{depi}}. \quad (3.8)$$

Hierin bezeichnet w_E die Dicke der gesamten Epitaxieschicht und w_D die Dicke der geleerten Epitaxieschicht. σ_E ist die Leitfähigkeit, μ_n die Elektronenbeweglichkeit, N_{depi} die Dichte der am Stromfluß beteiligten Ladungsträger (bei Raumtemperatur gleich der Dotierungsdichte) und r_a der Anodenradius. w_D ist stromabhängig und bei den meisten Dioden mit großer Epitaxieschichtdicke vernachlässigbar klein. Liegt die Epitaxieschichtdicke w_E in der Größenordnung der geleerten Epitaxieschicht w_D , kann der Widerstand $R_{SE}(0)$ vernachlässigt werden. Dennoch soll w_D , wie in Gl. (3.9) angegeben, berücksichtigt werden [75]:

$$w_D = \sqrt{\left(\Phi_{\text{bi}} - u_j\right) \frac{2\epsilon_0 \epsilon_r}{q N_{\text{depi}}}} \quad \text{für} \quad \Phi_{\text{bi}} > u_j. \quad (3.9)$$

Hierin bezeichnet Φ_{bi} das Built-In-Potential, u_j die Spannung am Übergang der Diode und $\epsilon_r = 13,1$ die relative Dielektrizitätszahl von intrinsischem GaAs-Halbleitermaterial. Wird die

Spannung am Übergang größer als das Built-In-Potential, so verschwindet die geleerte Epitaxieschicht. Der Gleichstrom-Widerstand des Substrates ergibt sich nach [66] zu:

$$R_{ss}(0) = \frac{8}{3r_a \pi^2 \sigma_s}. \quad (3.10)$$

Für hochfrequente Wechselvorgänge vergrößern sich die Widerstände in den einzelnen Bereichen. Es bildet sich eine frequenzabhängige Eindringtiefe aus, die den leitenden Querschnitt verkleinert. Diese Skin-Effekte machen sich bei den hohen Harmonischen der Lokaloszillatorfrequenz bemerkbar und werden daher bei der Berechnung des Substratschicht-Widerstandes berücksichtigt. Der Widerstand der Epitaxieschicht wird aufgrund des schmalen, am Stromfluß beteiligten Bereiches für hohe Frequenzen gegenüber dem Gleichstrom-Widerstand nicht verändert:

$$R_{SE}(0) = R_{SE}(\omega) = R_{SE}. \quad (3.11)$$

Die im folgenden benötigte Eindringtiefe des Stromes berechnet sich gemäß

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_n \sigma_s \omega}}. \quad (3.12)$$

Damit ergibt sich für kleine Eindringtiefen δ der folgende Zusammenhang für den Wechselstrom-Widerstand des Substrates [41]:

$$R_{ss}(\omega) = \frac{1}{2\pi\delta\sigma_s} \left[\ln\left(\frac{r_{C1}}{r_a}\right) + \frac{d_C}{r_{C2}} \right]. \quad (3.13)$$

Hierin ist r_{C1} der Radius eines Kreises mit gleicher Oberfläche wie der Diodenchip. Weiterhin ist r_{C2} der Radius eines Zylinders, der die gleiche Mantelfläche wie die vier Seitenflächen des Diodenchips besitzt. d_C gibt die Dicke des Substratmaterials an. In [4] und [8] ergibt sich die Aufteilung des Substrates in leitende Schichten in ähnlicher Weise. Für den gesamten Wechselstrom-Widerstand $R_S(\omega)$ gilt demnach:

$$R_S(\omega) = R_{SE} + R_{SS}(\omega) + R_{SK}. \quad (3.14)$$

Für die bei Stromverdrängung auftretende Induktivität $L_S(\omega)$ ergibt sich die folgende Beziehung [41]:

$$L_s(\omega) = \frac{1}{\omega} \frac{1}{2\pi\sigma_s\delta} \left(\ln\left(\frac{r_{c1}}{r_a}\right) + \frac{d_c}{r_{c2}} \right). \quad (3.15)$$

Bei der neuen Generation der „substratlosen“ Dioden ist die Dicke des Substratmaterials auf lediglich $d_c = 2 \mu\text{m}$ reduziert worden. Die in dieser Arbeit untersuchte Diode D733 besitzt also eine wesentlich kleinere Induktivität.

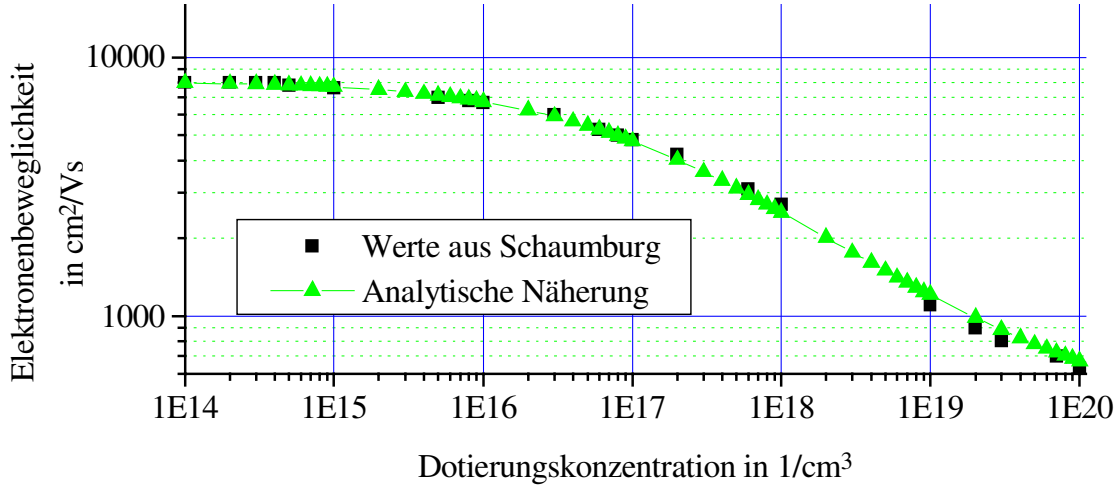


Abb. 3.5: Analytische Annäherung der Elektronenbeweglichkeit in GaAs nach Schaumburg [59].

Bei der Diode D644-08 wächst die Dotierung über eine Schichtdicke von 90 nm von $N_{\text{depi}1} = 4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ auf $N_{\text{depi}2} = 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ¹. Der Verlauf der Beweglichkeit $\mu_n(N_{\text{depi}})$ ist von der Dotierung der Epitaxieschicht abhängig. Die Beweglichkeit von Elektronen in feldfreiem GaAs bei Raumtemperatur ist in [59] angegeben und wird in Abb. 3.5 mit der folgenden empirisch ermittelten Näherungsformel

$$\mu_n(N_{\text{depi}}) = \left(\frac{7695}{1 + (\log(N_{\text{depi}} / \text{cm}^{-3}) / 17,22)^{21,4}} + 370 \right) \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (3.16)$$

verglichen. In [30] wird ein ähnlicher empirischer Ansatz vorgestellt. Voraussetzung für die Gültigkeit von Gl. (3.16) ist, daß alle Störstellen ionisiert sind, was bei Raumtemperatur der Fall ist. Erst bei tiefen Temperaturen sinkt die Zahl der ionisierten Störstellen. Der Verlauf der Dotierung ergibt sich für die in Abb. 3.2 eingeführte Koordinate x zu

$$\begin{aligned} N_{\text{depi}}(x) &= 3 \cdot 10^{18} \cdot \exp(x/45\text{nm}) \text{cm}^{-3} \quad \text{für} \quad -90\text{nm} \leq x \leq 0\text{nm} \\ \text{und} \quad 4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3} \quad &\text{für} \quad x = -90\text{nm}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

¹ Für die Berechnung des Widerstandes wird der kleinere Wert der vom Hersteller angegebenen Dotierungsdichten verwendet.

Somit läßt sich der resultierende Widerstand der Epitaxieschicht R_{SE} wie folgt berechnen:

$$R_{SE} = \frac{1}{q\pi r_a^2} \int_{-90\text{nm}}^0 \frac{dx}{N_{\text{depi}}(x) \cdot \mu_n(N_{\text{depi}}(x))}. \quad (3.18)$$

Für die angegebenen Werte ergibt sich nach numerischer Integration für die Diode D644-08 ein Widerstandswert von $R_{SE} = 4,5 \Omega$. Der Anteil der geleerten Zone bleibt dabei unberücksichtigt. Der Serienwiderstand wird vom Mischer-Simulationsprogramm nur durch die Eingabe von konstanten Widerstandswerten und Schichtdicken für einen abrupten Dotierungsübergang berechnet. Es werden also keine Dotierungsprofile in der Epitaxieschicht berücksichtigt. Die Werte der einzelnen Dioden sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Im Mischer-Simulationsprogramm werden die berechneten Werte für die Induktivität $L_S(\omega)$ und für den Serienwiderstand bei Wechselstrom $R_S(\omega)$ sowie der gemessene Gleichstrom-Serienwiderstand $R_S(0)$ verwendet. Um eine Beziehung zwischen der Rechnung und der Messung herzustellen, werden die im Programm berechneten Größen gemäß Gl. (3.19) mit dem gemessenen Serienwiderstand skaliert.

$$R_{S,n} = R_{S,\text{berechnet}} \left(|\omega_{ZF} + n \cdot \omega_{LO}| \right) \frac{R_S(0)_{\text{gemessen}}}{R_S(0)_{\text{berechnet}}} \quad (3.19)$$

3.2.2 Die Kapazität des Überganges

Die Kapazität des Überganges hängt im wesentlichen von dem Dotierungsprofil der Epitaxieschicht und von der Diodenfläche ab. Der Wert liegt für die verwendeten Dioden im Bereich einiger fF und ist somit nur schwer fehlerlos bestimmbar. Für das Mischer-Simulationsprogramm ist jedoch der spannungsabhängige Verlauf der Kapazität als Eingabeparameter notwendig. Die Dioden werden gewöhnlich bei hohen Strömen betrieben. Das bedeutet, daß der Kapazitätsverlauf für große Spannungsaussteuerungen und Arbeitspunkte im Flachbandfall von besonderem Interesse ist. In [66] wird der Kapazitätsverlauf im Flußgebiet mit der Beziehung Gl. (3.20), welche ohne Zweifel für den Sperrbereich bei abrupten Übergängen Gültigkeit besitzt, beschrieben.

$$C_j = C_{j0} \cdot \left(1 - \frac{u_j}{\Phi_{bi}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.20)$$

Das Built-in-Potential für GaAs beträgt $\Phi_{bi} = 0,9 \text{ V}$ und erzeugt somit an dieser Stelle einen Pol im Kapazitätsverlauf. Der Übergang ist in diesem Fall durch eine unendlich große Kapazität kurzgeschlossen. Der Vergleich von verschiedenen Simulations- und

Meßergebnissen ergibt jedoch, daß dieser Kapazitätsverlauf nicht die realen Verhältnisse wiedergibt (siehe Abb. 3.9).

Mehrere Autoren haben sich auf verschiedene Weise mit diesem Problem beschäftigt und geben unterschiedliche Lösungen an [12], [13], [28], [30], [32], [58], [67], [75]. Die exakte Beschreibung erscheint in allen Veröffentlichungen äußerst schwierig. Im folgenden werden die angegebenen Lösungen kurz vorgestellt.

Keen stellt in [32] verschiedene berechnete Kapazitätsverläufe in Abhängigkeit der Dotierung vor. Die angegebenen Kurven folgen in einem begrenzten Bereich dem Wurzelverlauf aus Gl. (3.20). Er gibt jedoch für den im Mischerbetrieb ausgesteuerten Bereich der Dioden einen maximalen Kapazitätswert von $1,5 - 2 \cdot C_{j0}$ an.

Von Crowe [12] und Mattauch [13] wird eine ähnliche Beziehung wie in Gl. (3.20) angegeben. Hier wird argumentiert, daß sich die Kapazität nur durch Ladungsspeicherung in der geleerten Epitaxieschicht begründet und dadurch in einem sehr kleinen Spannungsintervall eine riesige Kapazität entstehen kann. Nach Überschreiten der Flachbandspannung ist dann der gesamte Übergang inklusive der Kapazität verschwunden.

Siegel [67] und Hjelmgren [28] bestimmen den Kapazitätsverlauf im Flußgebiet durch eine numerische Simulation. Dabei wird über Änderungen der Ladungskonzentration aufgrund kleiner Spannungsänderungen die spannungsabhängige Diodenkapazität im Flußgebiet ermittelt. Die Ergebnisse der Berechnungen zeigen einen Kapazitätsverlauf mit einem Kapazitätsmaximum in der Umgebung der Flachbandspannung. Für negative und kleine positive Spannungen kann der Kurvenverlauf mit der Gl. (3.20) beschrieben werden. Im Bereich großer Aussteuerungen jenseits Φ_{bi} nimmt die Kapazität wieder ab.

Romanofsky [58] bestätigt den in [28] aufgrund von Simulationen gewonnenen Verlauf durch Messungen. Er gibt für kleine Spannungen einen nahezu konstanten Kapazitätsverlauf an. In der Nähe des Built-In-Potentials ergeben sich sehr kleine Kapazitätswerte.

In [30] geht Jelenski für kleine Spannungen von Gl. (3.20) aus und propagiert für Spannungen nahe des Flachbandfalls eine Annäherung der Kapazität an einen konstanten Wert:

$$C_j = C_{j0} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Phi_{bi}}{U_T}} \quad (3.21)$$

Darüber hinaus verschwindet der Übergang, und die Kapazität ist null.

Im Gegensatz zu den Lösungsansätzen in den zitierten Arbeiten wird in der vorliegenden Arbeit eine implizite meßtechnische Bestimmung der Kapazität im Flußgebiet durchgeführt, welche von der Rauschtemperatur ausgeht. In Abb. 3.3 ist das einfache Ersatzschaltbild der Diode für die Berechnung der Gleichstrom-Diodenparameter und der Dioden-Rauschtemperatur zu sehen. Wird der Rauschtemperaturverlauf der Dioden bei der Frequenz 94 GHz betrachtet und das Rauschverhalten nur durch thermisches und Schrotrauschen

modelliert, ergibt sich aus der Optimierung nach Abschnitt 3.3.4 ein konstanter Kapazitätswert im Femto-Farad-Bereich. In Abschnitt 3.3.5 wird für die Meßergebnisse der Dioden-Rauschtemperatur eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Es zeigt sich, daß der fallende Ast der Kurve mit den angenommenen Toleranzen der Berechnungsgrößen zur Bestimmung der Kapazität herangezogen werden kann. Der verwendete Ansatz der Rauschquellen unter Ausschluß von Komponenten, welche das Überschußrauschen beschreiben, ist gerechtfertigt. Diese sind stromabhängig und liefern erst für Ströme größer 0,1 mA nennenswerte Anteile. Für die Modellierung des Temperaturverlaufs wird gemäß Abb. 3.12 die Gl. (3.22) verwendet.

$$T_d = \left(\left(\frac{n}{2} \cdot \frac{1}{1/r_j + r_j \cdot (\omega C_j)^2} + R_s \right) \right) / \left(\left(\frac{1}{1/r_j + r_j \cdot (\omega C_j)^2} + R_s \right) \right) \cdot T_0 \quad (3.22)$$

Die Diodenkapazität C_j wird für die Modellierung in den Abb. 3.6 und 3.7 als Konstante betrachtet. Aufgrund der Ungewißheit über den korrekten Kapazitätsverlauf wird eine Aufteilung in drei von der Spannung U_j bzw. vom Strom I_g abhängige Bereiche vorgenommen. Im unteren Bereich für negative und kleine positive Spannungen gilt die Beziehung Gl. (3.20). Der mittlere Spannungsbereich bis zur fast vollständigen Durchlässigkeit der Diode $r_j \ll (\omega C_j)^{-1}$ wird durch den konstanten Kapazitätswert C_j gebildet. Für den dritten Bereich großer Ströme I_g wird der ungewisse Kapazitätsverlauf durch den stromabhängigen Paralleleitwert $g_j(I_g)$ kurzgeschlossen. Diese Tatsache macht die Kenntnis des genauen Verlaufs für die vorhandene Aufgabe der Mischersimulation unwichtig. Das bedeutet, daß der Kapazitätsverlauf mit einem konstanten Kapazitätswert in den höheren Spannungsbereich fortgesetzt werden kann. Sehr große Spannungen U_j werden in der Realität und in der Simulation nicht erreicht.

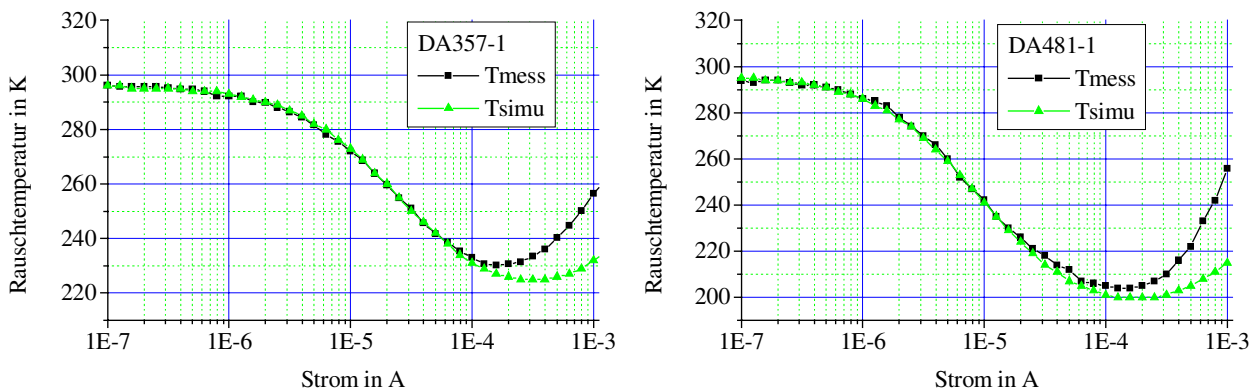


Abb. 3.6: Rauschtemperaturverläufe der Diode DA357-1 (1,5 μm) und der Diode DA481-1 (1,0 μm) für 94 GHz. Das simulierte Rauschen besteht nur aus thermischem und Schrotrauschen (kein Überschußrauschen). Die ermittelten Kapazitätswerte C_j können Tabelle 3.1 entnommen werden.

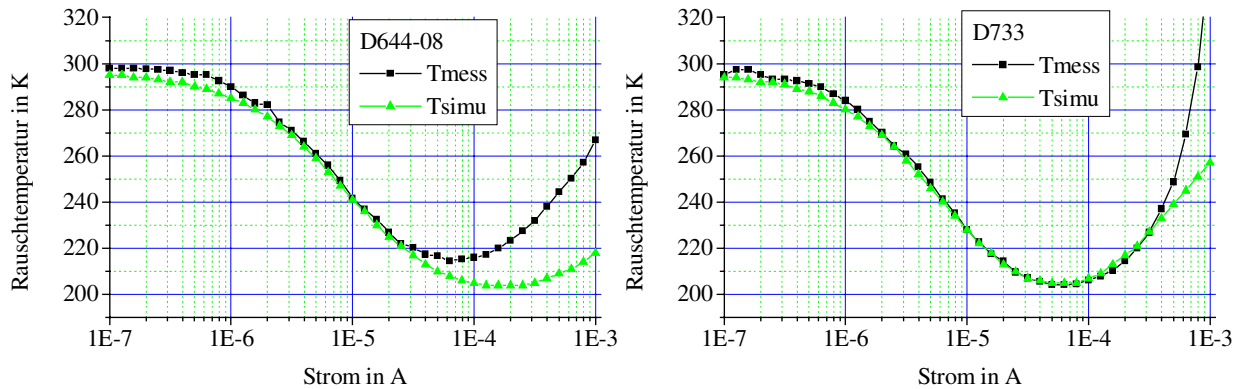


Abb. 3.7: Rauschtemperaturverlauf der Diode D644-08 ($0,8 \mu\text{m}$) und der Diode D733 ($0,5 \mu\text{m}$) für 94 GHz. Das simulierte Rauschen besteht nur aus thermischem und Schrotrauschen (kein Überschussrauschen). Die ermittelten Kapazitätswerte C_j können Tabelle 3.1 entnommen werden.

Die so gewonnenen Kapazitätsverläufe für die Dioden DA357-1 ($1,5 \mu\text{m}$), D644-08 ($0,8 \mu\text{m}$) und D733 ($0,5 \mu\text{m}$) sind in Abb. 3.8 dargestellt. Die vorgestellte Annahme des Kapazitätsverlaufes wird durch die Mischer-Simulation und den anschließenden Vergleich mit gemessenen Kurven bestätigt. In den Abb. 3.6 und 3.7 sind die gemessenen Rauschtemperaturen bei 94 GHz für die vier Dioden zu sehen. Die theoretische Untergrenze des Rauschens von $nT/2$ wird annähernd erreicht.

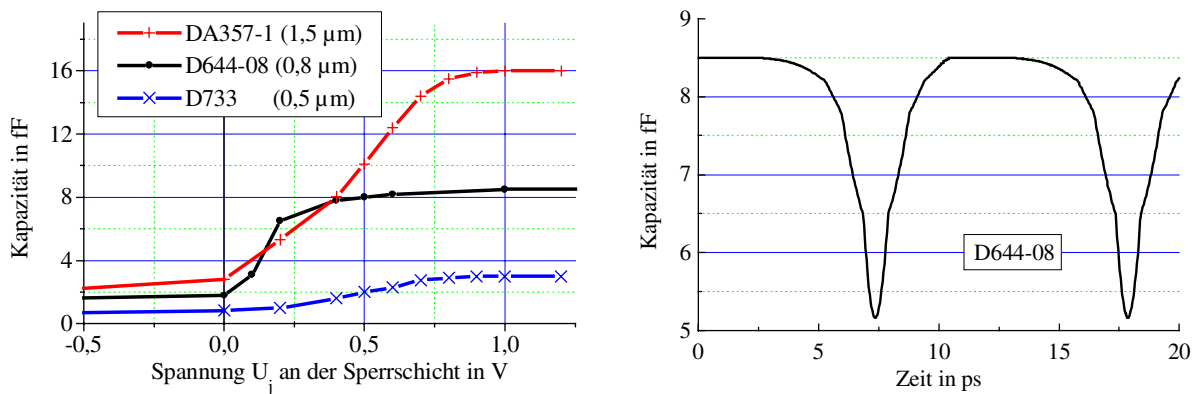


Abb. 3.8: Die Kapazitätsverläufe der im Mischer-Simulationsprogramm eingesetzten Dioden DA357-1 ($1,5 \mu\text{m}$), D644-08 ($0,8 \mu\text{m}$) und D733 ($0,5 \mu\text{m}$). Die Verläufe werden als Polygonzüge im Simulationsprogramm verarbeitet. Daneben ist der zeitliche Kapazitätsverlauf der Diode D644-08 (KSS 132 mm (Modell); Arbeitspunkt $0,8 \text{ mA}/0,7 \text{ V}$) dargestellt.

Die Kapazität C_{j0} aus Gl. (3.20) wird mit Gl. (3.23) berechnet und ist ebenso wie die ermittelten konstanten Kapazitätswerte C_j für die verwendeten Dioden in Tabelle 3.1 enthalten.

$$C_{j0} = \epsilon_0 \epsilon_r A \sqrt{\frac{qN_{\text{depi}}}{2\epsilon_0 \epsilon_r \Phi_{\text{bi}}}} + \frac{3\epsilon_0 \epsilon_r A}{2r_a} \quad (3.23)$$

Der zweite Term der Gl. (3.23) berücksichtigt die kapazitiven Randeﬀekte der runden Anodenﬂäche. Die vom Diodenhersteller angegebenen Kapazitätswerte C_{j0} ergeben sich aus der obigen Gleichung.

Zur Unterstützung bzw. Verifikation der vorgeschlagenen empirischen Bestimmung des Kapazitätsverlaufes werden verschiedene Kurvenverläufe in das Mischer-Simulationsprogramm implementiert. Um den Konversionsverlust der Diode D644-08 bei einer großen Spannungsamplitude über der Sperrschicht zu berechnen, wird der Arbeitspunkt 0,8 mA/0,7 V eingestellt. Diese Angabe gibt die Gleichanteile des Diodenstromes I_d und der Diodenspannung U_d an, welche meßtechnisch erfaßt werden können. Mit dieser Vorgabe wird über einen großen Kapazitätsbereich angesteuert.

In Abb. 3.8 ist ein vom Mischer-Simulationsprogramm ausgegebener zeitlicher Verlauf der Diodenkapazität dargestellt. Der gewählte Arbeitspunkt und die Kurzschlußschieberstellung ergeben die gewünschte relativ hohe Spannungsamplitude bzw. Aussteuerung der Kapazität. In [58] wird ein ähnlicher zeitlicher Verlauf angegeben.

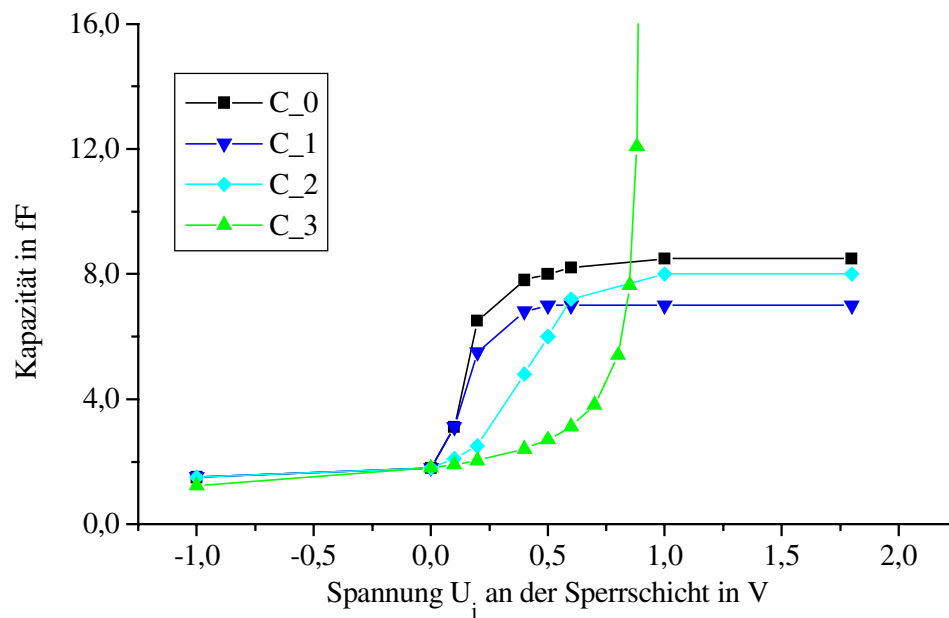


Abb. 3.9: Schar von Kapazitätsverläufen C_0 bis C_3 , die in das Mischer-Simulationsprogramm für die Modellierung des Kapazitätsverlaufes der Diode D644-08 eingesetzt werden.

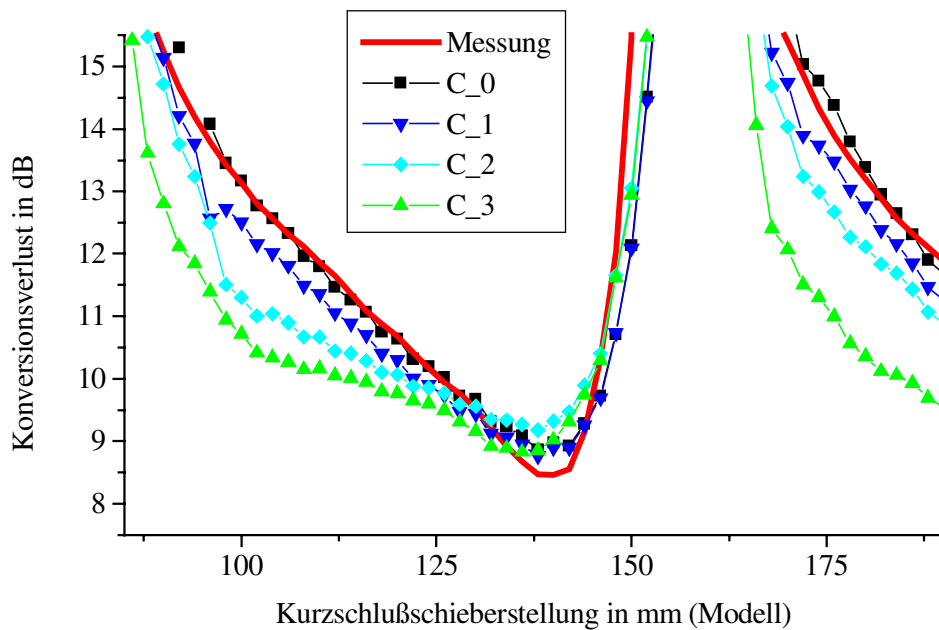


Abb. 3.10: Simulierte Konversionsverluste bei Einsatz der Kapazitätsverläufe C_0 bis C_3 (LO=94 GHz; ZF=1,5 GHz; AP: 0,8 mA/0,7 V).

Die willkürlichen Kapazitätsverläufe in Abb. 3.9 korrespondieren mit den in Abb. 3.10 abgebildeten simulierten Konversionsverlusten. Das Mischer-Simulationsprogramm liefert für die verschiedenen Ansätze unterschiedliche Ergebnisse. Hier wird die Bedeutung des Anstiegs von C_{j0} auf einen maximalen Kapazitätswert C_j klar. Wird die Beziehung Gl. (3.20) (Verlauf C_3) angesetzt, ergeben sich deutlich von der Messung abweichende Simulationsergebnisse. Die Bedeutung des Anstiegs der Kapazität von C_{j0} auf C_j wird mit dem Verlauf C_2 dokumentiert. Gegenüber dem für die Diode D644-08 optimalen Verlauf C_0 (siehe Abb. 3.8) besitzt C_2 einen weniger stark ansteigenden Kapazitätsverlauf. Der ebenfalls angesetzte Verlauf C_1 besitzt ein geringeres Kapazitätsmaximum, jedoch der Anstieg ist identisch zu C_0 . Aus diesen Versuchen wird die Bedeutung des Kapazitätswertes für Übergangsspannungen U_j im Bereich von 0,25 V bis 0,5 V deutlich.

Die Kapazitätsverläufe der Dioden werden also weder exakt gemessen noch berechnet. Die Ansätze enthalten den rechnerisch bestimmbareren Wert für C_{j0} und in Sperrichtung den bekannten Wurzelverlauf, Gl. (3.20). Im Flußgebiet wird der Kapazitätswert C_j verwendet. Die Verbindung dieser Bereiche wird schließlich mit Hilfe von Simulationen des Konversionsverlustes empirisch ermittelt. Die Kapazitätsverläufe sind als Polygonzüge mit möglichst wenig Stützstellen ausgeführt. Das Mischer-Simulationsprogramm kann sie somit schneller verarbeiten, und weiterhin wird der Eindruck vermieden, daß die Verläufe eine absolut exakte Wiedergabe der realen Verhältnisse sind. Die im Mischer-Simulationsprogramm verwendeten Kapazitätsverläufe sind in der Abb. 3.8 dargestellt. Es ergeben sich für die verschiedenen Dioden unterschiedliche Verläufe in den Flanken, welche auf die Dotierungsprofile der Epitaxieschichten zurückzuführen sind.

3.3 Das Rauschverhalten der GaAs-Schottky-Diode

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Rauschursachen und das verwendete Rauschmodell mit den unterschiedlichen Rauschersatzquellen vorgestellt. Neben dem thermischen Rauschen und dem Schrotrauschen [78] wird besonderer Wert auf das sogenannte Überschußrauschen gelegt. Die einzelnen Rauschquellen und die physikalischen Ursachen des Überschußrauschens werden im einzelnen vorgestellt und in Abb. 3.12 in einem Rausch-Ersatzschaltbild der Diode graphisch dargestellt. Dazu kommt die meßtechnische Beobachtung einer mit steigendem Strom abnehmenden Rauschtemperatur. Hierfür wird eine theoretische Erklärung und eine mathematische Beschreibung des Verlaufes gegeben.

Das Rauschverhalten der Dioden ist ein entscheidendes Gütekriterium. Selbst wenn alle anderen Anforderungen für den Submillimeterwellen-Einsatz wie geringe Diodenkapazität und kleiner Serienwiderstand erfüllt sind, können nur Dioden verwendet werden, die zusätzlich die Anforderung einer geringen Rauschleistung erfüllen. Da die in der Radioastronomie zu detektierenden Signalleistungen sehr klein sind, würden sie sonst vom Diodenrauschen überdeckt.

Die folgenden Abschnitte enthalten eine Beschreibung aller zu beachtenden Rauschquellen. Jeder Rauschursache wird eine Ersatzstrom- oder Ersatzspannungsquelle zugewiesen, welche zur Berechnung von verfügbaren Rauschleistungen in einem schmalen Frequenzintervall Δf dienen. Einige Rauschquellen werden aufgrund ihrer besonderen Strom- und Frequenzabhängigkeit begründet vernachlässigt. In den Beschreibungen werden die physikalischen Ursachen und die jeweilige mathematische Darstellung vorgestellt. Weiterhin sind die einzelnen Rausch-Meßplätze und die ermittelten Ergebnisse aufgeführt. Im letzten Abschnitt befindet sich der Vergleich zwischen Theorie und Praxis, also zwischen Temperaturen des Diodenmodells und den gemessenen Rauschtemperaturen.

3.3.1 Die Rauschquellen

3.3.1.1 Thermisches Rauschen

In einem Halbleiter bewegen sich freie Ladungsträger aufgrund ihrer thermischen Energie auch ohne den Einfluß von äußeren Feldern. Dies führt zu einer statistisch schwankenden elektrischen Spannung an den Enden eines Halbleiterwiderstands R_s , die als thermisches Rauschen bezeichnet wird und von der Umgebungstemperatur abhängig ist. Mit

$$\langle u_{th}^2 \rangle = 4kT_0 R_s \Delta f \quad \text{für} \quad f \ll \frac{kT_0}{h} \quad (3.24)$$

kann die Größe einer Ersatzquelle u_{th} zur Bestimmung der verfügbaren Rauschleistung in einem Frequenzintervall Δf ermittelt werden. Für die Berechnung der verfügbaren Rauschleistung oder der Rauschtemperatur ist der Wert des Serienwiderstandes zu benutzen. Er setzt sich aus Substrat- und Epitaxieschicht-Widerstand zusammen. Die eckigen Klammern in dieser und den später verwendeten Beziehungen beschreiben eine statistische Mittelwertbildung. Gl. (3.24) stellt eine Näherungsformel für Frequenzen kleiner als 100 GHz dar. Für Frequenzen oberhalb dieser Grenze, die bei der Rauschanalyse im Mischer-Simulationsprogramm in Form von Harmonischen der LO-Frequenz auftreten, ist die von Nyquist entdeckte Gl. (3.25) zu verwenden [5].

$$\langle u_{th}^2 \rangle = 4kT_0 R_s \frac{hf/kT_0}{\exp(hf/kT_0) - 1} \Delta f \quad (3.25)$$

3.3.1.2 Schrotrauschen

Ein weiterer Rauschbeitrag entsteht durch Ladungsträger, die unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes die Raumladungszone durchlaufen und über die Potentialbarriere emittiert werden. Dies wird als Schrotrauschen bezeichnet und bildet einen linearen Zusammenhang mit dem Diodenstrom [12].

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_g + 2I_s)\Delta f \approx 2qI_g\Delta f \quad (3.26)$$

Die Gl. (3.26) gilt für den Frequenzbereich $f \ll 1/2\pi t_s$, wobei t_s die Laufzeit durch die geleerte Epitaxieschicht darstellt [19], [40].

3.3.1.3 Hot-Electron-Rauschen

Diese Rauschursache entspricht der Schwankung der Elektronengeschwindigkeit in der ungeleerten Epitaxieschicht. Die elektrische Feldstärke ist in diesem Bereich so groß geworden, daß die kinetische Energie der Elektronen größer als die thermische Energie des Kristallgitters wird. Daraus resultiert ein Rauschbeitrag, der Hot-Electron-Rauschen (hot-electron-noise) genannt wird. Er ist bis zu einigen hundert THz praktisch frequenzunabhängig [22]. Ursachen für das Hot-Electron-Rauschen liegen zum einen in von der Dotierung abhängigen hohen Feldstärken von einigen kV/cm und zum anderen in einer möglichen lokalen Erhitzung des Schottky-Überganges aufgrund einer sehr hohen Stromdichte in der Diode [31], [54]. Das Hot-Electron-Rauschen wird ebenfalls in Form einer Rauschspannungsquelle in das Rausch-Ersatzschaltbild integriert [12], [30].

$$\langle u_e^2 \rangle = 4kT_0 R_s K_h \Delta f \quad \text{mit} \quad K_h = \frac{2}{3} \frac{\tau_e I_d^2}{kq\mu_n T_0 N_{\text{depi}}^2 A^2} \quad (3.27)$$

Dabei geben μ_n die Elektronenbeweglichkeit in der Epitaxieschicht, N_{depi} die Dotierung der Epitaxieschicht, A die Anodenfläche der Diode und τ_e die durchschnittliche Energie-Relaxationszeit der Elektronen an.

3.3.1.4 Trapping-Rauschen

Trapping-Effekte (Fangmechanismen) führen zu Schwankungen in der Dichte des Elektronenstromes aufgrund von Fehlstellen oder Verunreinigungen im Halbleitermaterial. Sie treten an Oberflächenzuständen und als Generations-/Rekombinationsprozesse in der ungeleerten Epitaxieschicht in der Nähe des Metall/Halbleiter-Überganges auf. Die Zeitkonstante dieses Rauscheffektes ist durch die Energieniveaus der Oberflächenzustände und der Rekombinationszentren in der Bandlücke bestimmt und liegt im Piko- und Nano-Sekunden-Bereich. Daher besitzt diese frequenzabhängige Rauschursache Tiefpaßcharakter. Für Mischer mit sehr hohen LO-Frequenzen ist das Trapping-Rauschen nur bei der Zwischenfrequenz aktiv. Da es für das Rauschen durch Fangstellen verschiedene Ursachen gibt, werden mehrere Zeitkonstanten [2], [19], [31], [35], [55], [88] und zwei vom Charakter unterschiedliche Quellen angenommen. Beide Rauschquellen sind vom Quadrat des Stromes abhängig, wobei bei der einen der gesamte Diodenstrom I_d und bei der anderen der Leitwertstrom I_g einzusetzen ist.

$$\langle u_t^2 \rangle = 4kK_{\text{tu},n}(f)R_s^2 \Delta f \quad \text{mit} \quad K_{\text{tu},n} = \sum_{n=1}^N \frac{N_{\text{tu},n}}{N_{\text{depi}}^2} \frac{\tau_{\text{u},n}}{kAd_{\text{epi}}} \frac{I_d^2}{1 + (\omega\tau_{\text{u},n})^2} \quad (3.28)$$

Die Rauschspannungsquelle gemäß Gl. (3.28) in Reihe zum Serienwiderstand bildet die Fangstellen und das Generations-/Rekombinationsrauschen in der ungeleerten Epitaxieschicht nach.

$$\langle i_t^2 \rangle = 2K_{\text{ti},n}(f)\Delta f \quad \text{mit} \quad K_{\text{ti},n} = \sum_{n=1}^N \frac{N_{\text{ti},n}}{N_{\text{depi}}} \frac{\tau_{\text{i},n} I_g^2}{1 + (\omega\tau_{\text{i},n})^2} \quad (3.29)$$

Die Rauschstromquelle nach Gl. (3.29), die parallel zur intrinsischen Diode und zur Schrotrauschquelle liegt, soll die Fangstellen am Übergang modellieren. $N_{\text{tu},n}$ und $N_{\text{ti},n}$ sind die Dichten und $\tau_{\text{u},n}$ und $\tau_{\text{i},n}$ die Zeitkonstanten der jeweiligen Fangstellen oder Fallen. d_{epi} gibt die Dicke der Epitaxieschicht an. N gibt die Anzahl der angesetzten Quellen im Rauschmodell an. Die zusätzliche Indizierung der einzelnen Kenngrößen mit n bezieht sich auf die jeweilige Rauschquelle.

3.3.1.5 Zwischentalstreuung

Eine weitere Ursache für Schwankungen in der Elektronendichte können Streuprozesse sein. Insbesondere die Streuung von heißen Elektronen in höher liegende Sub-Bänder des Leitungsbandes ist hier zu nennen. Dort besitzen die Elektronen eine größere effektive Masse und sind daher nahezu unbeweglich. Dieser Rauschmechanismus wird als Zwischentalstreuung (intervalley scattering) bezeichnet. Die Zwischentalstreuung besitzt in GaAs eine Zeitkonstante von 10 ps und wird für Frequenzen oberhalb von 100 GHz vernachlässigbar klein [22].

Zwischentalstreuung tritt in GaAs auf, wenn das elektrische Feld hoch genug ist, um Elektronen auf Energien größer als 0,31 eV zu beschleunigen. Diese Energie entspricht gerade der Differenz zwischen dem zentralen Tal A mit hoher Beweglichkeit und dem Satellital B mit geringer Elektronenbeweglichkeit. Bei diesen Elektronenenergien ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, daß ein Elektron von Tal A in Tal B streut. Das beschriebene plötzliche Verschwinden der heißesten Elektronen ist ein Zufallsprozeß und generiert den beschriebenen Rauschprozeß, welcher abrupt oberhalb der Grenzfeldstärke einsetzt [19]. Mit steigender Energie gelangen immer mehr Elektronen in das Satellital B [59]. Gl. (3.30) beschreibt die Zwischentalstreuung, wobei K_{iv} ein proportionaler Rauschfaktor, E das elektrische Feld in der Epitaxieschicht, τ_{iv} die charakteristische Zeitkonstante (1,8 ps für GaAs) und p die Besetzungswahrscheinlichkeit des Satellitals sind.

$$\langle u_{iv}^2 \rangle = 4kT_{iv}R_S\Delta f \quad \text{mit} \quad T_{iv} = K_{iv} \frac{1}{1 + (\omega\tau_{iv})^2} \frac{p(1-p)^2 I^2}{(1-p) - E \frac{\partial p}{\partial E}} \quad (3.30)$$

In den dünnen Epitaxieschichten muß das elektrische Feld sehr große Werte annehmen, um den Elektronen die nötige Energie für den Übergang ins Satellital zu geben. Beim Überschreiten dieser Energieschwelle steigt die Rauschleistung bzw. -temperatur sprunghaft an [88], welches durch Messungen nicht bestätigt werden konnte. Der abrupte Energiegewinn der Elektronen tritt demnach nicht auf, so daß das Rauschen aufgrund von Zwischentalstreuung nach Gl. (3.30) unberücksichtigt bleibt.

3.3.1.6 Funkelrauschen

Ein weiterer niederfrequenter Rauschprozeß wird Funkelrauschen oder 1/f-Rauschen genannt. Eine Modellvorstellung dieses Rauschens ist das Füllen und Leeren von Fallen am oder in der Nähe des Metall/Halbleiter-Überganges, welches in einer Modulation der Barrierenhöhe resultiert und somit Stromschwankungen hervorruft. Die Verteilung der Zeitkonstanten, die mit der energetischen Verteilung der Fallen in der verbotenen Zone zwischen Leitungs- und

Valenzband eines Halbleiters in Verbindung stehen, erstreckt sich über einen weiten Bereich, und das resultierende Leistungsspektrum besitzt bei sehr kleinen Frequenzen den typischen $1/f$ -Charakter [19], [40].

$$\langle i_f^2 \rangle = K_f \frac{I^\beta}{f^\alpha} \quad (3.31)$$

Diese Rauschursache kann bei Verwendung von Zwischenfrequenzen größer als einigen kHz vernachlässigt werden.

3.3.1.7 Hot-Electron-Trapping

Die Ergebnisse der Messung der Rauschtemperatur in Abhängigkeit des Diodenstromes zeigen in Abb. 3.17 für hohe Ströme und tiefe Frequenzen ein Abknicken des Temperaturverlaufs zu kleineren Werten. Es entsteht ein Maximum, welches für höhere Frequenzen kleiner wird und zu größeren Strömen wandert. Dieses Verhalten ist besonders deutlich bei der Diode DA357-1 und in schwächerer Form auch bei der Diode D644-08 ausgeprägt (siehe Anhang zu Kapitel 3). Ein derartiges Verhalten läßt sich mit den bisher vorgestellten und aus der Literatur bekannten Ansätzen für Rauschquellen nicht modellieren. Der beschriebene Verlauf der Rauschtemperatur bei höheren Strömen tritt im Ansatz auch für gemessene Rauschtemperaturen anderer Dioden in [24], [31], [88] und [89] auf.

Es folgt die Herleitung einer Rauschquelle, in der die erhöhte Elektronentemperatur für hohe Feldstärken des Hot-Electron-Rauschens und der Tiefpaßcharakter des Trapping-Rauschens geeignet verknüpft werden. Sze gibt in [75] eine von der Elektronengeschwindigkeit abhängige Zeitkonstante für die Lebendauer von Minoritätsladungsträgern an. Die darin enthaltene thermische Geschwindigkeit ist wiederum von der Elektronentemperatur abhängig. Trotz der Dominanz von Majoritätsladungsträgern in GaAs wird dieser Ansatz weiter verfolgt. Die Elektronenenergie und damit die zugeordnete Elektronentemperatur T_e wächst mit steigendem Diodenstrom aufgrund der relativ geringen Energieabgaberate durch Stöße mit dem Gitter. Die Elektronentemperatur kann mit dem Energieerhaltungssatz Gl. (3.32) abgeschätzt werden [88].

$$\frac{dW}{dt} = qE v_d - (W - W_0)/\tau_e \quad (3.32)$$

Darin sind W und W_0 die Elektronenenergie mit und ohne vorhandenem elektrischen Feld E . v_d ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und τ_e die Energie-Relaxationszeit, welche Werte im Piko-Sekunden-Bereich annimmt [27], [30]. Da das beobachtete Abknicken bei hohen Strömen bzw. hohen Feldstärken auftritt, ist die Stromabhängigkeit der Beweglichkeit zu beachten. Die Elektronenbeweglichkeit in GaAs ist von der Dotierung und vom angelegten

elektrischen Feld E abhängig [59]. Es gilt nicht die für Si und Ge bekannte Abhängigkeit, welche umgekehrt proportional zur Wurzel der Elektronentemperatur ist [47], [75].

Mit der Elektronenbeweglichkeit μ_n aus Gl. (3.16) für einen feldfreien Halbleiter und der Beweglichkeit bei angelegtem Feld $\mu(E)$ ergibt sich die Driftgeschwindigkeit [10] somit zu

$$v_d = E\mu(E) = \frac{I}{q \cdot N_{\text{depi}} \cdot A}. \quad (3.33)$$

Für die Elektronenbeweglichkeit bei vorhandenen hohen Feldstärken ist in [27] eine empirisch ermittelte Formel angegeben. Eine daraus modifizierte Beziehung Gl. (3.34) wird in Abb. 3.11 mit der Darstellung der Driftgeschwindigkeit aus [59] verglichen. Der Vergleich von Rechnung und Referenz ist in Abb. 3.11 zu sehen. Die Kurven zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

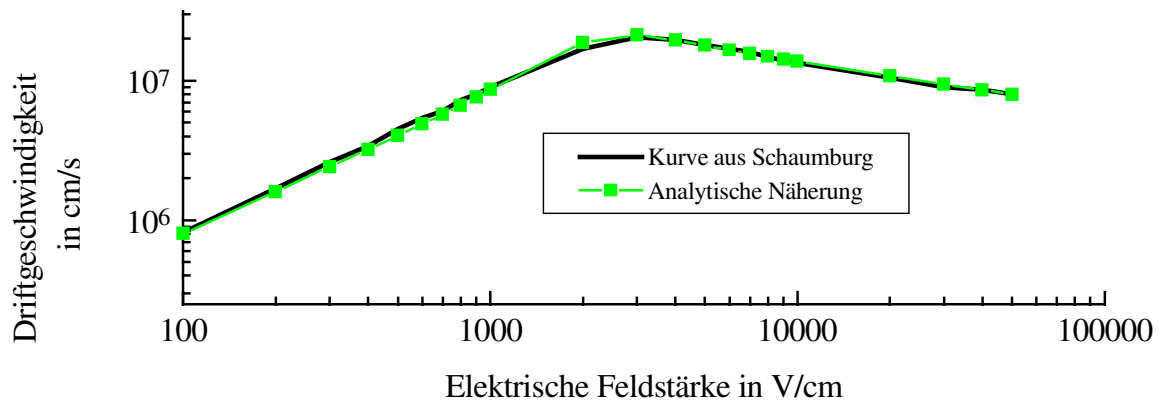


Abb. 3.11: Vergleich der von Schaumburg [59] angegebenen und der mit Gl. (3.34) berechneten Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld.

$$\mu(E) = \frac{\mu_n + v_{\text{sat}} \cdot E^{3,015} / E_0^4 \cdot (\text{V/cm})^{-0,015}}{1 + (E/E_0)^{4,35}} \quad \text{mit } v_{\text{sat}} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s und } E_0 = 2250 \text{ V/cm} \quad (3.34)$$

Die Elektronenenergie errechnet sich nach [88] zu

$$W = \frac{3}{2} kT_e. \quad (3.35)$$

Wird nun in Gl. (3.32) die zeitliche Änderung der Elektronenenergie zu null gesetzt, so ergibt sich nach einigen Umformungen folgende Beziehung für die Elektronentemperatur:

$$qEv_d = \frac{3k}{2\tau_e} (T_e - T_0) = q \frac{(E\mu(E))^2}{\mu(E)} = \frac{1}{q\mu(E)} \frac{I^2}{A^2 \cdot N_{\text{depi}}^2} \quad (3.36)$$

und schließlich

$$T_e = T_0 \left(1 + \frac{2\tau_e}{3qk\mu(E)T_0} \left(\frac{I}{AN_{\text{depi}}} \right)^2 \right). \quad (3.37)$$

Für kleine Ströme ($\mu(E) = \mu_n$) ergibt sich aus Gl. (3.37) die Konstante K_h aus Gl. (3.27) für das Hot-Electron-Rauschen. Für das Hot-Electron-Trapping wird nicht μ_n , sondern die feldstärkeabhängige Beweglichkeit $\mu(E)$ verwendet. Die Feldabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit in Gl. (3.34) wird näherungsweise mit

$$E = \frac{I}{q \cdot N_{\text{depi}} \cdot A \cdot \mu_n} \quad (3.38)$$

in eine Stromabhängigkeit $\mu(I)$ überführt. Die Zeitkonstante der Fallen [75] ergibt sich durch Einsetzen der Gl. (3.37) zu der Beziehung

$$\tau_{\text{het}} = 1 / \left(\sigma N_{\text{het}} \sqrt{3kT_e / m^*} \right). \quad (3.39)$$

σ ist die Elektroneneinfangfläche. Die Trap-Zeitkonstante τ_{het} wird schließlich in die Beziehung für eine Trapping-Rauschquelle eingesetzt, und es ergibt sich ein vom Strom und der Frequenz abhängiger Rauscheffekt, welcher die zu Beginn des Abschnitts beschriebenen Rauschtemperaturverläufe sehr gut annähert.

$$\langle i_{\text{het}}^2 \rangle = 2 \cdot K_{\text{het},n}(f) \Delta f \quad \text{mit} \quad K_{\text{het},n} = \sum_{n=1}^N \frac{N_{\text{het},n}}{N_{\text{depi}}} \frac{\tau_{\text{het},n} I^2}{1 + (\omega \tau_{\text{het},n})^2} \quad (3.40)$$

Die Rauschursache des Hot-Electron-Trapping ist als Stromquelle am Schottky-Übergang zu finden. Hiermit haben sich die besten Ergebnisse bei der Annäherung an den gemessenen Rauschtemperaturverlauf ergeben (siehe Abb. 3.12). $N_{\text{het},n}$ ist die Dichte der Fallen und $\tau_{\text{het},n}$ ist die stromabhängige Zeitkonstante des Hot-Electron-Trappings. N gibt die Anzahl der angesetzten Quellen im Rauschmodell an. Die zusätzliche Indizierung der einzelnen Kenngrößen mit n bezieht sich auf die jeweilige Rauschquelle.

3.3.2 Das Rauschersatzschaltbild

Das Ersatzschaltbild der Diode mit allen Rauschquellen ist in Abb. 3.12 dargestellt. Alle oben genannten Rauschquellen sind integriert und werden untereinander als unkorreliert angenommen. Jede Rauschquelle repräsentiert eine physikalische Rauschursache. Weiterhin

werden hinreichend viele Rauschquellen in das Ersatzschaltbild eingefügt, um die praktisch gemessenen Rauschverläufe ausreichend genau anzunähern.

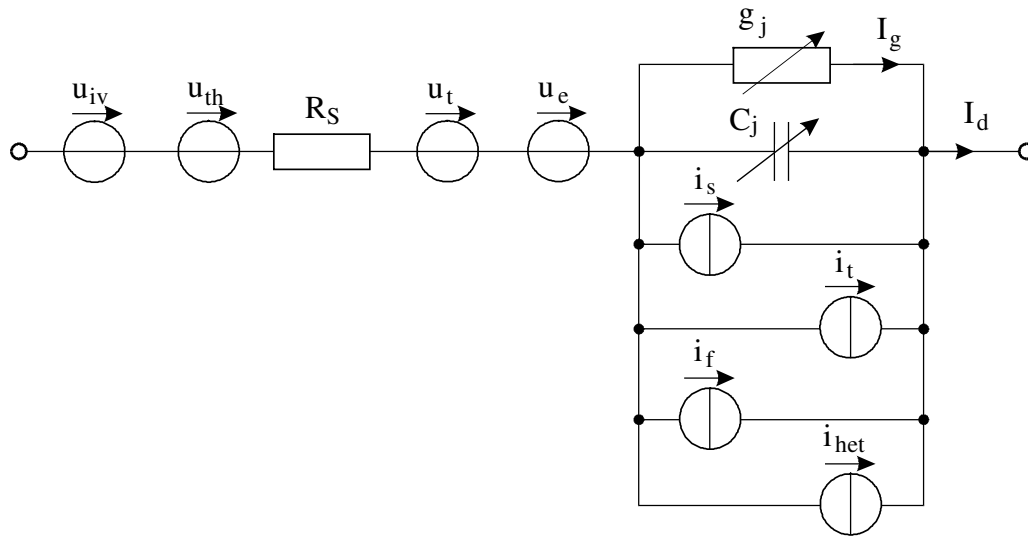


Abb. 3.12: Ersatzschaltbild der Diode mit allen betrachteten Rauschquellen, um die verfügbare Rauschleistung in einem kleinen Frequenzintervall Δf zu berechnen.

Die verfügbare Leistung bzw. die Rauschtemperatur, die den Zusammenhang zwischen Rauschquellen und Diodenimpedanz herstellt, ergibt sich zu

$$P_{\text{verf}} = kT_d \Delta f = \left[\langle u_{iv}^2 \rangle + \langle u_{th}^2 \rangle + \langle u_t^2 \rangle + \langle u_e^2 \rangle + \left(\langle i_s^2 \rangle + \langle i_f^2 \rangle + \langle i_t^2 \rangle + \langle i_{het}^2 \rangle \right) \cdot \frac{r_j^2}{1 + (\omega r_j C_j)^2} \right] / (4 \cdot \text{Re}\{Z_{\text{ges}}\})$$

$$\text{mit } \text{Re}\{Z_{\text{ges}}\} = R_s + \frac{r_j}{1 + (\omega r_j C_j)^2}. \quad (3.41)$$

3.3.3 Die Messung des Diodenrauschens

Die Rauschleistung der Dioden wird bei verschiedenen Frequenzen aufgenommen. Je nach Frequenzbereich kommt ein anderer Aufbau des Meßplatzes zum Einsatz. Die Frequenzen, für die in einem schmalen Intervall die Rauschtemperatur ermittelt wird, betragen 100 MHz, 200 MHz, 300 MHz, 1,5 GHz, 10 GHz, 17,5 GHz und 94 GHz. Die Wahl der Frequenzen deckt einen großen Frequenzbereich ab, um ein hinreichend genaues Rauschmodell der Diode aufzustellen. Die Wahl der Frequenzen richtet sich nach den verfügbaren Meßmöglichkeiten und dem eingeschränkten Zugang zur Diode aufgrund der Integration in den Mischer. Der Hohlleiter und der koaxiale Anschluß bilden jeweils einen Hoch- und einen Tiefpaß.

Alle Meßplätze bis 17,5 GHz besitzen ähnliche Aufbauten [37]. Der zur Bestimmung der verfügbaren Leistung benötigte Reflexionsfaktor der Dioden wird mit einem automatischen Netzwerkanalysator 8510C der Firma Hewlett Packard gemessen. In diesen halbautomatischen Meßplätzen ist also keine Reflexionsfaktormessung integriert. Beim 94 GHz-Meßplatz wird dagegen der Reflexionsfaktorbetrag direkt mit dem Meßaufbau bestimmt. Bei diesem Meßplatz handelt es sich um ein sogenanntes Dicke-Radiometer [3], [9], [71], [74].

3.3.3.1 Rauschmessung bei Frequenzen unterhalb 400 MHz

Im unteren Frequenzbereich ist der Meßplatz sehr einfach ausgeführt und liefert lediglich bei hohen Rauschleistungen, also bei geringem Reflexionsfaktor, auswertbare Meßergebnisse. Als Referenzrauschquelle wird ein Rauschstandard HP 346 B von Hewlett Packard eingesetzt. Es stellt bei allen Frequenzen außer bei 94 GHz die Referenzquelle dar. Der Aufbau gemäß Abb. 3.13 enthält keine Entkopplung des Meßobjekts vom ersten Verstärker durch einen Isolator oder Zirkulator. Es treten also Reflexionen der Rauschwellen des Verstärkereinganges an der Diode auf. Diese Leistungswellen sind allerdings für bestimmte an der Diode eingestellte Arbeitspunkte gegenüber dem Diodenrauschen vernachlässigbar klein. Die Meßergebnisse finden für die Erstellung des Rauschmodells aufgrund der großen verfügbaren Rauschleistungen der Dioden D644-08 und DA357-1 im unteren Frequenzbereich Verwendung.

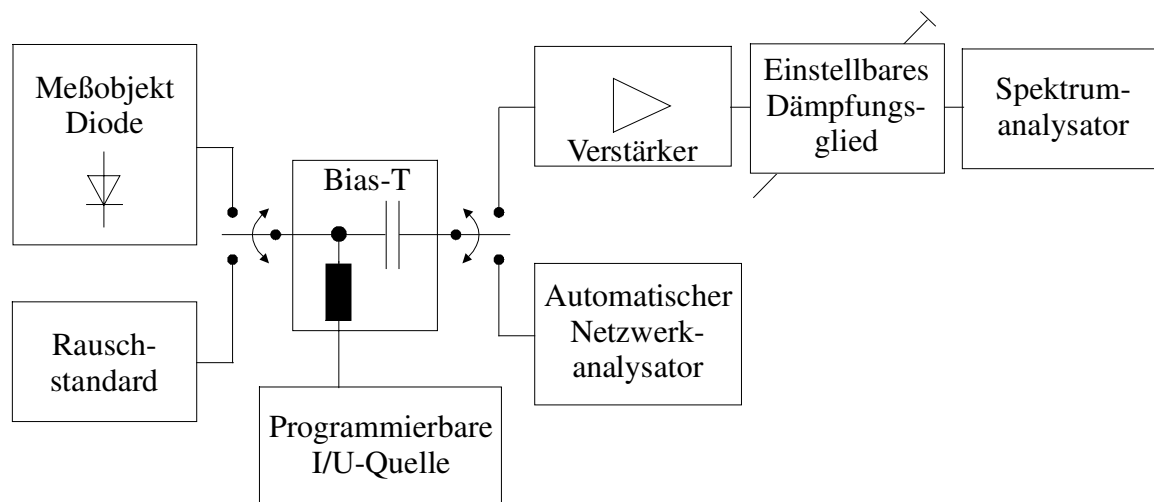


Abb. 3.13: Meßaufbau zur Rauschmessung bei Frequenzen unterhalb 400 MHz

3.3.3.2 Rauschmessung bei 1,5 GHz

Dieser Meßplatz entspricht dem Aufbau nach Abb. 3.13, wird aber um einen Isolator erweitert, der die Berechnung der abgegebenen Rauschleistung und daraus abgeleitet der verfügbaren Rauschleistung erleichtert. Die an der Diode reflektierte Rauschleistung besitzt als Rausch-

temperatur die physikalische Temperatur des Isolators. Zur besseren Signaldetektion wird noch zusätzlich ein Bandpaß vor dem Dämpfungsglied eingefügt.

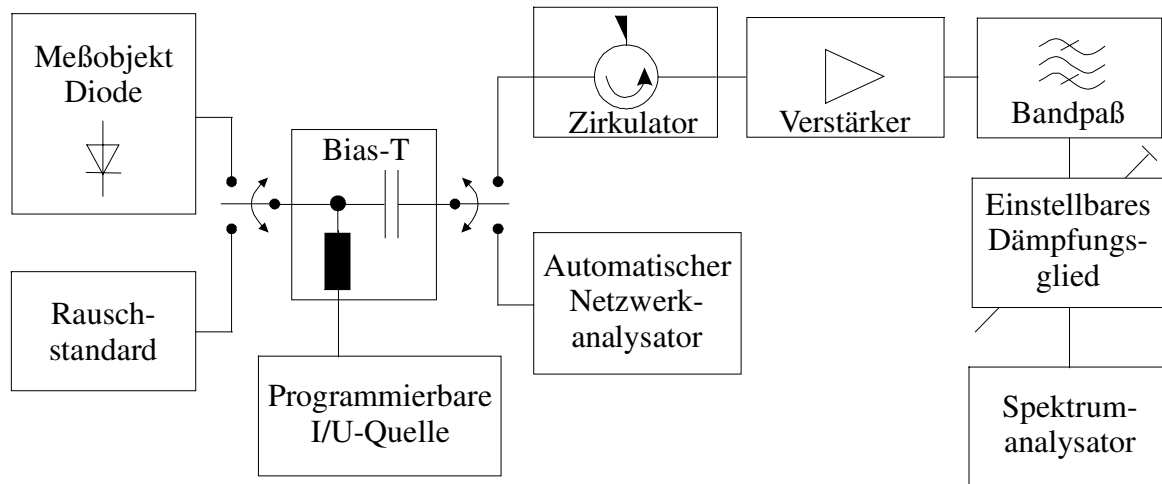


Abb. 3.14: Meßaufbau zur Rauschmessung bei 1,5 GHz

3.3.3.3 Rauschmessung bei 10 GHz und 17,5 GHz

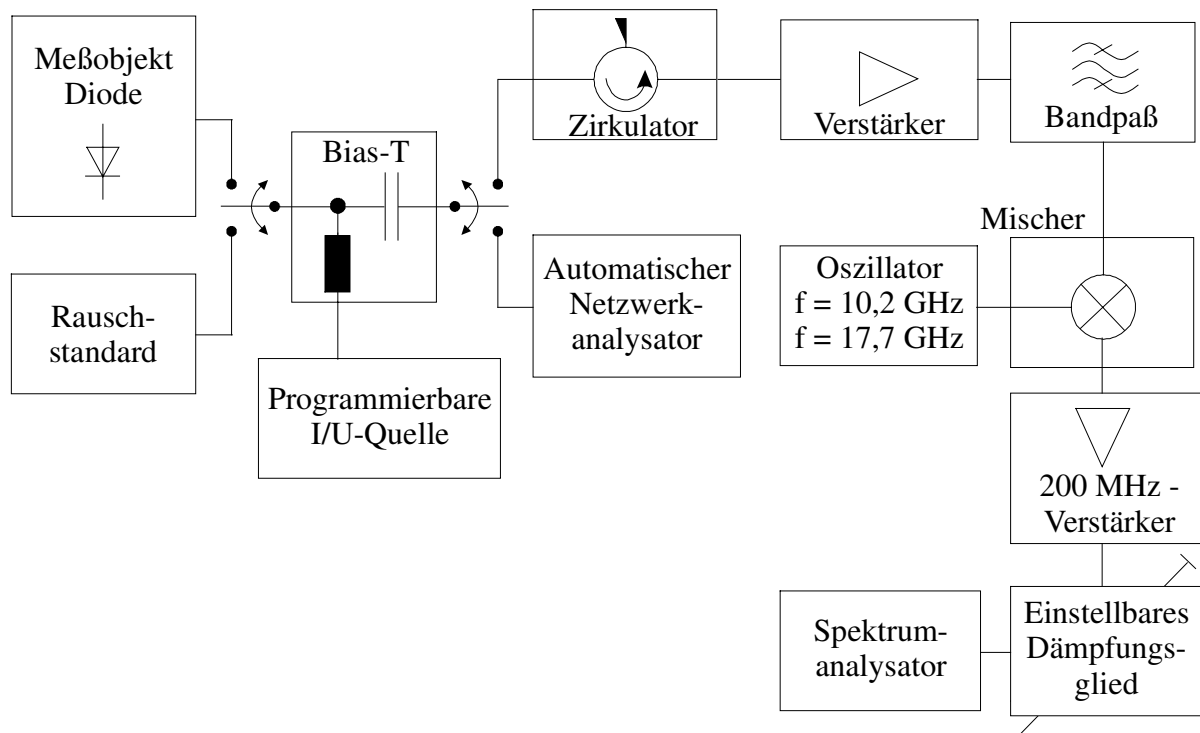


Abb. 3.15: Meßaufbau zur Rauschmessung bei 10 GHz und 17,5 GHz

Eine weitere Modifikation zeichnet die Rauschmeßplätze für das X- und Ku-Band aus. Sie enthalten beide einen Mischer, der die Rauschsignale auf eine Zwischenfrequenz von 200 MHz heruntermischet bevor sie mit dem Spektrumanalysator ausgewertet werden. In Abb. 3.15 ist der Aufbau dargestellt.

3.3.3.4 Rauschmessung bei 94 GHz

Für Rauschmessungen bei 94 GHz läßt sich der Hohlleiteranschluß des Mischers als Meßtor benutzen. Das Meßverfahren beruht auf dem Prinzip des Dicke-Radiometers, bei dem die Registrierschaltung abwechselnd auf das Rauschnormal und auf das Meßobjekt geschaltet wird und sich so ständig selbst kalibriert. Es werden nur Leistungsdifferenzen gemessen, die in geeigneter Form umgerechnet werden müssen. Der Meßplatz in Abb. 3.16 kann für die Rausch- und die Reflexionsfaktormessungen verwendet werden. Zur Berechnung der verfügbaren Rauschleistung reicht die Kenntnis des Betragsquadrates des Reflexionsfaktors aus.

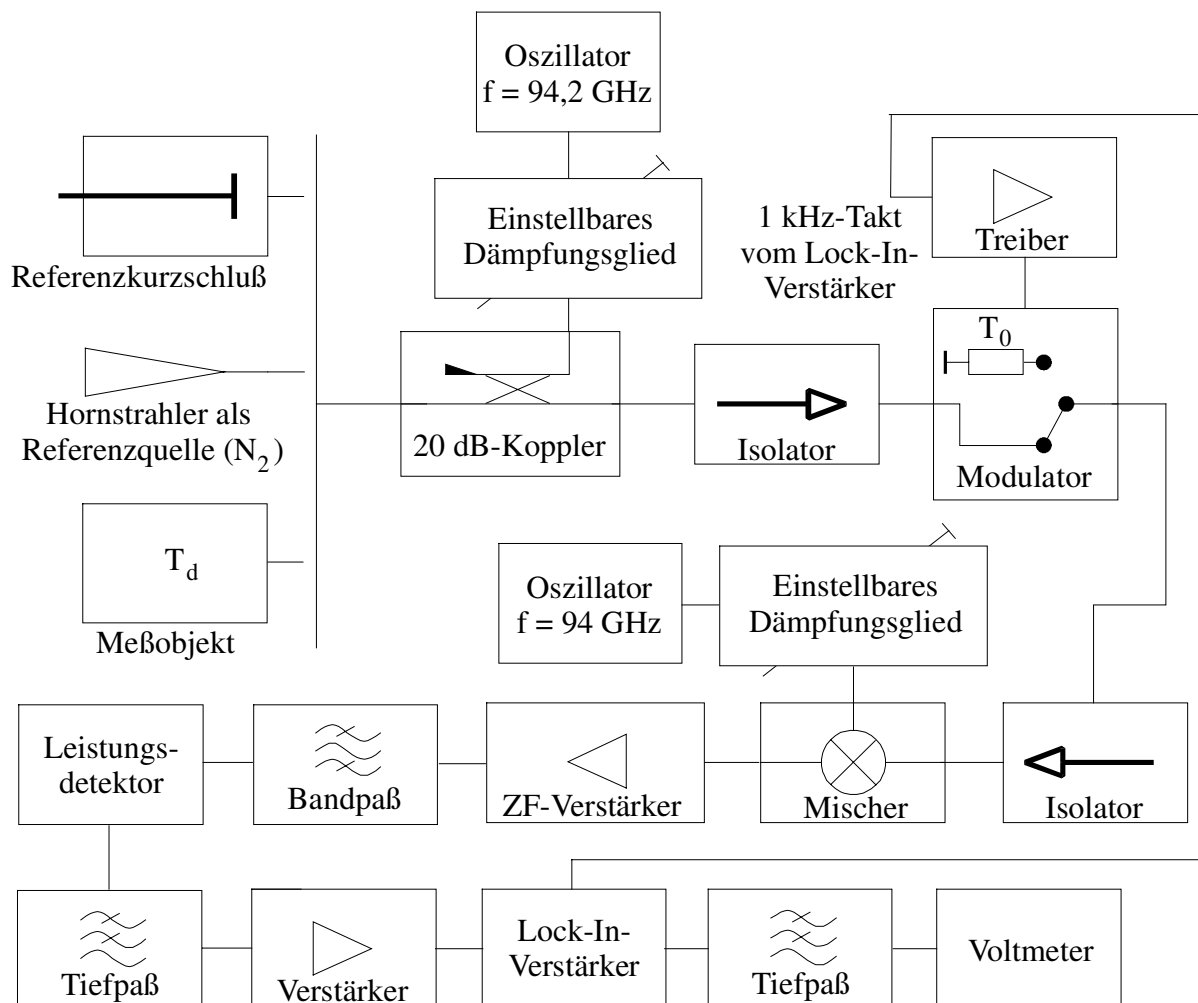


Abb. 3.16: Meßaufbau zur Rauschmessung bei 94 GHz an den vier Dioden aus Tabelle 3.1

Mit diesem Aufbau läßt sich die Hohlleiterflanschebene am Mischergehäuse als Referenzebene zur Bestimmung der Reflexionsfaktoren für verschiedene Kurzschlußschieberstellungen verwenden. Als Referenz dient ein Hohlleiterkurzschluß, der den Reflexionsfaktorbetrag eins besitzt. Der gesamte Aufbau arbeitet mit dem Lock-In-Verstärker-Takt, der bei der Reflexionsfaktormessung kontinuierlich zwischen reflektierter und gesperrter Leistungswelle umschaltet [71]. Bei der Rauschmessung wird zwischen emittierter Diodenrauschleistung und

Umgebungstemperatur umgeschaltet. Der Hohlleiterschalter nutzt die Faraday-Drehung aus und bildet im gesperrten Zustand bei den Rauschmessungen den ideal angepaßten Abschluß mit Raumtemperatur. Das hochfrequente Signal wird mit einem Diodenmischer in einen Zwischenfrequenzbereich von 200 MHz heruntergemischt und verarbeitet. Die Ausgangsspannungen hinter dem integrierenden Tiefpaß zeigen für die Rauschmessung die Leistungsdifferenz bzw. Temperaturdifferenz zur Umgebungstemperatur an. Bei der Reflexionsfaktormessung wird die gemessene Leistungsdifferenz auf den Anpassungsfall bezogen. Die Mischung in den Zwischenfrequenzbereich und das Fehlen eines Spiegelfrequenzfilters im Hochfrequenzteil des Aufbaus verursachen eine Überlagerung der Rauschleistungen der Frequenzbänder um 94,2 GHz und 93,8 GHz. Bei der Auswertung der Meßergebnisse wird davon ausgegangen, daß keine signifikante Änderung der Rauschleistungsdichte in diesem relativ kleinen Frequenzbereich vorliegt. Weiterhin wird keine Korrelation der Rauschsignale in den Seitenbändern angenommen.

Zum Kalibrieren des Meßplatzes wird das thermische Rauschen von flüssigem Stickstoff ausgenutzt. Als Rauschstandards werden Absorber mit Raumtemperatur und ein mit flüssigem Stickstoff gefüllter Behälter verwendet. Für das kalte Rauschnormal ist eine äquivalente Temperatur anzunehmen, die durch die Strahlungscharakteristik des Hornstrahlers (siehe Abb. 3.16) bestimmt ist [74]. Das bedeutet, daß die Temperatur des flüssigen Stickstoffs $T_{N_2} = 77$ K nicht direkt als Referenztemperatur Verwendung findet, sondern eine Korrekturrechnung vorgenommen wird.

3.3.3.5 Ergebnisse der Rauschmessung

Mit den vorgestellten Rauschmeßplätzen werden an drei verschiedenen GaAs-Schottky-Dioden umfangreiche Messungen vorgenommen. Dabei handelt es sich um die Diodentypen DA357-1 mit einem Anodendurchmesser von $1,5 \mu\text{m}$, D644-08 mit dem Anodendurchmesser von $0,8 \mu\text{m}$ und dem substratlosen Typ D733 mit dem kleinsten Anodendurchmesser von $0,5 \mu\text{m}$. Die Messungen an den einzelnen Dioden werden je nach Typ bis zu Stromdichten von $5 - 10 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ durchgeführt. Die Reflexionsfaktorverläufe für die Berechnung der verfügbaren Leistung bzw. der Rauschtemperatur gemäß Gl. (3.43) befinden sich bei den Simulations- und Meßergebnissen in Abschnitt 3.3.5.

I = 1 mA	DA357-1	D644-08	D733
Stromdichte I/A	$0,14 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$	$0,5 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$	$1,27 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$
T(1,5 GHz)	2835 K	930 K	868 K
T(10 GHz)	394 K	322 K	657 K
T(17,5 GHz)	298 K	291 K	551 K
T(94 GHz)	258 K	255 K	345 K

Tabelle 3.2: Rauschtemperaturen der Dioden für einen konstanten Strom von 1 mA

Für alle gemessenen Werte (siehe Anhang zu Kapitel 3 und Abb. 3.17) nimmt die Rauschtemperatur mit steigender Frequenz ab. In Tabelle 3.2 sind für die verwendeten Dioden die Rauschtemperaturen für einen Diodenstrom von 1 mA angegeben. In den Spalten ist ebenfalls die jeweilige von der Anodenfläche abhängige Stromdichte zu finden.

Die älteste Diode DA357-1 rauscht bei 1,5 GHz mit der höchsten Temperatur von 2835 K. Hier liegt ein ausgeprägtes Trapping vor, welches durch die sehr viel kleineren Rauschtemperaturen bei hohen Frequenzen bestätigt wird. Die Diode D644-08 mit dem Anodendurchmesser 0,8 μm zeigt im Vergleich mit Diode DA357-1 geringeres Trapping. Bei 94 GHz sind die Rauschleistungen gleich. Aufgrund der geringeren Stromdichte kann bei der Diode D644-08 von geringerem Hot-Electron-Rauschen ausgegangen werden, weil die anderen Überschußrauschquellen Tiefpaßcharakter besitzen. Nach Gl. (3.27) besitzt das Hot-Electron-Rauschen keine Frequenzabhängigkeit, jedoch eine quadratische Proportionalität zur Stromdichte. Bei der Diode D733 vergrößert sich für Ströme von 1 mA aufgrund der kleineren Anodenfläche die Stromdichte. Somit vergrößert sind für hohe Frequenzen die Rauschtemperatur. Das Trapping-Rauschen ist bei der Diode D733 geringer als bei den älteren Dioden DA357-1 und D644-08. Da diese Diode der jüngste Vertreter der Meßreihe ist, besitzt sie einen besser gestalteten Metall/Halbleiter-Übergang. Es sind beim Ätzen und Aufbringen des Anoden-Metalls weniger Störstellen entstanden, und das mit Verunreinigungen in Verbindung stehende Trapping-Rauschen ist deutlich kleiner. Da während dieser Arbeit nicht auf das bei der Herstellung angewendete Technologieverfahren eingewirkt werden konnte und keine Informationen über die genaue Herstellung der einzelnen Meßobjekte vorlagen, kann keine Aussage über das Rauschen bzgl. der einzelnen Technologieverfahren oder -schritte gemacht werden.

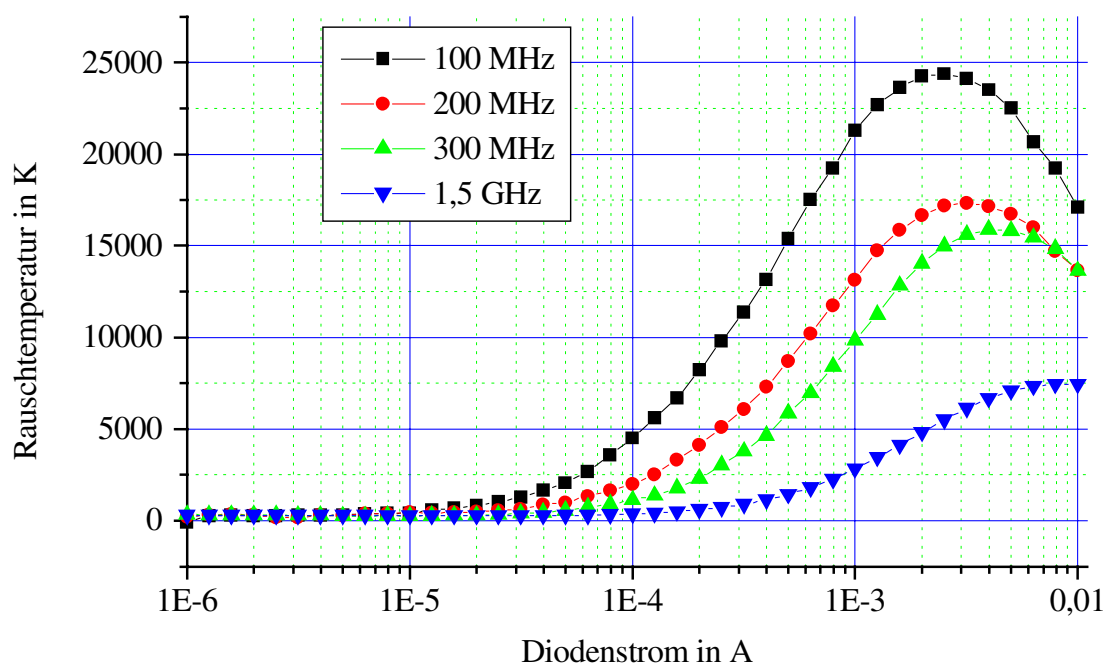


Abb. 3.17: Gemessene Rauschtemperaturverläufe der Diode DA357-1 mit einem Anodendurchmesser von 1,5 μm für den unteren Frequenzbereich.

Eine sehr interessante Beobachtung ist der Abfall der Rauschtemperatur für hohe Ströme im Bereich tiefer Frequenzen (siehe Abb. 3.17). Der Ansatz zur Bildung eines Temperaturmaximums ist für andere Dioden in [24], [31], [88] und [89] ebenfalls erkennbar. Der Temperaturverlauf läßt sich mit den bisher in der Literatur angegebenen Rauschquellen nicht beschreiben und erforderte die Einführung des in Abschnitt 3.3.1.7 beschriebenen Hot-Electron-Trappings. Es gibt einige Vorschläge in der Literatur, diesen Verlauf mit einem stromabhängigen Idealitätsfaktor [24], [31] oder einer modifizierten Kennliniengleichung [19] zu beschreiben. Eine Stromabhängigkeit des Idealitätsfaktors konnte nicht festgestellt werden, da die hier verwendete Gl. (3.2) die Meßwerte der Kennlinie für konstanten Idealitätsfaktor und Serienwiderstand sehr gut wiedergibt. Mit der Modifizierung der Kennliniengleichung der Dioden nach [19] ergeben sich zwar die Maxima des Rauschtemperaturverlaufes; diese treten jedoch bei allen Frequenzen für einen festen Stromwert auf und zeigen nicht die in Abb. 3.17 erkennbare Verschiebung des Maximums zu höheren Strömen für wachsende Frequenzen. Die alleinige Einführung der feld- bzw. stromabhängigen Beweglichkeit der Elektronen bringt ebenfalls keine Annäherung des theoretischen Verlaufes an die gemessenen Werte. Da sich die elektrische Feldstärke auf die Elektronentemperatur auswirkt und diese wiederum die Zeitkonstante des Hot-Electron-Trapping-Rauschens beeinflusst, ist damit schließlich eine gute Näherung an die Meßwerte gefunden worden. Die ausführliche Darstellung des Vergleichs von Modell und Messung wird in Abschnitt 3.3.5 vorgenommen. Der Ansatz dieser modifizierten Trapping-Rauschquelle am Übergang modelliert die Meßergebnisse am besten. Es ist also zu vermuten, daß es sich um Störstellen in diesem Bereich bzw. am Metall/Halbleiter-Übergang handelt. Die Rauschursache hat den für Trapping typischen Tiefpaßcharakter. Für höhere Ströme steigt die Elektronentemperatur an, und die Zeitkonstante wird aufgrund des umgekehrt proportionalen Zusammenhangs kleiner. Das bedeutet, daß die mittlere Aufenthaltsdauer eines Elektrons in einer Falle (Trap, Störstelle) am Übergang kürzer wird. Die Energieniveaus der Fallen verschieben sich mit erhöhtem Diodenstrom näher an das Leitungsband des Halbleiters. Eingefangene Ladungsträger sind in der Lage, die Potentialdifferenzen schneller zu überwinden. Die hohen Idealitätsfaktoren der Dioden DA357-1 und D644-08 weisen ebenfalls auf einen nicht optimalen Übergangsbereich hin (siehe Tabelle 3.1).

3.3.4 Das Verfahren zur Optimierung der Modellparameter

Aus den gemessenen Rauschtemperaturen einer Diode soll nun ein Parametersatz für das verwendete Rauschmodell ermittelt werden. Dazu muß ein Berechnungsalgorithmus und ein geeignetes Fehlerkriterium gefunden werden. Wird das in Abb. 3.12 aufgestellte Modell mit seiner großen Anzahl an freien Parametern angesetzt, so kommen als Berechnungsverfahren für die Optimierung das Simulierte Glühen (Simulated Annealing) und das Abstiegsverfahren (steepest descent) in Betracht. Beim Simulierten Glühen wird der gesamte Wertebereich nach optimalen Parametern abgesucht, was eine langwierige Berechnung zur Folge hat. Das Abstiegsverfahren geht von einem nahezu richtigen Ansatz für die Parameter aus und

verbessert die Lösung des Problems bzw. verkleinert das Fehlerkriterium bei jeder Änderung eines Parameters. Für das vorliegende Problem wird das Abstiegsverfahren wegen seiner schnelleren Konvergenz gegen ein Minimum des Fehlerkriteriums als Berechnungsalgorithmus gewählt. Die richtige Wahl der Startparameter für einen Berechnungszyklus baut sich aus der sukzessiven Integration der einzelnen Rauschquellen in das verwendete Modell auf. Der Algorithmus verändert jeden Parameter mit einer variablen Schrittweite und prüft die Änderung des Fehlers zwischen Messung und Simulation. Bei Verkleinerung des Fehlers wird ein neuer Parametersatz gebildet, und der nächste Parameter kann variiert werden. Der Parametersatz PS wandert so in das angestrebte Minimum bzgl. des Fehlerkriteriums, und die Optimierung ist abgeschlossen. Bei geeigneter Wahl des Startparametersatzes wird nicht nur ein lokales sondern das globale Minimum gefunden. Als Fehlerkriterium eignet sich der mittlere quadratische Fehler. Für eine sinnvolle Optimierung der Temperaturverläufe in Abhängigkeit von Strom und Frequenz $f(\text{PS}, I, \omega)$ sind noch einige Vorüberlegungen notwendig. Die Fehleranalyse im folgenden Abschnitt zeigt deutlich, welche Meßwerte für die Charakterisierung des Diodenrauschens am besten geeignet sind, so daß sehr unsichere Meßwerte nicht in den Optimierungsprozeß eingreifen und weniger sichere mit einem entsprechenden Gewichtungsfaktor W_{ij} behaftet sind. Weiterhin überstreichen die Meßwerte $m(I, \omega)$ einen großen Temperaturbereich. Weniger sinnvoll ist es, das Fehlerkriterium $\text{EF}(\text{PS})$ auf den absoluten quadratischen Mittelwert zu beziehen. Hier treten Probleme bei der Optimierung auf, da die Meßwerte über mehrere Dekaden verteilt sind. Das Fehlerkriterium nach Gl. (3.42) summiert die relativen quadratischen Differenzen zum jeweiligen Meßwert auf.

$$\text{EF}(\text{PS}) = \sum_j \sum_i W_{ij} \cdot \left[\frac{f(\text{PS}, I_i, \omega_j) - m(I_i, \omega_j)}{m(I_i, \omega_j)} \right]^2 \quad (3.42)$$

Es wird auf den gesamten gewichteten Satz der Meßwerte für alle Ströme und Frequenzen angewendet und liefert schließlich den besten Parametersatz für die universelle Beschreibung des Diodenrauschens im betrachteten Bereich. Auf diese Weise lassen sich Diodenrauschmodelle für Frequenzen bis 100 GHz finden.

3.3.5 Der Vergleich von Rauschmodell und Messung

Bei der Messung der Rauschleistungen und Reflexionsfaktoren treten unvermeidlich Fehler auf. Die Fehlereinflüsse auf die Meß- und Simulationsergebnisse jeder Diode werden im folgenden betrachtet. Die Rauschmodelle werden für die später im Mischbetrieb interessanten Frequenzen oberhalb 1 GHz optimiert. Der Gewichtungsfaktor zur Optimierung des Modells nimmt für die Meßergebnisse im MHz-Bereich folglich kleinere Werte an. Die Meßergebnisse sind als Balkendiagramme in den Darstellungen der Ergebnisse zu sehen und schätzen den Bereich des möglichen Rauschtemperaturverlaufes ab. Zur Fehlerbetrachtung gehören:

- Meßfehler der einzelnen Geräte des jeweiligen Meßaufbaus (Nichtlinearitäten)
- nicht reproduzierte Verbindungen nach Umbauten bzgl. $|r|$
- Ablesefehler bzgl. der Ausgabewerte P_{cal} , P_0 , P_{mess}
- Fehler der Rauschstandards bzgl. der Temperatur T_{cal}
- Schwankungen der Umgebungstemperatur während der Messung T_0
- endliche Meßzeiten begrenzen Integrationszeit und Mittelwertbildung P_{cal} , P_0 , P_{mess} .

Diese Fehler sollen beim Vergleich von Messung und Simulation in der Berechnungsformel [54], welche die Bestimmung der Rauschtemperatur nach der Y-Methode beschreibt,

$$T_{\text{verf}} = \frac{\frac{T_{\text{cal}} - T_0}{P_{\text{cal}} - P_0} \cdot (P_{\text{mess}} - P_0) + T_0 - |r|^2 \cdot T_0}{1 - |r|^2} \quad (3.43)$$

wie in Tabelle 3.3 angegeben berücksichtigt werden. Die Fehlerbetrachtung wird aufgrund der verschiedenen Meßmethoden in zwei Frequenzbereiche aufgeteilt. Für die Berechnung der Fehlerbalken wird der schlechteste Fall (worst case) mit der größten Abweichung vom Meßergebnis angenommen.

Meßgröße	94 GHz	0,1 - 17,5 GHz
T_0	± 1 K	± 1 K
T_{cal}	± 3 K	± 200 K oder 2% oder $\pm 0,05$ dB von 15,1dB ENR
P_0	2 %	2 %
P_{cal}	2 %	2 %
$ r $	$\pm 0,06$	$\pm 0,02$
P_{mess}	2 %	2 %

Tabelle 3.3: Fehlereinfluß der einzelnen Größen auf das Meßergebnis

Die entscheidende Größe mit dem stärksten Fehlereinfluß ist der Betrag des Reflexionsfaktors. Aus diesem Grund sind die Reflexionsfaktorverläufe der einzelnen Dioden für die betrachteten Frequenzen in den folgenden die Dioden beschreibenden Abschnitten aufgeführt. Im Vergleich dazu haben die anderen Einflüsse eine untergeordnete Bedeutung. Der Reflexionsfaktorbetrag wird für 94 GHz mit dem Dicke-Reflektometer gemessen. Im unteren Frequenzbereich kommt ein automatischer Netzwerkanalysator HP 8510 C der Firma Hewlett Packard (ANA) zum Einsatz. Mit diesem Gerät sind Reflexionsfaktormessungen in einem Frequenzbereich von 45 MHz bis 20 GHz mit einer automatischen, computergesteuerten Fehlerkorrektur möglich. Nach [49] kann die maximale Meßunsicherheit für Reflexionsfaktorbeträge kleiner 0,2 (0,8 bis 1,0) auf betragsmäßig kleiner als 0,008 (0,04) abgeschätzt werden. Da die Meßwerte bis auf den schmalen Frequenzbereich der Anpassung oberhalb 0,4 liegen, wird eine Abweichung des

Betrages von $\pm 0,02$ gewählt. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die Verbindungen zwischen den Messungen mehrfach gelöst und geschlossen werden und die Genauigkeit der Kalibrierstandards des ANA nicht bekannt ist. Aufgrund dieser Daten für den genauer messenden ANA ist der abgeschätzte absolute Fehler von $\pm 0,06$ für die Reflexionsfaktormessungen mit dem Radiometer realistisch. Bei dieser Messung wird allein ein Hohlleiterkurzschluß als Referenz verwendet.

Für das im unteren Frequenzbereich eingesetzte Rauschnormal HP 346 B der Firma Hewlett Packard müssen verschiedene Eingangsreflexionsfaktoren berücksichtigt werden [48]. Die Rauschtemperatur ist als Excess-Noise-Ratio ENR über einen Frequenzbereich von 18 GHz angegeben und muß für bestimmte Frequenzen interpoliert werden. Wichtig ist die ordnungsgemäße Herstellung der Verbindung und die korrekte Einstellung der Versorgungsspannung. Über Fehlertoleranzen werden in [48] keine Angaben gemacht.

Für die anderen Meßgeräte liegen keine Datenblätter mit Fehlertoleranzen vor. Ihr Einfluß auf die Berechnung ist allerdings zweitrangig. Pauschal wird ein relativer Fehler von 2 % angesetzt. Für die Kalibrierung des Dicke-Radiometers wird typischerweise flüssiger Stickstoff mit einer Temperatur von 77 K verwendet. Da das in Richtung des Stickstoffs gerichtete Horn einige Dezimeter entfernt angebracht ist, wird eine Korrekturrechnung unter Verwendung der Hornstrahler-Charakteristik durchgeführt [74]. Die angenommene absolute Fehlertoleranz der Kalibriertemperatur von ± 3 K ist gegenüber dem Reflexionsfaktorfehler ebenfalls vernachlässigbar und liefert bei der Berechnung der Fehlerbalken keine nennenswerten Beiträge.

In der Literatur [88] wird für die zur Bestimmung der Rauschtemperatur notwendige Reflexionsfaktormessung ein Fehler von 10 % angenommen. Der in dieser Arbeit verwendete Reflexionsfaktorfehler ist somit kleiner.

Im folgenden werden die Rauschtemperaturverläufe von drei Dioden abgebildet. Dabei sind die in Abb. 3.17 und im Anhang zu Kapitel 3 befindlichen Meßergebnisse in Form von Toleranzbalken zu finden. Das Simulationsergebnis ist zusätzlich in seine drei Rauschanteile, thermisches Rauschen, Schrotrauschen und Überschußrauschen, aufgeteilt. Das modellierte Überschußrauschen setzt sich nach Abb. 3.12 aus Hot-Electron-Rauschen, drei Trapping-Rauschquellen jeweils am Übergang und im Substrat sowie drei Hot-Electron-Trapping-Rauschquellen am Übergang zusammen. Für ein optimiertes Simulationsergebnis sind nicht grundsätzlich alle angesetzten Quellen im Diodenmodell vorhanden.

Die folgenden Abb. 3.18 bis 3.28 stellen die Rauschtemperaturen für die einzelnen Dioden bei den jeweiligen Frequenzen dar. Aufgrund der vielen Kurven sind die Abbildungen relativ klein. Sie sollen lediglich die qualitativen Verläufe der Reflexionsfaktoren und Rauschtemperaturen zum Ausdruck bringen. Auf die Darstellung konkreter Werte wird verzichtet.

3.3.5.1 Rauschtemperaturen der Diode DA357-1

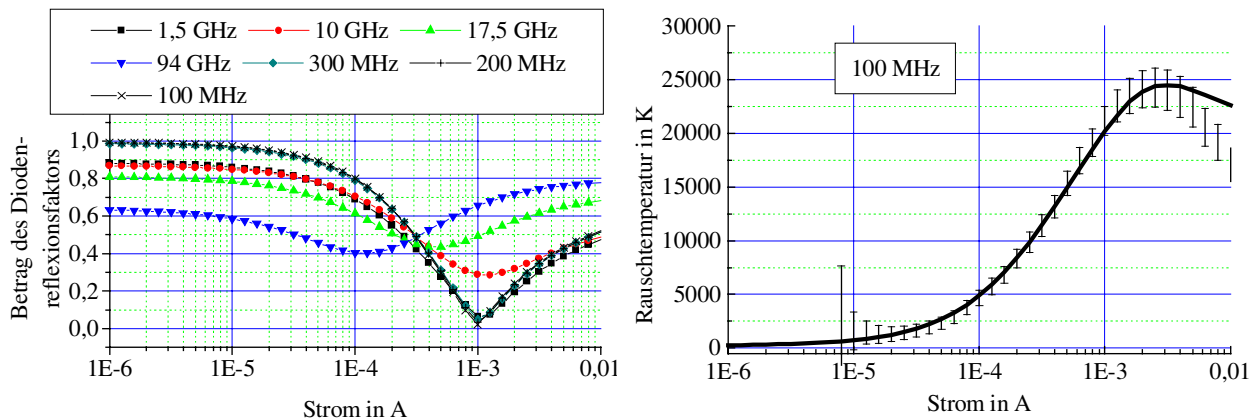


Abb. 3.18: Die Reflexionsfaktorverläufe der Diode DA357-1 (Anodendurchmesser 1,5 μm) besitzen je nach Frequenz ein ausgeprägtes Minimum. Dieses befindet sich mit steigender Frequenz bei kleineren Strömen, was mit dem verwendeten Diodenmodell erklärt werden kann. Der Verlauf des Reflexionsfaktors nimmt außerhalb des Minimums große Beträge an. Rechts daneben ist die Rauschtemperatur der Diode DA357-1 bei der Frequenz 100 GHz dargestellt. Für hohe Ströme stößt das verwendete Rauschmodell an seinen Grenzen und es treten deutliche Differenzen auf. Diese sind aufgrund der Wahl des Gewichtungsfaktors bei der Optimierung des Modell nicht auszuschließen.

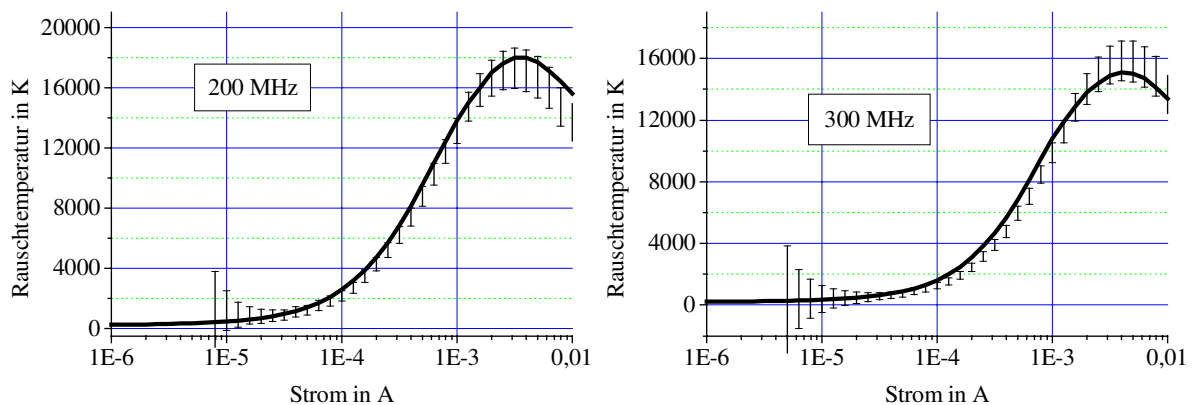


Abb. 3.19: Modellierte Temperaturverläufe der Diode DA357-1 für die Frequenzen 200 MHz und 300 MHz. Die Fehlerbetrachtung der Meßergebnisse erfolgt nach Tabelle 3.3. Für große Reflexionsfaktoren wird der Toleranzbereich sehr groß. Der Temperaturverlauf des berechneten Diodenmodells befindet sich meist innerhalb der Fehlerbalken. Diese Diode zeigt in Vergleich zu den anderen Meßobjekten sehr große Rauschleistungen. Die gemessenen Temperaturverläufe dieser Diode befinden sich in Abb. 3.17.

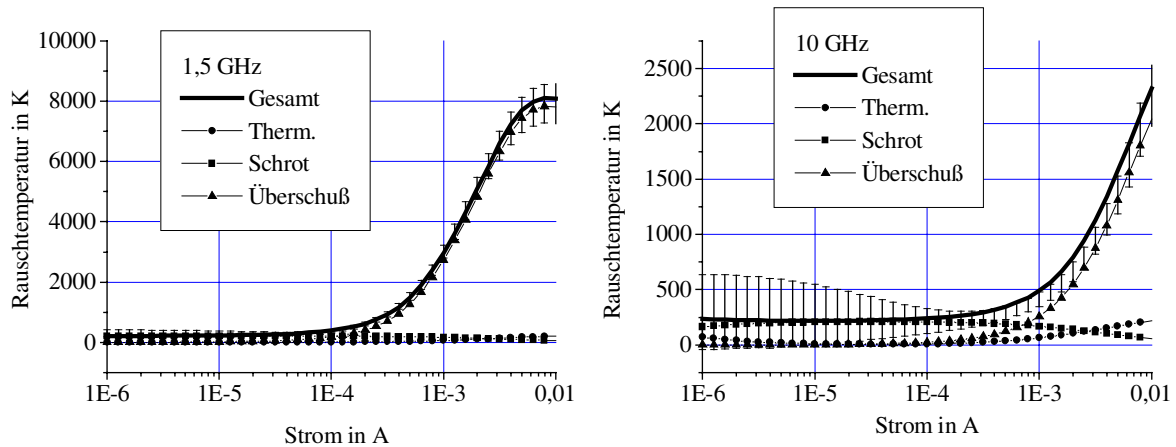


Abb. 3.20: Modellierte Temperaturverläufe der Diode DA357-1 für die Frequenzen 1,5 GHz und 10 GHz. Die modellierte Gesamt-Rauschtemperatur befindet sich in den angenommenen Fehlergrenzen. Bei 1,5 GHz ist noch das Maximum des Temperaturverlaufs erkennbar. Da der maximale Diodenstrom auf 10 mA festgelegt wird, ist es bei der Frequenz 10 GHz nicht mehr vorhanden bzw. befindet sich jenseits der 10 mA-Grenze. Für Frequenzen oberhalb 10 GHz lassen sich Diodenrauschmodelle ohne Hot-Electron-Trapping finden. Die Rauschtemperaturen für hohe Frequenzen sind in ihre Bestandteile aufgeteilt. Bei der Frequenz 1,5 GHz nimmt das Überschussrauschen eine dominante Stellung ein. Ihr Anteil an der Gesamtrauschtemperatur wird gemäß Abschnitt 3.3.1 mit wachsender Frequenz immer schwächer.

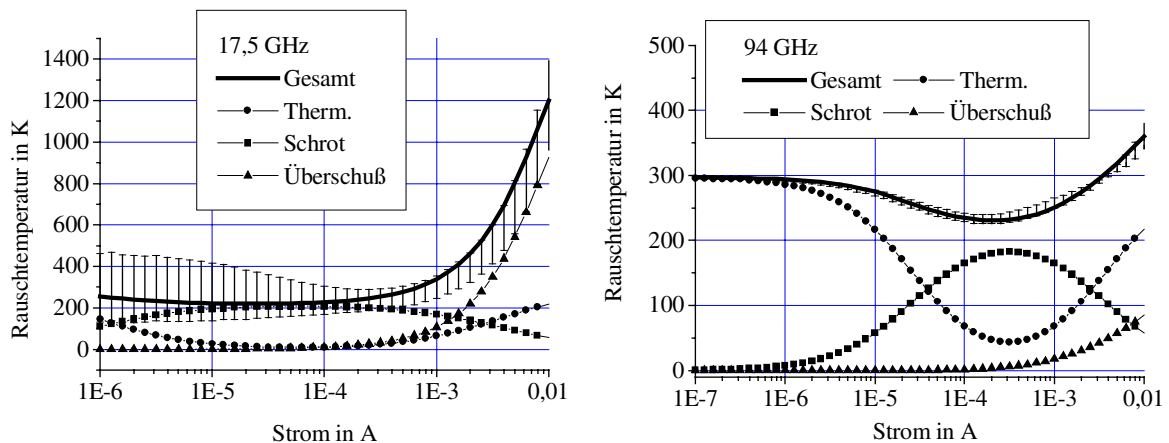


Abb. 3.21: Modellierte Temperaturverläufe der Diode DA357-1 für die Frequenzen 17,5 GHz und 94 GHz. Der gemessene Verlauf der Rauschtemperatur für 94 GHz ist in Abb. 3.6 zu sehen. Hier ist deutlich die Aufteilung der verschiedenen Rauschursachen im verwendeten Diodenmodell zu sehen. Die Toleranzbereiche für 94 GHz sind aufgrund des kleineren Reflexionsfaktorbetrages deutlich kleiner als bei den anderen tiefen Frequenzen.

3.3.5.2 Rauschtemperaturen der Diode D644-08

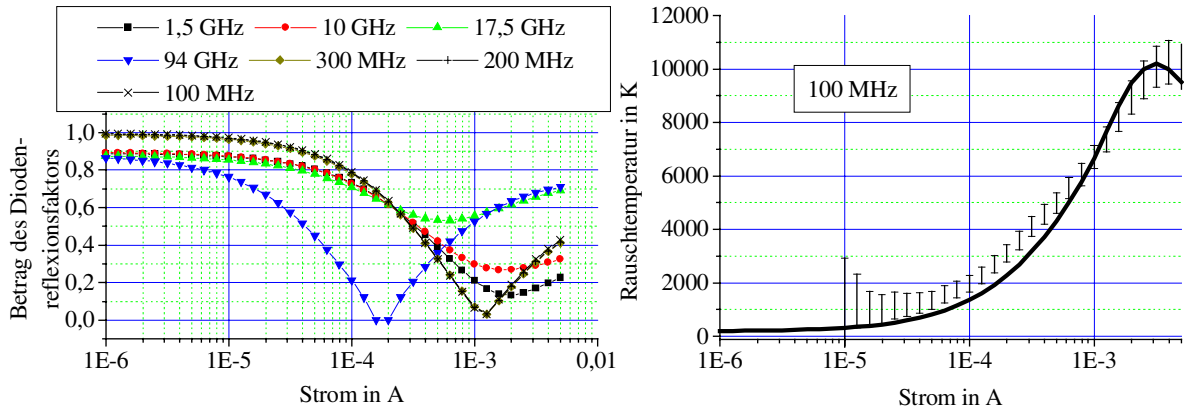


Abb. 3.22: Die Reflexionsfaktorverläufe der Diode D644-08 mit dem Anodendurchmesser von $0,8 \mu\text{m}$ zeigen den erwarteten Verlauf für verschiedene Frequenzen ebenso deutlich wie die der Diode DA357-1. Für die Frequenzen im MHz-Bereich ist die Reaktanz der Diodenkapazität noch sehr groß und kann vernachlässigt werden. Bei 100 MHz zeigt sich auch bei dieser Diode ein Temperaturmaximum. Aufgrund der geringen Gewichtung bei der Optimierung des Modell für 100 MHz treten auch hier größere Abweichungen zwischen Simulation und Messung auf.

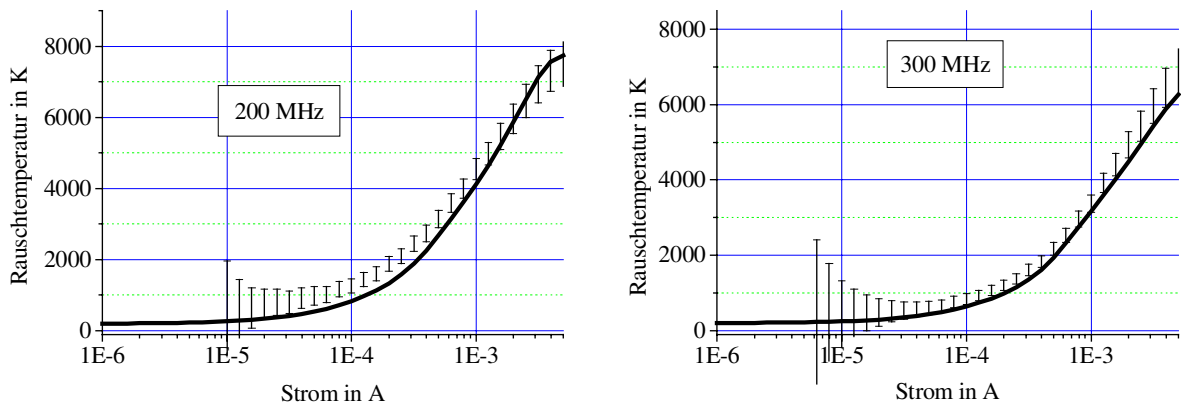


Abb. 3.23: Modellierte Temperaturverläufe der Diode D644-08 für 200 MHz und 300 MHz. Die Rauschtemperaturkurve für 300 MHz zeigt für Ströme bis 5 mA nur noch den Ansatz eines Maximums. Die Rauschtemperaturen sind im Vergleich mit der Diode DA357-1 wesentlich kleiner.

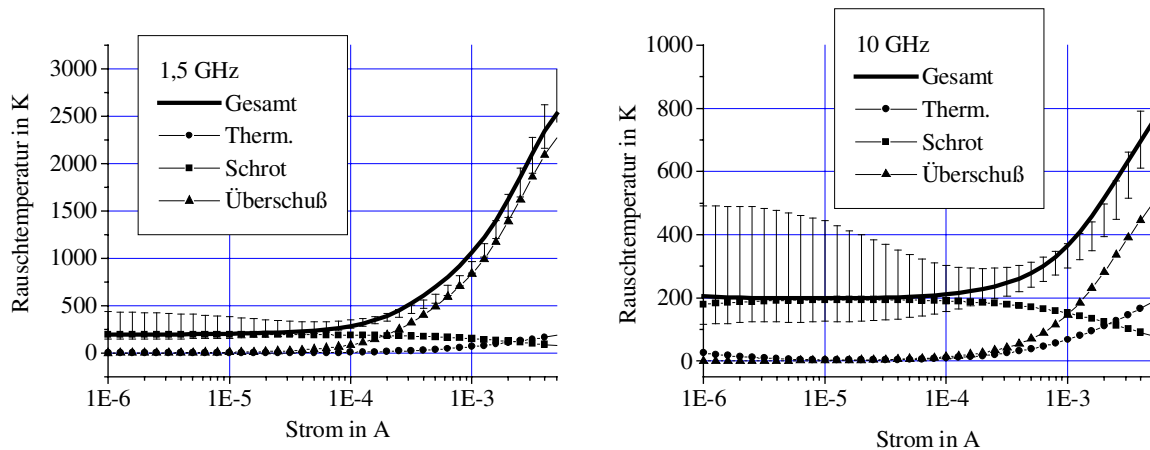


Abb. 3.24: Modellierte Temperaturverläufe der Diode D644-08 für 1,5 GHz und 10 GHz. Für Frequenzen im GHz-Bereich läßt sich diese Diode ohne Hot-Electron-Trapping modellieren. Die Kurven liegen größtenteils im Toleranzbereich der Messung. Werden Frequenzen im MHz-Bereich bei der Optimierung nicht berücksichtigt, so läßt sich die Annäherung der Simulation an die Messung verbessern. Für Frequenzen oberhalb der UHF-Bereichs ist die Rauschtemperatur in ihre Anteile aufgeteilt. Die frequenzunabhängigen Anteile des thermischen Rauschens und des Schrotrauschens gewinnen gegenüber dem Überschußrauschen mit steigender Frequenz immer mehr Bedeutung.

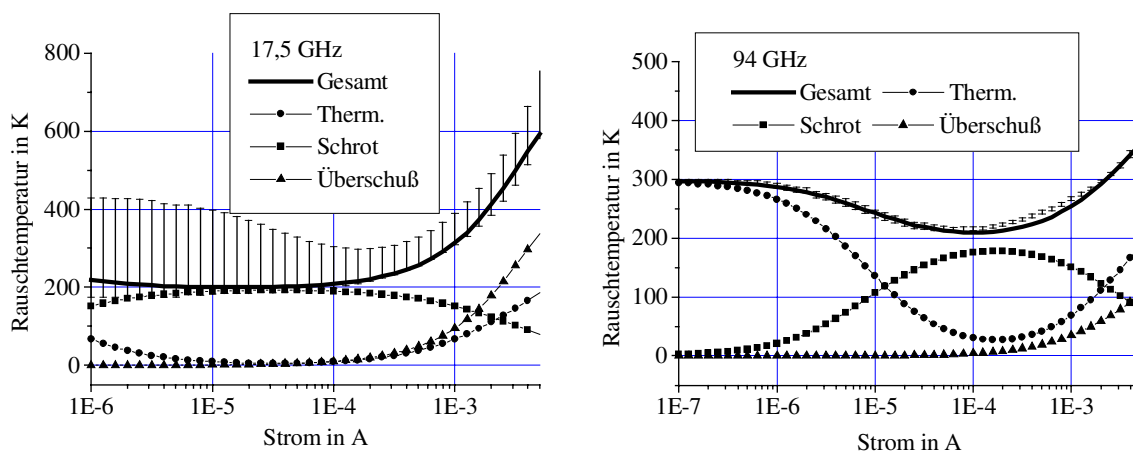


Abb. 3.25: Modellierte Temperaturverläufe der Diode D644-08 für die Frequenzen 17,5 GHz und 94 GHz. Die gemessene Rauschtemperatur für 94 GHz ist in Abb. 3.6 zu sehen.

3.3.5.3 Rauschtemperaturen der Diode D733

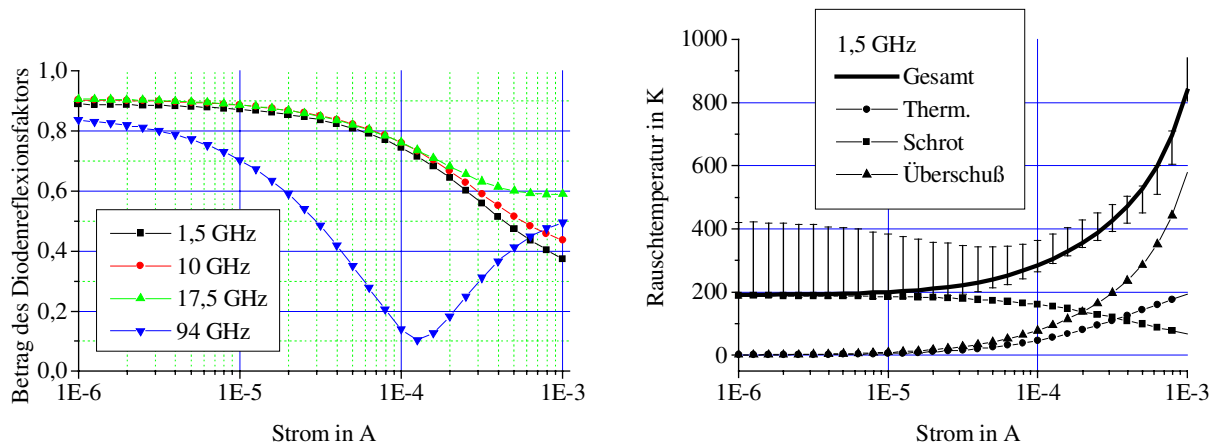


Abb. 3.26: Reflexionsfaktorverläufe der Diode D733 (Anodendurchmesser 0,5 μm) für verschiedene Frequenzen. Die Minima des Reflexionsfaktorverlaufes dieser Diode befinden sich aufgrund des hohen Serienwiderstandes bei großen Strömen. Rechts daneben ist die Rauschtemperatur dieser Diode für die Frequenz 1,5 GHz dargestellt. Es sind nur Ergebnisse im GHz-Bereich dokumentiert. Wegen der kleinen Anodenfläche ist der Strom auf 1 mA begrenzt, um die Diode vor Zerstörung zu schützen. Die Meßergebnisse der Diode D733 zeigen kein Maximum im Temperaturverlauf. Die Optimierung des Rauschmodells wird ohne den Ansatz des Hot-Electron-Trappings durchgeführt. Die Rauschleistungen sind gegenüber den anderen Dioden wesentlich kleiner. Trapping-Effekte treten bei der Optimierung in deutlich geringerem Maß auf. Die Diode besitzt im Verhältnis zu den Dioden DA357-1 und D644-08 einen verbesserten Metall/Halbleiter-Übergang.

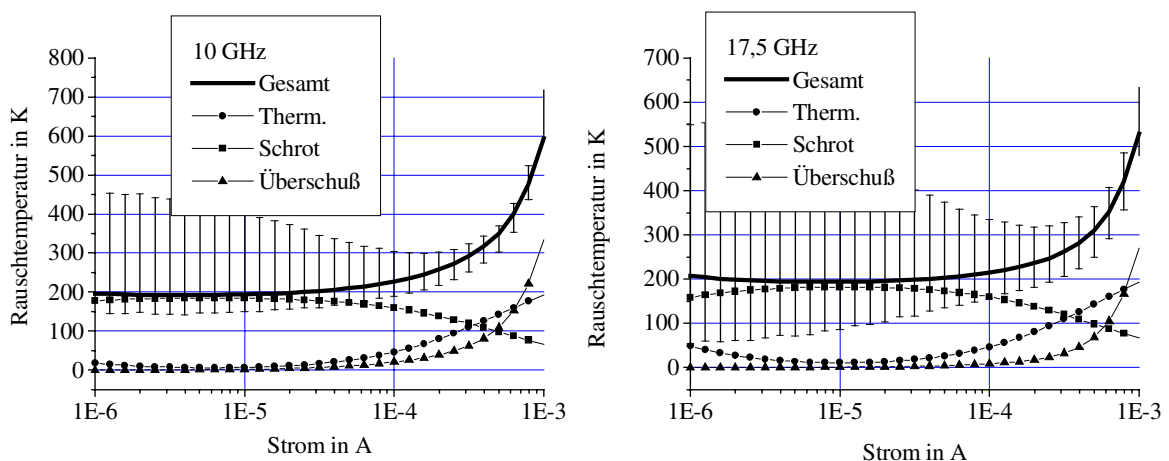


Abb. 3.27: Modellierte Temperaturverläufe der Diode D733 für die Frequenzen 10 GHz und 17,5 GHz. Wegen des hohen Reflexionsfaktorbetrages ergeben sich recht große Fehlerbalken, so daß die simulierten Kurven vollständig im Toleranzbereich liegen.

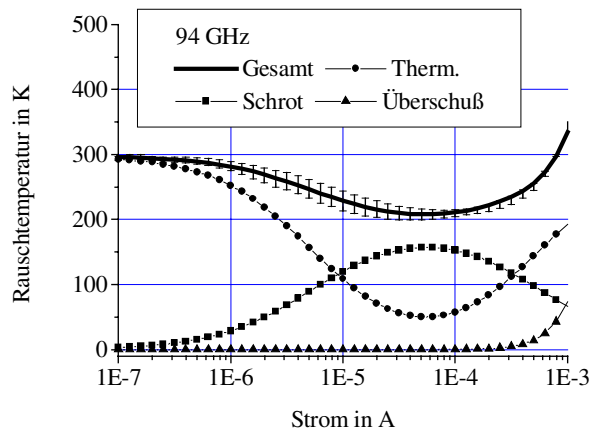


Abb. 3.28: Modellierter Temperaturverlauf der Diode D733 für die Frequenz 94 GHz. Im Vergleich zu anderen Dioden (siehe Abb. 3.6 und 3.7) besitzt diese Diode für 94 GHz und hohe Stromdichten die größte Rauschtemperatur. Im W-Band sind alle frequenzabhängigen Rauschgrößen aufgrund des Tiefpaßcharakters sehr gering. Wegen der kleinen Anodenfläche und damit höheren Stromdichte hat das Hot-Electron-Rauschen einen großen Einfluß. Außerdem liefert der große Serienwiderstand einen hohen Anteil an thermischem Rauschen.

3.3.6 Die Ergebnisse der Rauschanalyse

Die Simulationsergebnisse liegen für das verwendete Rauschmodell und die vorhandenen Meßergebnisse fast immer in den kalkulierten Toleranzbereichen. Die teilweise schlechte Anpassung im Bereich tiefer Frequenzen ist auf die Gewichtung der Meßergebnisse bei der Optimierung zurückzuführen. Eine weitere Einschränkung bildet der Ansatz des Ersatzschaltbildes bzw. die Anzahl von angesetzten Rauschquellen. Werden zu wenig Rauschquellen und damit zu wenig freie Parameter angesetzt, ergeben sich deutlich größere Abweichungen über dem gesamten Frequenzbereich. Eine größere Anzahl an Rauschquellen ergibt für die Optimierungsroutine einen höheren Satz an freien Variablen, und die Bestimmung des minimalen Fehlers nach Abschnitt 3.3.4 wird erschwert. Wenn der zu beschreibende Frequenzbereich verkleinert wird, ergeben sich bessere Simulationsergebnisse im Vergleich zu den Meßergebnissen. Eine gute Übereinstimmung des Rauschmodells bei den gebräuchlichen Zwischenfrequenzen im GHz-Bereich ist für die Verwendung im Mischer-Simulationsprogramm wichtig. Die Fehlerbalken sind für große Reflexionsfaktoren sehr groß. Diese Bereiche werden nicht für die Anpassung des Rauschmodells an die Meßwerte herangezogen oder mit Hilfe der Faktoren W_{ij} geringer gewichtet. Die Rauschmodelle können so in der oben gezeigten Form in das Mischer-Simulationsprogramm integriert werden.

Kapitel 4

Das Mischer-Simulationsprogramm

Dieses Kapitel stellt die Funktionsweise und die Fähigkeiten des Mischer-Simulationsprogrammes vor. Ein Vorgängermodell ist 1984 zur Optimierung von Millimeter-Wellenmischern entstanden [64], [66]. Mit dem Simulationsprogramm lassen sich die verschiedenen Einflüsse, die auf das Mischverhalten einwirken, im einzelnen untersuchen und besser verstehen. Somit können kritische Design-Parameter extrahiert und optimiert werden. In das Programm wird die allgemein gültige und bekannte Mischertheorie implementiert [25], [26] und die Rauschanalyse mit den Überschußrauschquellen erweitert. Es gliedert sich in zwei Hauptteile. Im ersten werden mit der Berechnung des Großsignalverhaltens die Strom-/Spannungs-Verhältnisse an der Diode ermittelt. Daraus erhält man mittels einer Fouriertransformation die Konversionsmatrix. Diese Matrix ist dann Hauptbestandteil des zweiten Programmteiles, in dem das Kleinsignalverhalten betrachtet wird. Es werden der Konversionsgewinn bzw. der Konversionsverlust und das Rauschen des Mixers bestimmt. Bei der Behandlung des Rauschens werden alle in Kapitel 3 betrachteten Rauschursachen berücksichtigt. Das Programm liefert als Ausgabe unter anderem die Gesamtrauschtemperatur sowie die von den beschriebenen Rauschquellen stammenden einzelnen Rauschtemperaturanteile. In der Literatur [65] wird bei Lokaloszillatorfrequenzen größer 100 GHz häufig der Verzicht auf das Überschußrauschen proklamiert. Diese Rauschquellen besitzen teilweise Tiefpaßcharakter, so daß ihr Einfluß bei hohen Lokaloszillatorfrequenzen und deren Harmonischen vernachlässigt werden kann. Jedoch ist die Wahl der Zwischenfrequenz und des Arbeitspunktes der Mischer-Diode von entscheidender Bedeutung. Weiterhin ist das Programm ohne Änderungen im Quelltext für Mischer mit tieferen LO-Frequenzen einsetzbar.

Im Abschnitt 4.1.1 wird auf die Großsignalanalyse des Simulationsprogrammes eingegangen [70]. Die nichtlineare Analyse basiert auf der Mehrfach-Reflexions-Technik von Kerr [33]. Die Mehrfach-Reflexions-Technik stellte sich als die geeignetste Methode heraus, um mehrere Harmonische der Lokaloszillatorfrequenz in einem konvergierenden Verfahren zu berücksichtigen; es können beliebig viele Harmonische im Programm berücksichtigt werden. Die den linearen Teil des Mixers beschreibenden Einbettungsimpedanzen müssen in einer entsprechend formatierten Datei verfügbar sein. Weiterhin kann ein beliebiger Kapazitätsverlauf in Form einer weiteren Datei eingelesen werden. Dies ist von entscheidender Bedeutung, da die Dioden in der Nähe des Flachbandfalls betrieben werden. Auf die

Problematik der Kapazitätsverläufe von GaAs-Schottky-Dioden im Flußgebiet wurde in Abschnitt 3.2.2 eingegangen. Die Leistung des Lokaloszillators kann variiert werden, so daß das Verhalten des Mixers und der Diode für Aussteuerungen in Bereiche hoher Diodenströme betrachtet werden kann. Die zeitlichen Verläufe von Strom und Spannung sind graphisch darstellbar.

In der Kleinsignalanalyse wird die Zwischenfrequenz in die Berechnung eingebunden. Es werden weitere Einbettungsimpedanzen bei den Seitenbandfrequenzen benötigt. Diese werden zu Beginn der Simulation mit den anderen Impedanzen eingelesen. Die Berechnung liefert den Konversionsverlust zwischen allen betrachteten Seitenfrequenzen. U. a. ergibt sich der gewünschte Konversionsverlust zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal bzw. der Signal- und der Zwischenfrequenz. Bei der Rauschanalyse sind mit Ausnahme des thermischen Rauschens alle Rauschursachen vom Arbeitspunkt und der Aussteuerung der Diode abhängig. Die Theorie zur Behandlung des Schrotrauschens von Dragone [15] und Uhlir [77] wird erweitert, und die vorgestellten Überschuß-Rauschquellen werden in den Berechnungsalgorithmus integriert.

4.1 Die Programmbeschreibung

4.1.1 Das Großsignalverhalten

Für die Berechnung des Großsignalverhaltens wird das äquivalente Ersatzschaltbild in Abb. 4.1 herangezogen. Das Einbettungsnetzwerk befindet sich innerhalb der Box und enthält die Impedanzen bis zur höchsten betrachteten Harmonischen des Lokaloszillators. Die Diode besteht aus den einfachen Ersatzschaltbildelementen Serienwiderstand R_s , variablem Leitwert g_j und variabler Kapazität c_j . Der Widerstand setzt sich aus dem Substratmaterial und der ungeleerten Epitaxieschicht zusammen. Bei der Berechnung dieser Diodenparameter wird die Frequenz und die Diodengeometrie berücksichtigt (siehe Abschnitt 3.2).

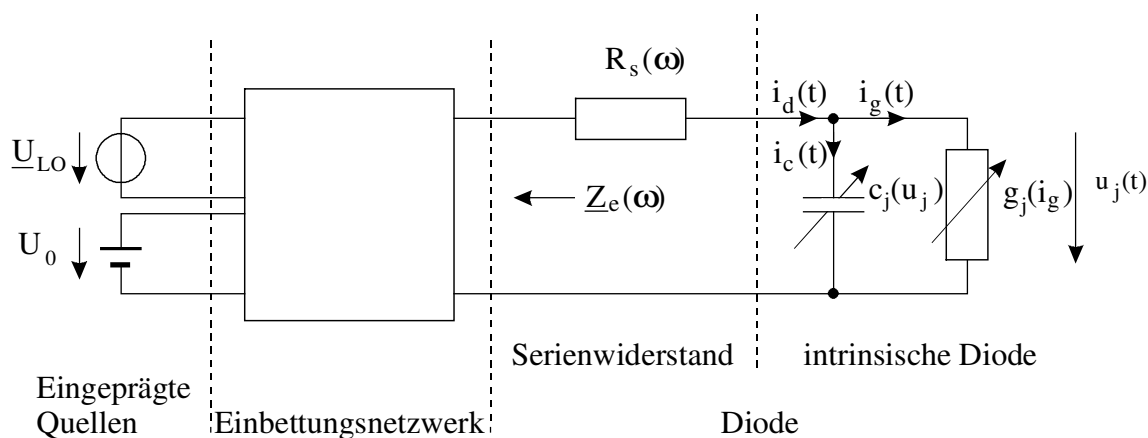


Abb. 4.1: Ersatzschaltbild für die Großsignalanalyse eines Mixers mit einem nichtlinearen Element (Unbalancierter Mischer).

Zur Berechnung des Diodenstromes wird das in Kapitel 3 aufgestellte Diodenmodell verwendet. Dem Programm liegt als Stromleitungs-Theorie für die Diode die thermische Emission zu Grunde. Der Kapazitätsverlauf wird in Form einer externen Datei in das Simulationsprogramm eingelesen, wobei zwischen den diskreten Stützstellen interpoliert wird. So ist es möglich, auch Kapazitätsverläufe in der Simulation zu verwenden, die sich nicht durch eine analytische Funktion darstellen lassen. Dies ist vor allem der Fall, wenn sich die Barrierenspannung u_j dem Built-In-Potential Φ_{bi} nähert.

Für die Berechnung des Großsignalverhaltens wird der Mischer in zwei Teile zerlegt: Einmal das nichtlineare Mischelement, hier die intrinsische Diode, und auf der anderen Seite der lineare Teil, bestehend aus Einbettungsimpedanzen und Serienwiderstand. Die Strom-/Spannungs-Verläufe werden auf der Diodenseite im Zeitbereich und auf der Seite des Einbettungsnetzwerks im Frequenzbereich gelöst. Um eine Verbindung herzustellen, wird in einer Richtung die Fourieranalyse und in der anderen Richtung eine phasenrichtige Addition der Spannungsanteile der einzelnen Harmonischen des Lokaloszillators vorgenommen.

$$\underline{u}_j(t) = \sum_{n=0}^{N_{\max}} \underline{U}_{j,n} \cdot e^{jn\omega_{LO}t} \quad (4.1)$$

$$\underline{i}_d(t) = \sum_{n=0}^{N_{\max}} \underline{I}_{d,n} \cdot e^{jn\omega_{LO}t} \quad (4.2)$$

In den Gl. (4.1) und (4.2) gibt N_{\max} die gerade Anzahl der betrachteten Harmonischen an. Je mehr Harmonische und je genauer die Großsignalanalyse, umso länger dauert die Berechnung. Bei der Mehrfach-Reflexions-Technik wird eine fiktive Leitung (siehe Abb. 4.2) zwischen intrinsischer Diode und dem linearen Schaltungsteil eingefügt. Auf dieser Leitung wird zu Beginn der Berechnung eine nach rechts laufende Spannungswelle angenommen. Im ersten Schritt besteht sie aus Gleichvorspannung U_0 und Lokaloszillatorsignal \underline{U}_{LO} . Diese Welle trifft auf die Diode, und es ergibt sich ein Diodenstrom und eine Diodenspannung. Beide Größen werden nach Gl. (4.3) und (4.4) numerisch fouriertransformiert.

$$\underline{I}_{d,n} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \underline{i}_d(t) \cdot e^{-jn\omega_{LO}t} dt \quad (4.3)$$

$$\underline{U}_{j,n} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \underline{u}_j(t) \cdot e^{-jn\omega_{LO}t} dt \quad (4.4)$$

Es werden nur die ersten $N_{\max} + 1$ Fourierkoeffizienten betrachtet; diese bilden auf der fiktiven Leitung eine nach links laufende Spannungswelle [46], [66]. T ist die Periodendauer des Signals.

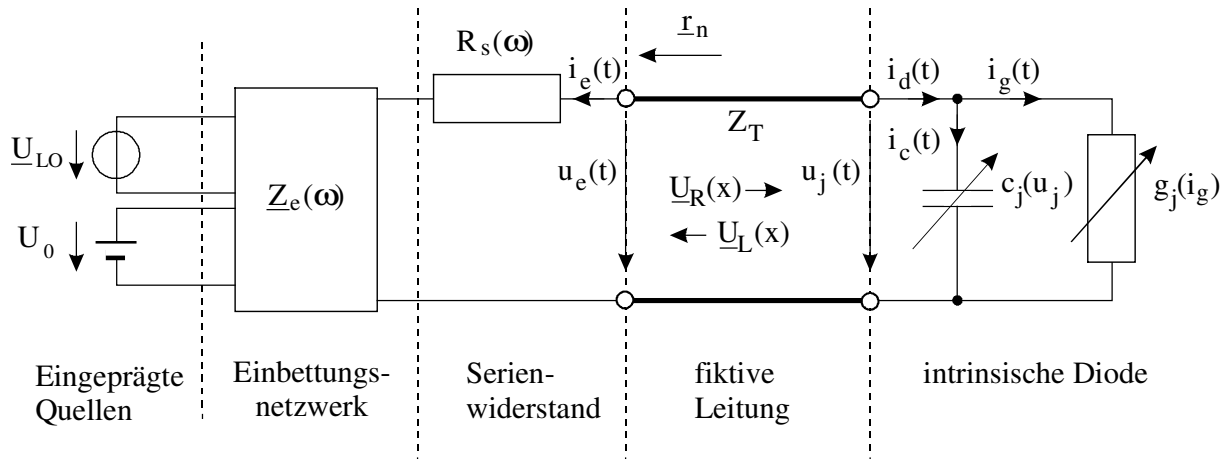


Abb. 4.2: Berechnung des Großsignalverhaltens mit fiktiver Leitung

$$\underline{U}_{L,n} = (\underline{U}_{j,n} - \underline{I}_{d,n} \cdot Z_T) / 2 \quad (4.5)$$

Die nach links laufende Welle trifft auf das Einbettungsnetzwerk und den Serienwiderstand und wird dort reflektiert. Der reflektierte Anteil bildet mit den eingepägten Quellen (Lokaloszillator und Gleichspannungsquelle) die neue nach rechts laufende Spannungswelle.

$$\underline{U}_{R,n} = \underline{r}_n \cdot \underline{U}_{L,n} \quad \text{für } n > 1 \quad (4.6)$$

$$\underline{U}_{R,1} = \underline{r}_1 \cdot \underline{U}_{L,1} + \underline{U}_{LO} \quad \text{für } n = 1 \text{ (LO)} \quad (4.7)$$

$$\underline{U}_{R,0} = \underline{r}_0 \cdot \underline{U}_{L,0} + U_0 \quad \text{für den Gleichanteil} \quad (4.8)$$

$$\underline{r}_n = (\underline{Z}_e(n) + \underline{R}_S(n) - Z_T) / (\underline{Z}_e(n) + \underline{R}_S(n) + Z_T) \quad (4.9)$$

Die neue Spannung an der Diode ergibt sich mit

$$\partial u_j(t) / \partial t = ((u_s(t) - u_j(t)) / Z_T - i_g(t)) / c_j(t). \quad (4.10)$$

Diese Beziehung wird im Programm numerisch mit dem Runge-Kutta-Verfahren gelöst. $u_s(t)$ ist die Summe der Komponenten der nach rechts laufenden Spannungswelle im Zeitbereich. Diese Technik wird so lange fortgeführt, bis sich ein stationärer Zustand für die betrachteten Spektralanteile der nach rechts und links laufenden Wellen ergibt. Das angestrebte Verhältnis der jeweiligen Anteile wird mit $(1 \pm k_s)$ bezeichnet und lässt sich einstellen. Es ist entscheidend für die Simulationsdauer und die Genauigkeit der Ergebnisse; ausreichende Genauigkeiten werden erreicht, wenn k_s auf 0,1% bis 1% eingestellt wird:

$$\left| \frac{\underline{U}_{j,n}/\underline{I}_{d,n}}{[\underline{Z}_e(n)+R_s(n)]} \right| = \left| \frac{\underline{U}_{e,n}/\underline{I}_{e,n}}{[\underline{Z}_e(n)+R_s(n)]} \right| = (1 \pm k_s) \quad \text{für } n > 1 \quad (4.11)$$

$$\left| \frac{(\underline{U}_{Lo} - \underline{U}_{j,1})/\underline{I}_{d,1}}{[\underline{Z}_e(1)+R_s(1)]} \right| = (1 \pm k_s) \quad \text{für } n = 1 \text{ (LO)} \quad (4.12)$$

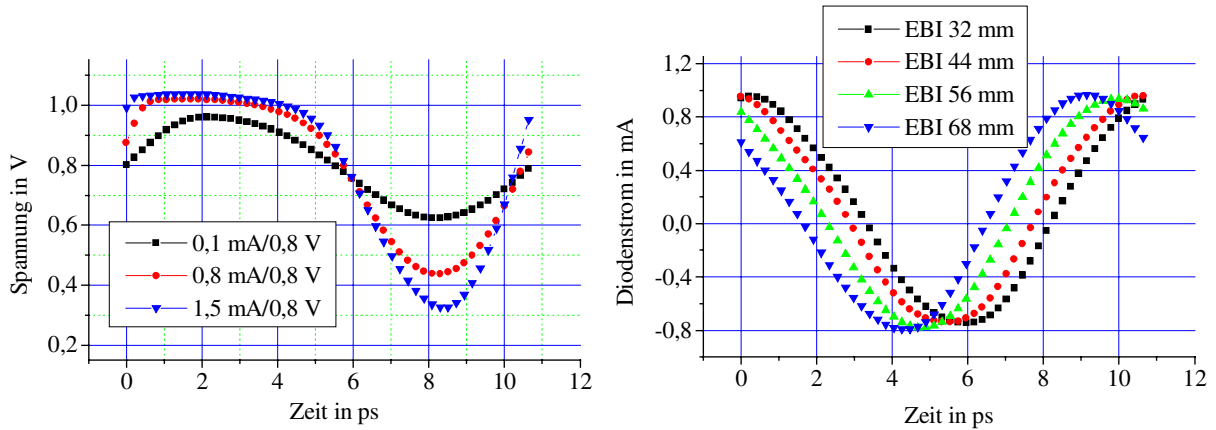


Abb. 4.3: Spannungsverlauf U_d an der Diode D644-08 für verschiedene Arbeitspunkte und die Kurzschlußschieberstellung 32 mm (Modell). Rechts daneben eine Schar von Diodenströmen I_d für verschiedene Einbettungsimpedanzen EBI (KSS in mm am Modell; Diode D644-08 und Arbeitspunkt: 0,1 mA/0,8 V).

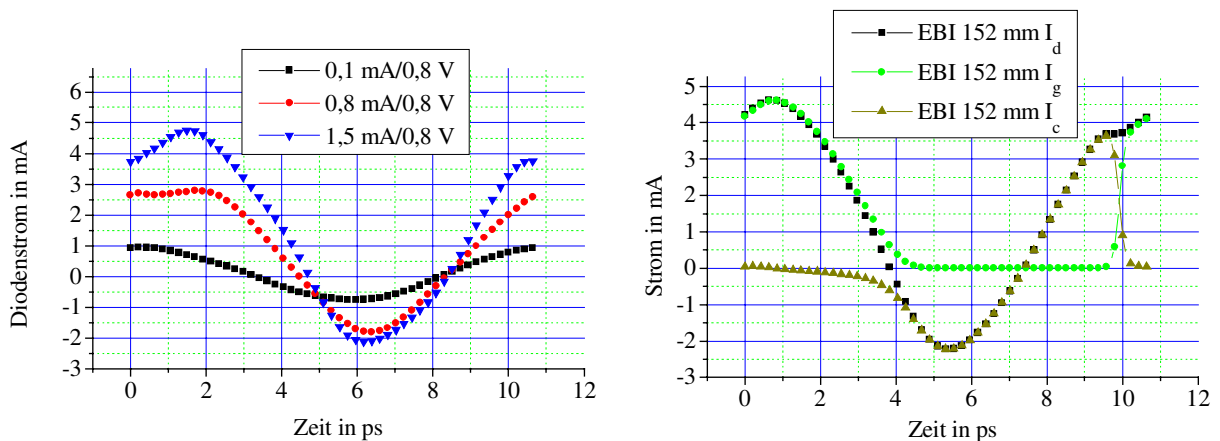


Abb. 4.4: Stromverlauf I_d an der Diode D644-08 für verschiedene Arbeitspunkte und die Kurzschlußschieberstellung 32 mm (Modell). Rechts daneben die Aufteilung des Stromverlaufes in Gesamtdioden- I_d , Leitwert- I_g und Kapazitätsstrom I_c an der Diode D644-08 (EBI 152 mm (Modell) 1,5 mA/0,8 V).

Die endliche Anzahl von Stützstellen des Strom-/Spannungs-Verlaufes an der intrinsischen Diode, die sich äquidistant auf eine Lokaloszillatorperiode aufteilen, wird während der Simulation automatisch angepaßt. Divergiert der Verlauf oder wird die gewünschte Genauigkeit nicht erreicht, so vervielfacht sich die Stützstellenzahl. Diese Programm-Funktion ist besonders bei starken Variationen im Kapazitätsverlauf, bei Aussteuerungen jenseits des Flachbandfalls und bei ungünstigen Einbettungsimpedanz-Verhältnissen wichtig. Die Abb. 4.3 und 4.4 zeigen den Verlauf von Diodenstrom und -spannung für verschiedene Aussteuerungen, unter anderem für große Aussteuerungen bis in den Flachbandfall, bei einem Kapazitätsverlauf wie ihn Abb. 3.8 zeigt.

Die Angabe des Arbeitspunktes beinhaltet die Gleichanteile von Diodenstrom und -spannung. Somit kann mit einem Wertepaar eine eindeutige Zuordnung von Gleichstromarbeitspunkt und Lokaloszillatoramplitude vorgenommen werden. Mit der Kurzschlußschieberstellung wird in dieser Arbeit die Entfernung der Kurzschlußschieberstirnfläche von der Diode bezeichnet. Die Einbettungsimpedanzen werden u. a. an einem um den Faktor 40 vergrößerten Modell gemessen und daher in „mm (Modell)“ angegeben. Im Originalmischer ist die Distanz um den Faktor 1/40 kleiner als im Modell und somit erfolgt die Angabe in „µm (Original)“.

4.1.2 Das Kleinsignalverhalten

Die Ermittlung des stationären Strom- und Spannungsverlaufes an der Diode ist mit der Großsignalanalyse abgeschlossen. In der daran anschließenden Kleinsignalanalyse werden der Konversionsverlust und die Diodenimpedanzen für verschiedene Frequenzen bzw. Diodentore (siehe Abb. 4.6) bestimmt. Es wird eine Konversions-Admittanzmatrix aufgestellt, welche die Ströme und Spannungen an den einzelnen betrachteten Seitenbandfrequenzen verbindet. Die Elemente dieser Matrix sind die Fourierkoeffizienten des Kapazitäts- und Leitwertverlaufes aus der Großsignalanalyse. Mit dieser Matrix und den Einbettungsimpedanzen lassen sich die Konversionsverluste zwischen den einzelnen Seitenbandfrequenzen und die Diodenimpedanzen bei eben diesen Frequenzen berechnen.

Wenn der Mischer mit einer Lokaloszillatorfrequenz von f_{LO} angesteuert wird, dann können Signale mit der Frequenz $n f_{LO} \pm f_{ZF}$ für $n = 0, 1, 2, \dots$ in die Zwischenfrequenz f_{ZF} umgesetzt werden [66]. Da die gesamte Berechnung der Kleinsignalanalyse in der komplexen Ebene durchgeführt wird, ist die folgende Notation der Seitenbandfrequenzen von Vorteil.

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = n \cdot f_{LO} + f_{ZF} \quad \text{mit} \quad n = -N_{\max}/2, \dots, 0, 1, \dots, N_{\max}/2 \quad (4.13)$$

Das Mischer-Simulationsprogramm ist so ausgelegt, daß maximal $N_{\max} + 1$ Seitenbandfrequenzen berücksichtigt werden. Das bedeutet, daß maximal $2(N_{\max} + 1)$ Einbettungsimpedanzen in der Eingabedatei zur Verfügung stehen müssen. Positive Frequenzen

kennzeichnen obere Seitenbänder und negative Frequenzen dementsprechend untere Seitenbänder der jeweiligen Harmonischen des Lokaloszillators.

Die gesamte Kleinsignalanalyse ist in Abb. 4.6 zur Verdeutlichung der Zusammenhänge zu sehen. Für die endgültige Berechnung des Mixers wird aus der Admittanzmatrix \underline{Y} , welche die Elemente der intrinsischen Diode enthält, eine erweiterte Admittanz- \underline{Y}' bzw. Impedanzmatrix \underline{Z}' gebildet. Diese Erweiterung schließt das umgebende Netzwerk ein, also den Serienwiderstand und die Einbettungsimpedanzen. Die Eingangsimpedanzen an den verschiedenen Diodentoren lassen sich aus der erweiterten Impedanzmatrix ablesen.

Die Leistungsübertragung vom Mischertor j zum Tor i wird durch den sogenannten verfügbaren Konversionsgewinn $L_{K,ij}$ beschrieben. Darunter versteht man das Verhältnis der für ausgangsseitige Leistungsanpassung abgegebenen Leistung (= verfügbare Ausgangsleistung $P_{\text{verf},i}$; $i \neq 0$) und der verfügbaren Eingangsleistung $P_{\text{verf},j}$:

$$L_{K,ij} = \frac{P_{\text{verf},i}}{P_{\text{verf},j}} = \frac{4 \cdot |\underline{Z}'_{ij}|^2 \operatorname{Re}[\underline{Z}_{e,i}] \operatorname{Re}[\underline{Z}_{e,j}]}{|\underline{Z}_{e,i} + R_{S,i}|^2 |\underline{Z}_{e,j} + R_{S,j}|^2} \quad (4.14)$$

In Gl. (4.14) ist \underline{Z}'_{ij} ein Element der erweiterten Impedanzmatrix \underline{Z}' , und $\underline{Z}_e + R_S$ ist die Summe aus Einbettungsimpedanz und dem Serienwiderstand am Diodentor i bzw. j . – Für $i = 0$ ergibt sich wegen der konjugiert komplexen Anpassung am Diodentor 0: $\underline{Z}_{e,0} - R_{S,0}$ –

Da beim Mischer mit Schottky-Dioden $L_{K,ij} < 1$ ist, wird i. a. anstelle von $L_{K,ij}$ auch der Verlust $G_{K,ij} = -10 \log(L_{K,ij})$ in dB angeben (siehe Abb. 4.5 und 4.10).

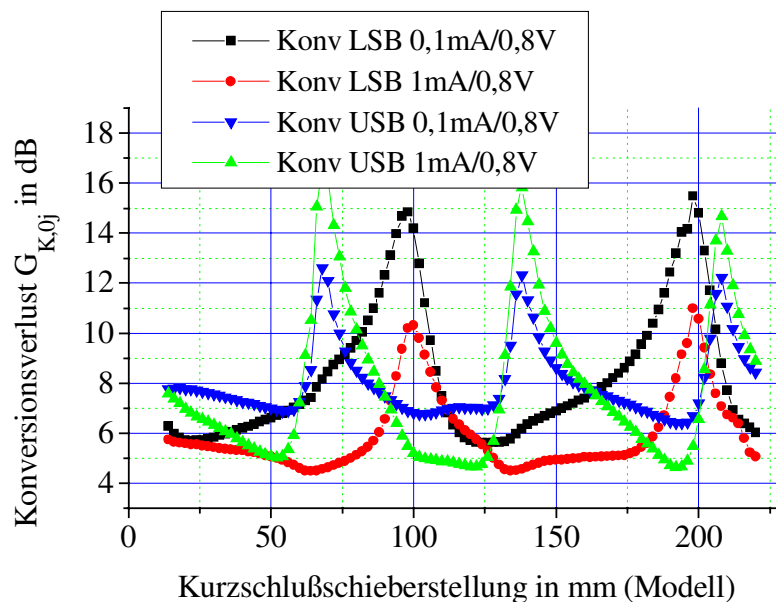


Abb. 4.5: Verläufe des Konversionsverlustes $G_{K,01}$ für das obere USB und $G_{K,0-1}$ für das untere Seitenband LSB bei verschiedenen Arbeitspunkten über der Kurzschlußschieberstellung für die Diode D644-08 und eine Zwischenfrequenz von 10 GHz.

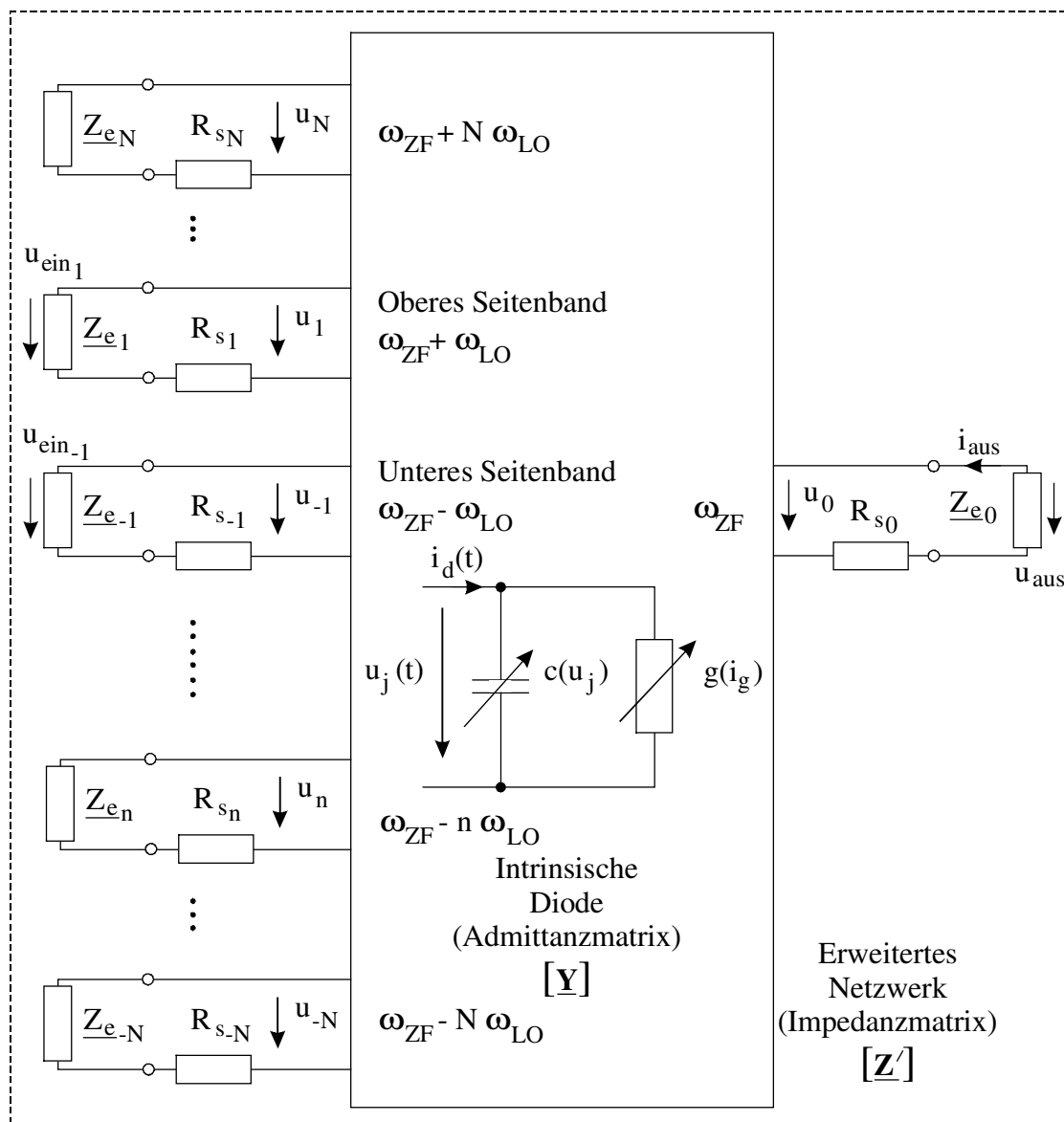


Abb. 4.6: Ersatzschaltbild zur Berechnung der Kleinsignalanalyse mit den $N_{\max}+1$ Diodentoren; es gilt $N = N_{\max} / 2$.

4.1.3 Die Rauschanalyse

Die Rauschanalyse ist eine Erweiterung der bisher in der Literatur erschienenen Theorie [25], [66]. Die ersten Untersuchungen auf diesem Gebiet wurden ohne Berücksichtigung der Harmonischen des Lokaloszillators durchgeführt. Später sind die Berechnungen dahingehend ausgedehnt worden. Andere Autoren haben die Korrelation des Schrotrauschens, die laut [15] und [77] beachtet werden muß, vernachlässigt. Sie haben die Anteile des Überschußrauschens einfach durch eine geringe Erhöhung der Widerstandstemperatur in die Rechnung einfließen lassen. Bei kryogenischen Temperaturen oder bei Mischern, die mit hohen Strömen betrieben werden, sind die Anteile des Überschußrauschens nicht mehr durch die alleinige Erhöhung des

thermischen Rauschens zu beschreiben. Weitere wichtige Kriterien stellen die Wahl der LO- und ZF-Frequenz und die Rauschparameter der Diode dar.

In diesem Abschnitt wird eine erweiterte Rauschanalyse mit allen in Abschnitt 3.3.1 eingeführten Rauschquellen durchgeführt. Dabei wird besonders auf die Korrelation der einzelnen Rauschursachen eingegangen.

Die Simulation des Mischerrauschens läßt sich in der im folgenden beschriebenen Weise in die Berechnung des Kleinsignalverhaltens integrieren. Das Ersatzschaltbild zur Berechnung der Kleinsignalanalyse Abb. 4.6 wird an jedem in die Berechnung einfließenden Diodentor mit den betrachteten Rauschquellen erweitert. Das neu entstandene Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.7 zu sehen. Die Rauschspannungsquellen werden dazu in äquivalente Rauschstromquellen (hier allgemein mit i_j bezeichnet) umgerechnet.

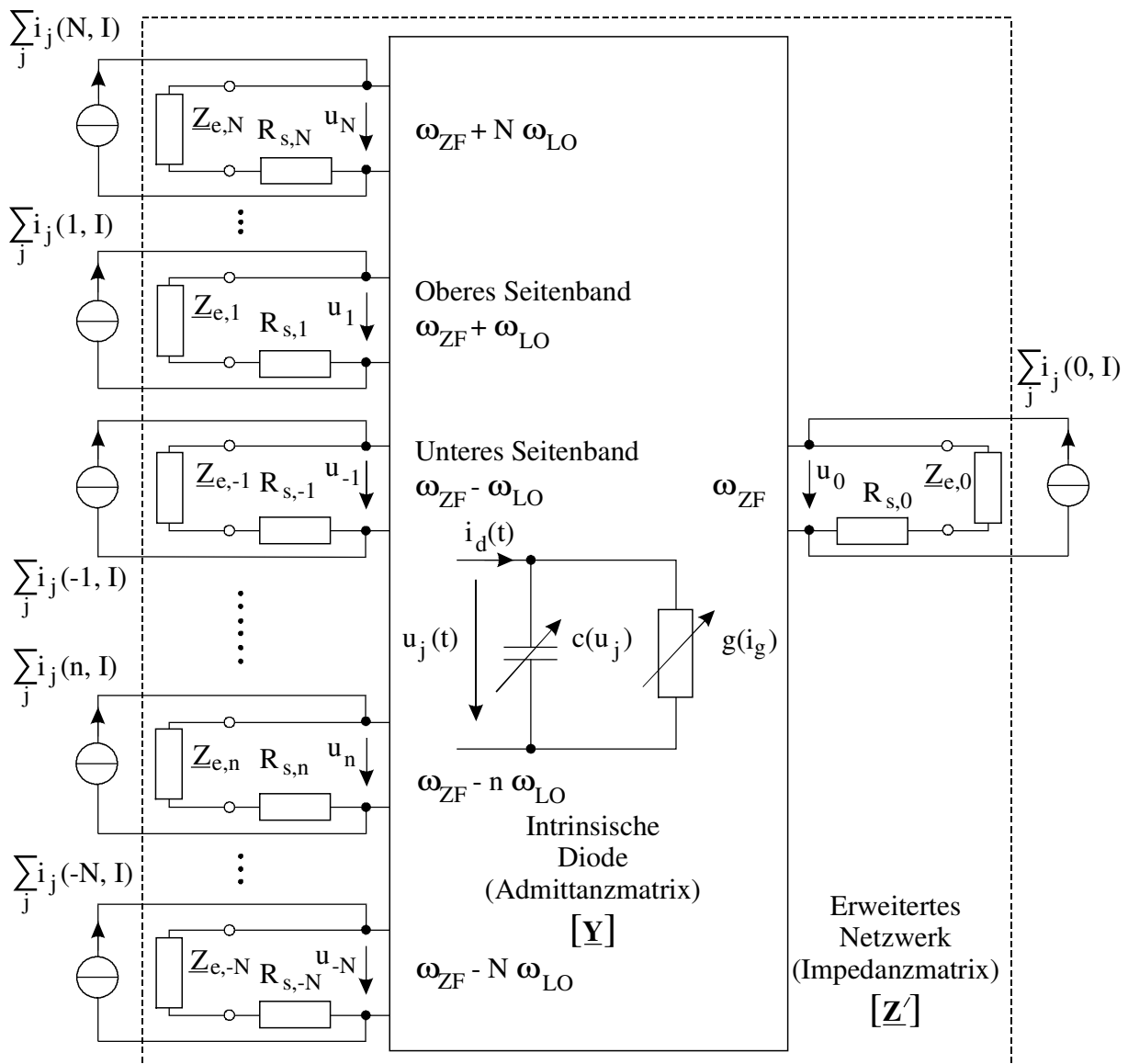


Abb. 4.7: Rauschgrößen im Ersatzschaltbild des Mischers. Bei der Rauschanalyse werden Rauschstromquellen verwendet.

Für die Integration des thermischen Rauschens in das Mischer-Simulationsprogramm werden die Rauschspannungsquellen in Stromquellen transformiert. Für die Darstellung von Rauschgrößen wird i. a. der quadratische statistische Mittelwert

$$\langle u_{\text{th},n}^2 \rangle = 4kT_0 R_{S,n} \frac{h \cdot |n \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0}{e^{(h \cdot |n \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0)} - 1} \Delta f \quad (4.15)$$

gewählt; aufgrund der in die Berechnung einfließenden Anzahl von Harmonischen der Lokaloszillatortfrequenz darf die Frequenzabhängigkeit nicht ohne weiteres vernachlässigt werden. Nach der Transformation am Diodentor n in Abb. 4.7 folgt für die thermische Rauschstromquelle:

$$\langle i_{\text{th},n}^2 \rangle = 4kT_0 R_{S,n} \frac{h \cdot |n \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0}{e^{(h \cdot |n \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0)} - 1} \Delta f / |\underline{Z}_{e,n} + R_{S,n}|^2 \quad \text{für } n \neq 0. \quad (4.16)$$

An den einzelnen Diodentoren werden die Rauschgrößen jedoch nicht als quadratische Mittelwerte, sondern in einem kleinen infinitesimalen Frequenzintervall $f \dots f + \Delta f$ als quasi-sinusförmige Signale $i_{\text{th},n}$ betrachtet. Damit werden die einzelnen thermischen Rauschquellen über eine Verknüpfung mit der erweiterten Impedanzmatrix \underline{Z} in gleicher Weise auf den Zwischenfrequenz-Ausgang transformiert wie bei der Berechnung des Konversionsverlustes. Thermisches Rauschen entsteht im Serienwiderstand der Diode und hat bei den einzelnen Seitenbandfrequenzen f_n unkorrelierte Anteile. Das bedeutet, daß der statistische Mittelwert zweier Ströme mit unterschiedlicher Frequenz Null ergibt.

$$\langle i_{\text{th},n} \cdot i_{\text{th},m}^* \rangle = 0 \quad \text{für } n \neq m \quad (4.17)$$

$$\langle i_{\text{th},m} \cdot i_{\text{th},m}^* \rangle = 4kT_0 R_{S,m} \frac{h \cdot |m \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0}{e^{(h \cdot |m \cdot f_{\text{LO}} + f_{\text{ZF}}| / kT_0)} - 1} \Delta f / |\underline{Z}_{e,m} + R_{S,m}|^2 \quad \text{für } n = m \neq 0 \quad (4.18)$$

$$\langle i_{\text{th},0}^2 \rangle = 4kT_0 R_{S,0} \Delta f / |\underline{Z}_{e,0} - R_{S,0}|^2 \quad \text{für } n = m = 0 \quad (4.19)$$

Die Gl. (4.19) beschreibt die Annahme einer konjugiert komplexen Last am Zwischenfrequenz-Ausgang ($n = 0$); es herrscht Leistungsanpassung, und die Frequenzabhängigkeit ist vernachlässigbar.

Der Lokaloszillator und die Quelle zur Einstellung des Arbeitspunktes erzeugen einen Leitwertstrom, der unter anderem das Schrotrauschen im Mischer verursacht. Dieses Rauschen kann als weißes Rauschen, welches durch den Lokaloszillator amplitudenmoduliert wird, angenommen werden. Die quasi-sinusförmigen Rauschstromquellen an den einzelnen Toren sind hier allerdings korreliert [15], [77]. Diese korrelierten Komponenten bei den Seitenbandfrequenzen werden auf die Zwischenfrequenz-Ebene konvertiert und dort addiert. Beim

Schrotrauschen gilt folgende Beziehung für die Korrelation zweier quasi-sinusförmiger Rauschströme mit verschiedenen Frequenzen:

$$\langle \mathbf{i}_{S,m} \cdot \mathbf{i}_{S,n}^* \rangle = 2q \mathbf{I}_{g,m-n} \Delta f. \quad (4.20)$$

In dieser Gleichung ist $\mathbf{I}_{g,m-n}$ der $(m-n)$ -te Fourierkoeffizient des Diodenleitwertstromes.

$$\mathbf{I}_{g,m-n} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \mathbf{i}_g(t) \cdot e^{-j(m-n)\omega_{LO}t} dt \quad (4.21)$$

Das Überschußrauschen wird ebenfalls wie das Schrotrauschen mit der LO-Frequenz moduliert. Wie in Abschnitt 3.3 vorgestellt, enthalten diese Rauschkomponenten neben der quadratischen Abhängigkeit vom Strom, mit Ausnahme des Hot-Electron-Rauschens, zusätzlich eine Frequenzabhängigkeit mit Tiefpaß-Charakter.

Für das Hot-Electron-Rauschen können die gleichen Überlegungen wie für das Schrotrauschen angestellt werden. Der einzige Unterschied ergibt sich in der quadratischen Abhängigkeit vom Strom. Es wird hier ebenfalls vorausgesetzt, daß das Rauschspektrum über den gesamten betrachteten bzw. in die Rechnung einfließenden Frequenzbereich konstant ist. In [22] wird angegeben, daß das Hot-Electron-Rauschen bis in den THz-Bereich frequenzunabhängig ist. Somit gilt für die Korrelation der verschiedenen Spektralanteile:

$$\langle \mathbf{u}_{e,m} \cdot \mathbf{u}_{e,n}^* \rangle = \frac{8}{3} \frac{R_s \tau_e}{q \mu_{\text{epi}} N_{\text{depi}}^2 A^2} \mathbf{I}_{d,m-n}^2 \Delta f. \quad (4.22)$$

Die Herleitung von Gl. (4.22) befindet sich im Anhang A.4.1. In dieser Gleichung findet der $(m-n)$ -te Fourierkoeffizient des quadratischen Diodenstromes Verwendung [70].

$$\mathbf{I}_{d,m-n}^2 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \mathbf{i}_d^2(t) \cdot e^{-j(m-n)\omega_{LO}t} dt \quad (4.23)$$

Im folgenden wird das Trapping-Rauschen in das Mischer-Simulationsprogramm integriert. Es wird von der gleichen Berechnungsvorschrift ausgegangen, welche die Korrelation der bisher betrachteten Rauschquellen ergeben hat. Das Trapping-Rauschen besitzt kein konstantes Rauschspektrum, sondern kann als gefärbtes Rauschen bezeichnet werden. Auf die bisherige Voraussetzung zur Berechnung der Korrelation kann also nicht zurückgegriffen werden. An dieser Stelle sei nur das Ergebnis der im Anhang A.4.2 durchgeführten Rechnung angegeben. Für ein quadratisch vom Diodenstrom abhängiges Trapping-Rauschen am Übergang, wie es in Gl. (3.29) angegeben ist, ergibt sich folgende Beziehung:

$$\langle \dot{i}_{i,m} \cdot \dot{i}_{i,n}^* \rangle = 2 \frac{N_{ti} \tau_i}{N_{depi}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{g,m-s} \cdot \underline{I}_{g,s-n}}{1 + (\tau_i (s \cdot \omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2} \Delta f. \quad (4.24)$$

In dieser Gleichung stellen $\underline{I}_{g,m-s}$ und $\underline{I}_{g,s-n}$ die jeweiligen Fourierkoeffizienten des Leitwertstromes dar.

Das Trapping-Rauschen in der ungeleerten Epitaxieschicht wird ebenfalls in das Programm implementiert. Hierfür ergibt sich auf der Grundlage von Gl. (3.28) die folgende Beziehung für zwei Rauschströme an unterschiedlichen Diodentoren bzw. mit unterschiedlichen Frequenzen.

$$\langle \dot{i}_{tu,m} \cdot \dot{i}_{tu,n}^* \rangle = 4 \frac{N_{tu} \tau_u}{N_{depi}^2 A d_{epi}} \sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq 0}}^{\infty} \frac{R_{S,s}^2 \cdot \underline{I}_{d,m-s} \cdot \underline{I}_{d,s-n}}{|\underline{Z}_{e,s} + R_{S,s}|^2 (1 + (\tau_u (s \cdot \omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2)} \Delta f \quad (4.25)$$

Für die Betrachtung von Komponenten am konjugiert komplex angepaßten Ausgang des Mixers, also für $s = 0$, geht Gl. (4.25) in Gl. (4.26) über. Dieser Schritt steht in Analogie zum thermischen Rauschen in den Gl. (4.18) und (4.19).

$$\langle \dot{i}_{tu,m} \cdot \dot{i}_{tu,n}^* \rangle = 4 \frac{N_{tu} \tau_u}{N_{depi}^2 A d_{epi}} \frac{R_{S,0}^2 \cdot \underline{I}_{d,m} \cdot \underline{I}_{d,-n}}{|\underline{Z}_{e,0} - R_{S,0}|^2 (1 + (\tau_u \omega_{ZF})^2)} \Delta f \quad (4.26)$$

In den Gleichungen stellen $\underline{I}_{d,m-s}$ und $\underline{I}_{d,s-n}$ die jeweiligen Fourierkoeffizienten des gesamten Diodenstromes dar. Die in den letzten Gleichungen auftretenden unendlichen Summen über s können nach einigen Gliedern abgebrochen werden, da der Nenner sehr große Werte annimmt. Bei der Berechnung wird das durch die Anzahl der Harmonischen bestimmte Intervall $-N_{max}/2 \leq s \leq N_{max}/2$ berücksichtigt.

Die in Kapitel 3 vorgestellten Rauschanteile der Zwischentalstreuung und des Funkelrauschens brauchen im Mischer-Simulationsprogramm nicht berücksichtigt zu werden.

Eine weitere in das Programm integrierte Rauschursache ist das Hot-Electron-Trapping. Die einfache Umformung bzw. Faktorisierung bei der Behandlung des Trapping-Rauschens nach Anhang zum Kapitel 4 ist für das Hot-Electron-Trapping nicht anwendbar. Die für die Berechnung der Korrelation notwendige Umformung der Gl. (3.40) in zwei Faktoren mit jeweils separaten Strom- und Frequenzkomponenten ist nicht möglich. Der Summand $(\omega \tau_{het})$ im Nenner der Gl. (3.40) schwankt während einer LO-Periode um den Wert eins, so daß die Eins nicht vernachlässigt und auch keine Reihenentwicklung durchgeführt werden kann. Für die Integration dieser Rauschkomponente in das Mischer-Simulationsprogramm wird die Zeitkonstante auf einen konstanten Wert gesetzt und die Gl. (4.24) verwendet. Zur Berechnung der modifizierten Zeitkonstanten des Hot-Electron-Trappings $\tau'_{het}(I_{g,0})$ wird der Gleichanteil des Diodenleitwertstromes $I_{g,0}$ in die Beziehung Gl. (3.39) eingesetzt.

$$\tau'_{\text{het}}(I_{g,0}) = \left[(\sigma N_{\text{het}})^2 \frac{3kT_0}{m^*} \left(1 + \frac{2\tau_e}{3qk\mu(I_{g,0}) \cdot T_0} \left(\frac{I_{g,0}^2}{AN_{\text{depi}}} \right)^2 \right) \right]^{-1/2} \quad (4.27)$$

Mit dieser Vereinfachung wird der typische Verlauf der Rauschtemperatur des Hot-Electron-Trappings gerade aufgehoben. Die Rauschquelle besitzt nun den Charakter des Trapping-Rauschens, und der dadurch entstandene Temperaturverlauf schneidet für den Strom $I_{g,0}$ die ursprüngliche Kurve. Dieser bewußt eingegangene Fehler ist für kleine Aussteuerungen gering, weil die Beziehung

$$\langle \underline{i}_{\text{het},0} \cdot \underline{i}_{\text{het},0}^* \rangle = 2 \frac{N_{\text{het}}}{N_{\text{depi}}} \frac{\tau'_{\text{het}}(I_{g,0}) \cdot I_{g,0}^2}{1 + (\tau'_{\text{het}}(I_{g,0}) \cdot \omega_{ZF})^2} \Delta f \quad (4.28)$$

das zentrale Element der Rauschstrom-Korrelationsmatrix bildet. Dieses Element nimmt eine dominierende Stellung bei der Berechnung des Gesamtrauschens ein. In den Abb. 3.19 bis 3.21 ist durch die Kurvenverläufe dokumentiert, daß für die Diode DA357-1 und die sinnvollen Zwischenfrequenzen oberhalb einem GHz annähernd reines Trapping angesetzt werden kann. Für die Ströme $I_{g,0}$ im Bereich der ansteigenden Flanke wird das Hot-Electron-Trapping bis zu Beginn des typischen Abknickens im Rauschtemperaturverlauf korrekt wiedergegeben.

Die gesamte Ausgangsrauschleistung wird auf folgende Weise berechnet: Die quasi-sinusförmigen Rauschströme an den einzelnen Diodentoren des Mischer-Rauschersatzschaltbildes in Abb. 4.7 werden zu Vektoren (in Gl. (4.29) mit Unterstrich gekennzeichnet) formiert. Diese Vektoren werden miteinander multipliziert und es entsteht eine Rauschkorrelationsmatrix. Für die Multiplikation muß ein Vektor konjugiert und transponiert werden, welches mit einem T bezeichnet wird. Die Elemente der Matrizen berechnen sich für jede Rauschursache in der oben beschriebenen Weise. Für die jeweiligen Rauschquellen werden die Korrelationen innerhalb einer Matrix beachtet. Diese Matrizen werden addiert [66], weil die einzelnen Rauschquellen als untereinander unkorreliert angenommen werden. Um die Rauschspannung am Zwischenfrequenz-Ausgang zu erhalten, muß noch zweimal mit der mittleren Reihe \underline{Z}'_0 der erweiterten Impedanzmatrix \underline{Z}' multipliziert werden.

$$\langle \underline{u}_0^2 \rangle = \underline{Z}'_0 \cdot \left(\langle \underline{i}_{\text{th}} \cdot \underline{i}_{\text{th}}^T \rangle + \langle \underline{i}_{\text{S}} \cdot \underline{i}_{\text{S}}^T \rangle + \langle \underline{i}_{\text{e}} \cdot \underline{i}_{\text{e}}^T \rangle + \langle \underline{i}_{\text{ti}} \cdot \underline{i}_{\text{ti}}^T \rangle + \langle \underline{i}_{\text{tu}} \cdot \underline{i}_{\text{tu}}^T \rangle + \langle \underline{i}_{\text{het}} \cdot \underline{i}_{\text{het}}^T \rangle \right) \cdot \underline{Z}'_0^T \quad (4.29)$$

Die verfügbare Ausgangsleistung und die damit korrespondierende Temperatur T_{aus} ergeben sich wie folgt:

$$P_{\text{verf},0} = \langle \underline{u}_0^2 \rangle \cdot \text{Re}[\underline{Z}_{e,0}] / |\underline{Z}_{e,0} - R_{S,0}|^2 = k \cdot T_{\text{aus}} \cdot \Delta f \quad (4.30)$$

In der Literatur werden einzelnen Baugruppen eines Gesamtsystems Rauschtemperaturen zugeordnet. Dazu wird die verfügbare Ausgangs-Rauschleistung auf den Mischer-Eingang umgerechnet. Dies geschieht mit Hilfe des bereits berechneten Konversionsverlustes. Bei Verwendung einer Seitenbandfrequenz f_j als Eingangstor ergibt sich der folgende Ausdruck für die sogenannte Einseitenband-Rauschtemperatur:

$$T_{\text{SSB},j} = T_{\text{aus}} / L_{K,0j} = T_{\text{aus}} \cdot 10^{G_{K,0j}/10} = \frac{\langle u_0^2 \rangle \cdot |Z_{e,j} + R_{s,j}|^2}{4 \cdot k \cdot \Delta f \cdot |Z'_{0j}|^2 \cdot \text{Re}[Z_{e,j}]} \quad (4.31)$$

- Auf die Nomenklatur der Rauschtemperaturen wird in Abschnitt 4.2 gesondert eingegangen.- Die beschriebenen Temperaturen sind für verschiedene Arbeitspunkte über der Kurzschlußschieberstellung in der Abb. 4.8 zu sehen. Dabei kann die Ausgangstemperatur T_{aus} nach Gl. (4.31) wahlweise auf das untere $T_{\text{SSB,LSB}}$ oder das obere Seitenband $T_{\text{SSB,USB}}$ transformiert werden.

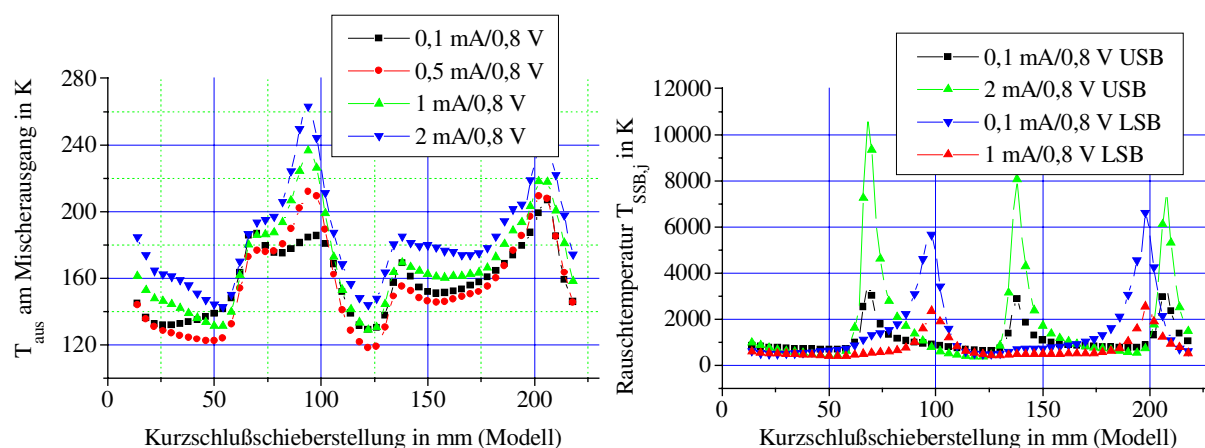


Abb. 4.8: Rauschtemperatur T_{aus} am Zwischenfrequenz-Ausgang des Diodenmischer für die Diode D644-08 bei einer Zwischenfrequenz von 10 GHz. Rechts daneben die Einseitenband-Rauschtemperaturen des Diodenmischer ebenfalls für die Diode D644-08 bei einer Zwischenfrequenz von 10 GHz und verschiedenen Arbeitspunkten und Seitenbändern. Sie nimmt für hohe Konversionsverluste sehr hohe Werte an.

Weiterhin besteht die Möglichkeit, die Rauschtemperatur in die einzelnen unkorreliert angenommenen Rauschursachen aufzuteilen und den jeweiligen Beitrag zur Gesamttemperatur graphisch darzustellen (siehe Kapitel 7).

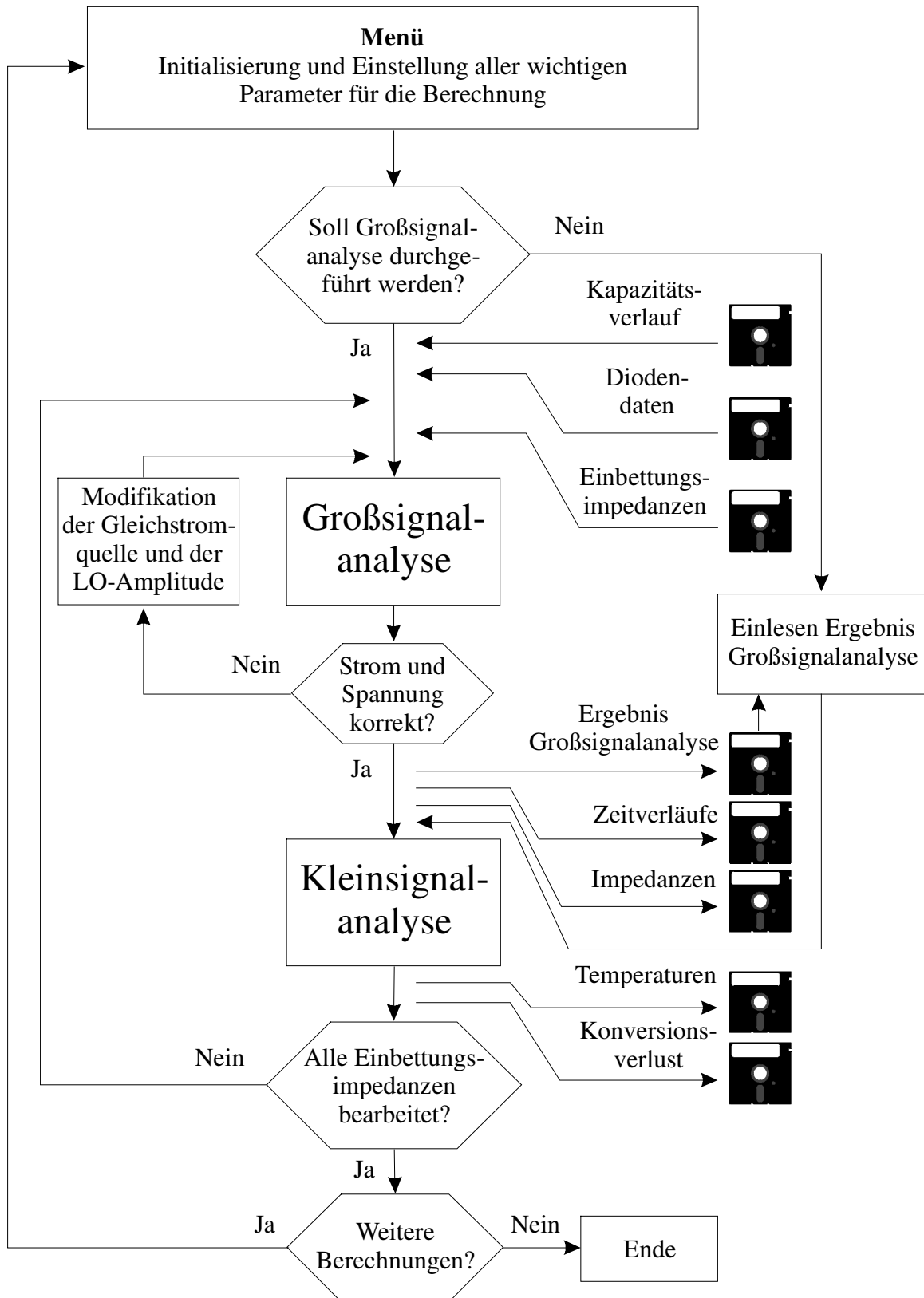


Abb. 4.9: Ablaufplan des Mischer-Simulationsprogrammes

4.1.4 Der Programmablauf

Im Diagramm in Abb. 4.9 sind die wichtigsten Blöcke und Zusammenhänge, die den Ablauf des Mischer-Simulationsprogrammes betreffen, graphisch dargestellt. Ein weiterer noch nicht erwähnter Teil des Programmes ist die Einstellung des gewünschten Arbeitspunktes. Die Fourieranalyse liefert die Spektralanteile der Strom- und Spannungsverläufe an der Diode. Diese Verläufe ergeben sich mit Hilfe der Großsignalanalyse aufgrund der eingepprägten Spannungen und Ströme. Bei den Messungen des Konversionsverlustes zur Verifizierung des Programmes werden durch eine programmierbare Stromquelle (siehe Abb. 6.1) die Gleichspannung und der Gleichstrom an der Diode angezeigt. Diese Größen finden sich nach der Fourierzerlegung der berechneten Strom- und Spannungsverläufe in den Gleichanteilen der Fourierkoeffizienten wieder. Das Programm besitzt eine weitere iterative Funktion, welche die beschriebenen Verhältnisse im Rahmen einer einstellbaren Genauigkeit herstellt. Dazu werden die Einstellung der Gleichspannungsquelle und die Amplitude des Lokaloszillators variiert. Aufgrund der monotonen Diodenkennlinie gibt es eindeutige Zusammenhänge zwischen den eingepprägten Quellen und den Gleichanteilen an der Diode. Der gewünschte Arbeitspunkt kann daher immer eingestellt werden.

Natürlich kann auch ein Arbeitspunktstrom und eine verfügbare Lokaloszillatorleistung angegeben werden. Die verfügbare Leistung errechnet sich zu

$$P_{\text{LO,verf}} = \frac{\hat{U}_{\text{LO}}^2}{8 \cdot \text{Re}\{\underline{Z}_e(n)\}} \quad (4.32)$$

In diesem Fall wird der Arbeitspunkt durch die Gleichspannungsquelle angepaßt. In diesem Fall ändert sich mit jeder Kurzschlußschieberstellung die Einbettungsimpedanz bei der Lokaloszillatorfrequenz und damit auch die Amplitude der Lokaloszillatorquelle. Bei großen Pegel-Schwankungen kann es zu Problemen bei der Berechnung eines stationären Zustands durch die Großsignalanalyse kommen.

Die Simulation mit vorgegebenen Arbeitspunkten und intern anzupassender Lokaloszillatoramplitude hat sich bzgl. der Konvergenz der Großsignalanalyse als besser herausgestellt.

4.2 Die Rauschtemperaturen und -zahlen

In dieser Arbeit wird an verschiedenen Stellen der Begriff der Rauschtemperatur bzw. Einseitenband-Rauschtemperatur verwendet. Die berechneten Größen werden in einem Diagramm in Abb. 4.10 graphisch dargestellt. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und verfügbarer Leistung soll hier nicht wiederholt werden, vielmehr beschäftigt sich dieser Abschnitt mit den verschiedenen Definitionsmöglichkeiten der Rauschzahl. Mehrere Autoren

verwenden Rauschzahlen als eine die Güte beschreibende Größe, auch im Zusammenhang mit Mischern. Mischer werden als Dreitore behandelt, und die Definition der Rauschzahl erlaubt einen gewissen Spielraum. Weiterhin wird auf die Meßmöglichkeiten der einzelnen Kenngrößen am Aufbau eingegangen. Nach der Diskussion einiger Definitionen der Rauschzahl wird eine als geeignet ausgewählt und in Kapitel 7 zur Beschreibung der Güte diverser Mischerkonstellationen eingesetzt.

4.2.1 Die Rauschtemperaturen

In dieser Arbeit werden an mehreren Stellen Rauschtemperaturen berechnet. Die Gl. (4.33) zeigt, wie das Mischer-Simulationsprogramm die Berechnung der Rauschtemperatur $T_{SSB,LSB}$ für das untere Seitenband f_{-1} durchführt.

$$T_{SSB,LSB} = T_{aus}/L_{K,0-1} = \frac{\langle u_0^2 \rangle \cdot |\underline{Z}_{e,-1} + R_{S,-1}|^2}{4 \cdot k \cdot \Delta f \cdot |\underline{Z}'_{0-1}|^2 \operatorname{Re}[\underline{Z}_{e,-1}]} \quad (4.33)$$

Die alternative Berechnung der Rauschtemperatur für das obere Seitenband befindet sich in Gl. (4.31) mit $j = 1$:

$$T_{SSB,USB} = T_{aus}/L_{K,01} = \frac{\langle u_0^2 \rangle \cdot |\underline{Z}_{e,1} + R_{S,1}|^2}{4 \cdot k \cdot \Delta f \cdot |\underline{Z}'_{01}|^2 \operatorname{Re}[\underline{Z}_{e,1}]} \quad (4.34)$$

Die Rauschtemperatur kann auch auf beide Eingänge aufgeteilt werden [25], [36], [40], [41], [66]. Dann muß beim rauschfrei gedachten Mischer an beiden Eingängen die Temperatur T_{DSB} zugeführt werden, um die berechnete Rauschleistung am Ausgang zu erhalten, d. h. $T_{aus} = T_{DSB}(L_{K,0-1} + L_{K,01})$. Der Vergleich mit Gl. (4.33) bzw. (4.34) liefert:

$$T_{DSB} = T_{SSB,USB} / \left(1 + L_{K,0-1}/L_{K,01}\right) = T_{SSB,LSB} / \left(1 + L_{K,01}/L_{K,0-1}\right) \quad (4.35)$$

Für gleiche Konversionsverluste $G_{K,01} = G_{K,0-1}$ bzw. gleiche Konversionsgewinne $L_{K,01} = L_{K,0-1}$ ist T_{DSB} gleich der Hälfte der Einseitenband-Rauschtemperaturen. - Die Temperatur $T_{SSB,j}$ ist für die Betrachtung einer Beziehung aus [29] in die Abb. 4.10 aufgenommen worden.-

In Kapitel 6 werden die Simulationsergebnisse durch verschiedene Messungen verifiziert. Dazu müssen die realen Verhältnisse am Mischer berechnet werden. Leistungsanpassung liegt grundsätzlich nicht vor, daher beschreiben Gleichungen unter Verwendung von verfügbaren Leistungen nur eine anschauliche Größe und nicht die realen Zustände. Also sind neben den Konversionsverlusten $G_{K,01}$ und $G_{K,0-1}$, die sich auf die verfügbare Eingangsleistung beziehen, auch die real am Mischer meßbaren Konversionsverluste $G_{K,real01}$ und $G_{K,real0-1}$ in Abb. 4.10

eingetragen. $P_{S,1}$ und $P_{S,-1}$ sind verfügbare Signalleistungen für die Betrachtung von Signal/Rausch-Verhältnissen am Eingang des Mixers. T_{q1} und T_{q-1} sind die an den Eingängen wirksamen Quellen-Rauschtemperaturen; für hohe Zwischenfrequenzen oder bei Vorschaltung von Filtern können sie unterschiedliche Werte annehmen. Der Vergleich der theoretischen Ergebnisse dieses Kapitels und der Meßwerte wird in Kapitel 6 behandelt. Die Mischer-Rauschtemperatur am Ausgang berechnet sich aus der verfügbaren Rauschleistung nach Gl. (4.36). In dieser Beziehung treten neben der verfügbaren Rauschleistung $P_{\text{verf},0}$ nur meßbare Größen wie $r_{\text{ein},0}$, T_{q1} , T_{q-1} , T_0 , $P_{N,0}$, $L_{K,\text{real}01}$ und $L_{K,\text{real}0-1}$ auf.

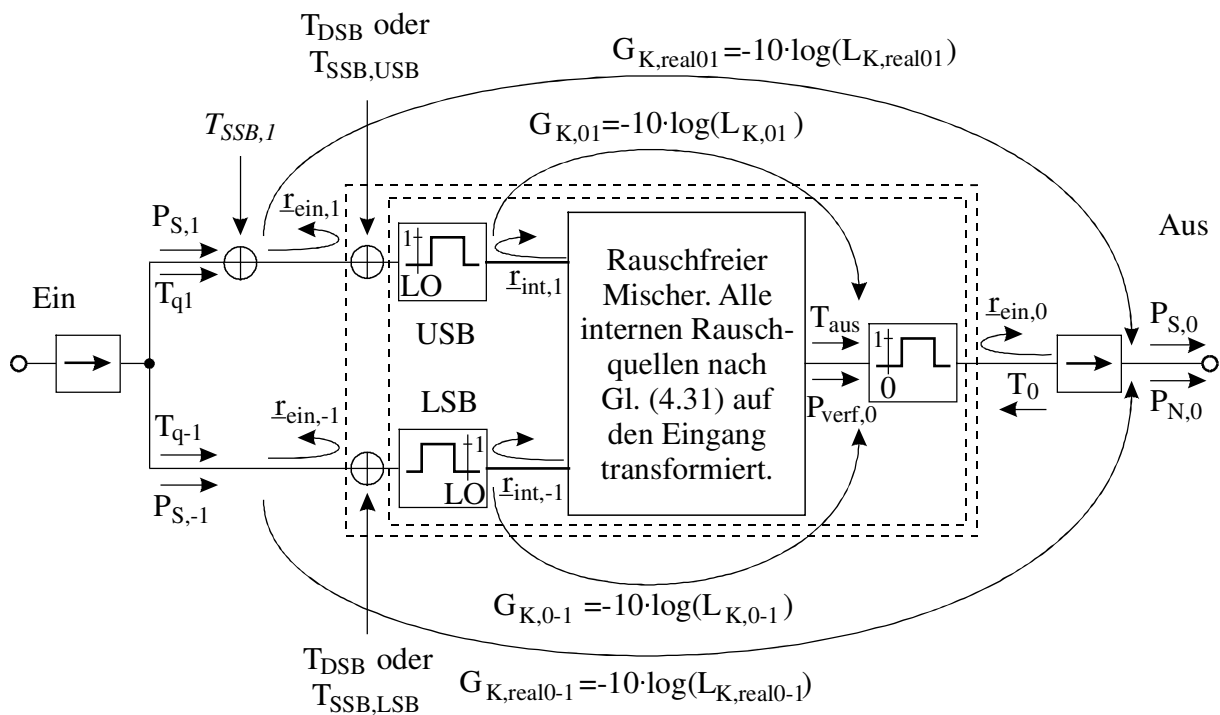


Abb. 4.10: Darstellung der verwendeten Signal- und Rauschleistungen sowie aller in den Rechnungen enthaltenen Konversionsverluste, Rauschtemperaturen und Reflexionsfaktoren.

$$T_{\text{aus}} = \frac{P_{\text{verf},0}}{k \cdot \Delta f} = \left(\frac{P_{N,0}}{k \cdot \Delta f} - T_0 |r_{\text{ein},0}|^2 - T_{q1} \cdot L_{K,\text{real}01} - T_{q-1} \cdot L_{K,\text{real}0-1} \right) / \left(1 - |r_{\text{ein},0}|^2 \right) \quad (4.36)$$

Die Leistungen $P_{S,0}$ und $P_{N,0}$ sind die jeweils meßbare Signal- und Rauschleistung am Ausgang. Das Meßsystem am Ausgang des Mixers befindet sich auf Umgebungstemperatur T_0 . Ideale Bandpässe veranschaulichen den betrachteten Frequenzbereich und verschiedene Reflexionsfaktoren die Anpassungsverhältnisse.

4.2.2 Die Definition der Mischer-Rauschzahl

Zu Beginn dieses Abschnitts wird ein Überblick über die bereits vorgeschlagenen Definitionsmöglichkeiten der Mischer-Rauschzahl F gegeben. Daran schließt sich eine Diskussion über die aufgestellten Vorschläge an, und es wird eine Definition zur Berechnung der Mischer-Rauschzahl unter Berücksichtigung der Meßmöglichkeiten ausgewählt.

Grundsätzlich ist die Definition der Rauschzahl eines Systems das Verhältnis von Signal/Rausch-Abständen am Eingang zu denen am Ausgang [5], [20], [23], [40].

$$F = \frac{\text{SNR}_{\text{Ein}}}{\text{SNR}_{\text{Aus}}} \quad (4.37)$$

Unterschiede gibt es allerdings bei der Festlegung der in den Mischprozeß eingreifenden Rauschbandbreiten. Im folgenden werden die Definitionen der Rauschzahl der einzelnen Autoren chronologisch betrachtet und auf das System in Abb. 4.10 angewendet.

Die ursprüngliche Definition von Friis 1944 in [20] geht für die Berechnung der Rauschzahl vom Verhältnis des verfügbaren Signal/Rausch-Abstandes am Eingang zum verfügbaren Signal/Rausch-Abstand am Ausgang der Schaltung aus.

$$F_{\text{USB}} = \frac{T_{\text{SSB,USB}} + T_{q1} + T_{q-1} \cdot (L_{K,0-1}/L_{K,01})}{T_{q1} + T_{q-1}} \quad (4.38)$$

$$F_{\text{LSB}} = \frac{T_{\text{SSB,LSB}} + T_{q-1} + T_{q1} \cdot (L_{K,01}/L_{K,0-1})}{T_{q1} + T_{q-1}} \quad (4.39)$$

Friis schlägt vor, die Quelltemperaturen am Eingang ohne Spiegelfrequenzfilter auf $T_{q1} = T_{q-1} = T_0 = 290 \text{ K}$ festzulegen. Beim Einsatz eines Filters an einem der beiden Eingänge wird die entsprechende Eingangs-Rauschleistung bzw. -Temperatur zu null.

Die Reaktion von North 1945 [52] auf diese erste Definition in Gl. (4.38) und (4.39) gab zu Bedenken, daß die Rauschzahl eines Mixers ohne Spiegelfrequenzfilter (für $L_{K,01} = L_{K,0-1}$) kleiner ist als die eines Mixers mit Spiegelfrequenzfilter. Der Autor schlägt daher vor, beim Signal/Rausch-Verhältnis am Eingang nur den Signalpfad, dagegen am Ausgang wieder den verfügbaren Signal/Rausch-Abstand, also ggf. auch Anteile des Spiegelfrequenzpfades, zu betrachten.

$$F_{\text{USB}} = \frac{T_{\text{SSB,USB}} + T_{q1} + T_{q-1} \cdot (L_{K,0-1}/L_{K,01})}{T_{q1}} \quad (4.40)$$

$$F_{\text{LSB}} = \frac{T_{\text{SSB,LSB}} + T_{q-1} + T_{q1} \cdot (L_{K,01}/L_{K,0-1})}{T_{q-1}} \quad (4.41)$$

Eine IRE-Definition der Rauschzahl ist in [51] gegeben. Sie beschreibt die Zusammenhänge nur für Zweitore bei $T_{q1} = T_{q-1} = 290$ K. Für heterodyne Systeme mit mehreren Ein- und einem Ausgang wird für jedes Paar der beteiligten Frequenzen eine eigene Rauschzahl definiert. Das Eingangsrauschen bzw. die Eingangsrauschleistungsdichte wird nur am Signaleingang betrachtet. Eventuell vorhandenes Rauschen an einem weiteren Eingangstor, wie z. B. dem Spiegelfrequenzeingang, wird bei der Rauschzahlberechnung nicht berücksichtigt. Es wird also ein Zweitor aus dem Mehrtor herausgegriffen und die Anwendung der bekannten Definition vorgeschlagen:

$$F_{\text{USB}} = 1 + \frac{T_{\text{SSB,USB}}}{T_{q1}} \quad \text{oder} \quad F_{\text{LSB}} = 1 + \frac{T_{\text{SSB,LSB}}}{T_{q-1}}. \quad (4.42)$$

Haus behandelt 1963 in [23] u. a. Empfängersysteme mit mehreren Eingängen und einem Ausgang. Die Rauschzahl eines solchen Systems, wobei nur an einem Eingang ein Signal anliegen darf, läßt sich nach Gl. (4.43) und (4.44) berechnen. Die Beziehungen entsprechen den Gl. (4.40) und (4.41). Die von ihm eingeführte Rauschzahl gilt wie bei allen Definitionen für eine Bezugs-Quellentemperatur von $T_{q1} = T_{q-1} = 290$ K. Wird die Definition auf den Mischer mit drei Toren angewendet, ergibt sich unter Verwendung der Zweiseitenband-Rauschtemperaturen:

$$F_{\text{USB}} = \frac{(T_{q1} + T_{\text{DSB}}) + (T_{q-1} + T_{\text{DSB}})L_{K,0-1}/L_{K,01}}{T_{q1}} \quad (4.43)$$

$$F_{\text{LSB}} = \frac{(T_{q-1} + T_{\text{DSB}}) + (T_{q1} + T_{\text{DSB}})L_{K,01}/L_{K,0-1}}{T_{q-1}}. \quad (4.44)$$

Held und Kerr geben 1978 in [25] eine Einseitenband-Rauschzahl nach Gl. (4.42) an.

In [66] wird 1984 von Siegel und Kerr eine sogenannte Zweiseitenband-Rauschzahl angegeben, die sich für Signalleistung in beiden Eingangspfaden ergibt.

$$F_{\text{DSB}} = 1 + \frac{T_{\text{DSB}}}{T_0} \quad (4.45)$$

Liegt bei dem betrachteten Empfänger oder Mischer mit zwei Eingängen nur noch an einem Eingang ein Signal an, dann ergibt sich folgende Einseitenband-Rauschzahl:

$$F_{\text{USB}} = \left(1 + T_{\text{DSB}}/T_0\right) \cdot \left(1 + L_{K,0-1}/L_{K,01}\right). \quad (4.46)$$

Diese Beziehung entspricht Gl. (4.43) für $T_0 = T_{q1} = T_{q-1}$. Wird in Gl. (4.46) die Zweiseitenband-Rauschtemperatur T_{DSB} nach Gl. (4.35) eingesetzt, ergibt sich wieder Gl. (4.40).

Die meßtechnische Erfassung von Ein- und Zweiseitenband-Rauschzahlen hat Geissler in [21] behandelt. Die Eingangsrauschleistung eines Seitenbandes wird zur Bestimmung des Signal/Rausch-Abstandes für die Einseitenband-Rauschzahl herangezogen. Für die Zweiseitenband-Rauschzahl fließt die Rauschleistung beider Eingangsbänder in das Signal/Rausch-Verhältnis am Eingang ein. Wie schon in [20] und [52] bemerkt, erscheint ein mit der Zweiseitenband-Rauschzahl beschriebener Mischer empfindlicher. Es ergibt sich bei Abschluß beider Eingänge mit der gleichen Rauschquelle $T_{q1} = T_{q-1} = 290 \text{ K}$ und für $L_{K,01} = L_{K,0-1}$ aus Gl. (4.45) und (4.43) bzw. (4.44) folgende Beziehung zwischen den Rauschzahlen:

$$F_{\text{USB}} = F_{\text{LSB}} = 2 \cdot F_{\text{DSB}}. \quad (4.47)$$

Für $T_{q1} \neq T_{q-1}$ geht die Beziehung Gl. (4.47) über in

$$F_{\text{USB}} = 1 + T_{q-1}/T_{q1} + 2 \cdot (F_{\text{DSB}} - 1). \quad (4.48)$$

Diese Problematik ist in [21] besonders deutlich herausgestellt worden, weil dort die automatische Messung von Rauschzahlen behandelt wird. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß die Unterdrückung des Spiegelfrequenzbandes mit Filtern aufgrund des Einsatzes von Isolatoren nicht grundsätzlich eine Rauschtemperatur $T_{q-1} = 0 \text{ K}$ zur Folge hat. Wird der Signal/Rausch-Abstandes am Eingang für $T_{q-1} = 0 \text{ K}$ angenommen, ergibt sich das folgende Verhältnis für die zusätzlichen Rauschzahlen:

$$F_{\text{USB}} - 1 = 2 \cdot (F_{\text{DSB}} - 1) = \frac{T_{\text{SSB,USB}}}{T_{q1}}. \quad (4.49)$$

Die Rauschzahl von Abwärtsmischern mit Schottky-Dioden ergibt sich nach Schiek und Siweris [60], mit der Bedingung eines reaktiven Spiegelfrequenzabschlusses, zu

$$F_{\text{USB}} = 1 + \frac{n}{2} \frac{T_0}{T_{q1}} (1/L_{K,01} - 1) \quad (4.50)$$

mit

$$T_{\text{SSB,USB}} = \frac{n}{2} T_0 (1/L_{K,01} - 1) \quad \text{und} \quad T_M = \frac{n}{2} T_0.$$

Hierin ist T_M die effektive Mischertemperatur. Gl. (4.50) gilt für eine ideale Diode ohne Serienwiderstand und Diodenkapazität, und alle Tore des Mixers, die am Mischprozeß beteiligte Frequenzen enthalten, müssen reaktiv abgeschlossen sein. Dieser ideale Fall gibt die

untere Rauschgrenze eines Schottky-Diodenmischers an. Hier wird wieder nur ein Pfad betrachtet, also entspricht Gl. (4.50) der Gl. (4.42).

Maas [41] vertritt die Meinung, daß Mischer besser mit Rauschtemperaturen zu beschreiben sind. Rauschzahlen behandelt er nur der Vollständigkeit halber, weil er sie für veraltet hält und sie gerade bei der Anwendung auf Mischer Verwirrung erzeugen. Eine konkrete Definition wird daher nicht gegeben. Er gibt eine Tabelle 4.1 mit verschiedenen Definitionsmöglichkeiten an.

	Rauschzahl nach IEEE	Konventionelle Rauschzahl
Einseitenband-Mischer: Signal nur am oberen Seitenband	$1 + \frac{T_{SSB,USB}}{T_{q1}}$ Gl. (4.42)	$\frac{T_{SSB,USB} + T_{q1} + T_{q-1} \cdot (L_{K,0-1}/L_{K,01})}{T_{q1}}$ Gl. (4.40)
Zweiseitenband-Mischer: Signale an beiden Ein- gängen	nicht definiert	$1 + \frac{T_{DSB}}{T_0}$ Gl. (4.45)
Mischer mit reaktiv abge- schlossenem Spiegelfrequenzpfad	$1 + \frac{T_{SSB,USB}}{T_{q1}}$	$1 + \frac{T_{SSB,USB}}{T_{q1}}$

Tabelle 4.1: Verschiedene Definitionen von Mischer-Rauschzahlen nach Maas [41].

Die Behandlung des Themas „Rauschzahl“ ist damit nicht abgeschlossen. Hoffmann [29] kommt 1996 nach einer längeren Rechnung für das Signal/Rausch-Verhältnis am Mischer-Ausgang auf die Gl. (4.51). Er setzt nur ein Eingangssignal voraus, welches am oberen Seitenband angenommen wird. Zur Darstellung von Gl. (4.51) ist die Rauschtemperatur $T_{SSB,1}$, welche die internen Rauschquellen enthält, in Abb. 4.10 aufgenommen worden.

$$\text{SNR}_{\text{Aus}} = \frac{P_{S,1} \cdot L_{K,\text{real}01}}{(k \cdot T_{q1} \cdot \Delta f + k \cdot T_{SSB,1} \cdot \Delta f) \cdot L_{K,\text{real}01} + k \cdot T_{q-1} \cdot \Delta f \cdot L_{K,\text{real}0-1}} \quad (4.51)$$

Die Definition der Einseitenband-Rauschzahl bezieht sich am Eingang nur auf die Rauschleistung eines Pfades. Damit ergibt sich Gl. (4.52), welche der Gl. (4.40) entspricht.

$$F_{\text{USB}} = \frac{T_{SSB,1} + T_{q1} + T_{q-1} \cdot (L_{K,\text{real}0-1}/L_{K,\text{real}01})}{T_{q1}} \quad (4.52)$$

In [29] wurde ebenfalls eine Zweiseitenband-Rauschzahl angegeben. Es liegt nur ein Signal am oberen Seitenband an, und der Signal/Rausch-Abstand am Eingang bezieht sich auf die Rauschleistung in beiden Eingangsbändern.

$$F_{\text{DSB}} = \frac{T_{\text{SSB},1} + T_{q1} + T_{q-1} \cdot (L_{\text{K,real0-1}}/L_{\text{K,real01}})}{T_{q1} + T_{q-1}} \quad (4.53)$$

Die Definition Gl. (4.53) entspricht wiederum Gl. (4.38), und die Betrachtung der eingangsseitigen Signal/Rausch-Abstände stimmt mit [21] überein.

Die vorgestellten Definitionsmöglichkeiten enthalten alle Kombinationen in der Zusammensetzung der Signal/Rausch-Abstände in Gl. (4.37). Jeder Autor verdeutlicht seine persönliche Anschauung und verwendet dafür die Begriffe Ein- und Zweiseitenband-Rauschzahl, was zu Verwirrung führt. Um nun den Simulationsergebnissen eine Mischer-Rauschzahl zuzuordnen, wird *eine* Definition ausgewählt: Mischer werden hauptsächlich zur Frequenzumsetzung verwendet; daher ist es höchst unwahrscheinlich, daß das obere und das untere Seitenband Signale enthalten, die überlappend auf eine Zwischenfrequenz abgebildet werden. Es ist also in der Praxis sinnvoll, das Rauschen des Spiegelfrequenzabschlusses so gering wie möglich zu halten. Weiterhin sollte das Signal/Rausch-Verhältnis am Eingang wie am Ausgang auf die nicht veränderte Signalbandbreite bezogen werden, so daß das Signalleistungs-Verhältnis bei der Berechnung nach Gl. (4.37) durch den Konversionsverlust ersetzt werden kann.

Da Filter im Empfangspfad zur Rauschunterdrückung eingesetzt werden [21], geht deren Übertragungsverhalten in die Berechnung der Rauschzahl ein. In diesem Fall beschreibt die Rauschzahl nicht mehr das Verhalten des Mixers allein, sondern bezieht das Filter ein. Sollen Rauschzahlen zur Berechnung eines Gesamtsystems bzgl. des Rauschens herangezogen werden, ist die Mischerrauschzahl an die Umgebung anzupassen. Die Rauschzahl kann zusätzlich zur Beschreibung der Güte eines Mixers herangezogen werden. In den betrachteten Definitionsgleichungen trägt der Konversionsverlust der beiden Pfade einen entscheidenden Anteil zur Rauschzahl bei. Mischer mit hoher Zwischenfrequenz können große Unterschiede im Übertragungsverhalten der beiden Pfade besitzen. Es besteht somit die Möglichkeit, daß das Rauschen am Spiegelfrequenzeingang durch den Mischer unterdrückt wird und damit bessere Rauschzahlen auftreten.

Die in dieser Arbeit verwendete Definition soll ausschließlich den Mischer beschreiben und nicht auf ein vorgeschaltetes System in Form von Filtern eingehen. Es werden gleiche Eingangsrauschtemperaturen $T_{q1} = T_{q-1} = 290 \text{ K}$ angenommen. Das Rauschen des Spiegelfrequenzabschlusses wird als interne Rauschquelle aufgefaßt. Das Signal/Rausch-Verhältnis am Eingang bezieht sich auf die Signalbandbreite, und daher wird zur Berechnung der Rauschzahl die Gl. (4.40) bzw. (4.41) herangezogen.

Kapitel 5

Die Einbettungsimpedanzen

Die Einbettungsimpedanzen sind ein sehr wichtiger Bestandteil des Mischer-Simulationsprogrammes. Sie beschreiben die Umgebung der Mischer-Diode, welche möglichst genau bestimmt werden muß. Die individuelle Kontaktierung einer Diode mit handgebogenen Whiskern ist nicht reproduzierbar, da die Länge und Form des Whiskerdrahtes bei jedem Kontakt anders ist. Um einen möglichst genauen Wert für die Einbettungsimpedanzen zu erhalten, werden zur Ermittlung drei verschiedene Methoden eingesetzt.

Im Abschnitt 5.1 werden die Einbettungsimpedanzen mit Hilfe eines Modells bestimmt [72]. Dies erlaubt trotz der hohen Frequenzen bei den Harmonischen der LO-Frequenz den Einsatz eines Netzwerkanalysators. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung des HF-Simulationsprogrammes HFSS der Firma Hewlett Packard. Mit diesem Programm kann die Mischergeometrie gezeichnet und die Impedanz berechnet werden. Aufgrund der Größe des Mischers wird er in drei Teile zerlegt, die dann mit Hilfe von Streuparameter-Matrizen mathematisch verbunden werden. Die Berechnung der Einbettungsimpedanzen findet auf der Grundlage der Finiten Elemente statt [61]. Die dritte Methode stellt eine analytische Lösung des beschriebenen Problems dar [79]. Hier wird zunächst der Übergang eines Koaxialleiters auf einen Hohlleiter vorgestellt. Von dieser Modellvorstellung ausgehend wird auf den gesamten Mischer geschlossen.

Jede Berechnungsmethode bietet ihre Vor- und Nachteile zum Bestimmen der Einbettungsimpedanzen für spezielle Mischer-Geometrien. Die Verwendung von vergrößerten Modellen ist aufgrund der Fertigung und der durchzuführenden Änderungen am Aufbau sehr aufwendig. Der HFSS benötigt für jede Kurzschlußschieberstellung und für jede Änderung in der Geometrie ein neues Eingabemodell; abhängig vom eingesetzten Rechner und der gewünschten Rechengenauigkeit treten lange Rechenzeiten auf. Das analytische Verfahren ist dagegen sehr schnell, die Geometrien lassen sich hier jedoch nur in gewissen Grenzen variieren. Wichtig ist die Reproduzierbarkeit bzw. die Übereinstimmung der Meß- und Simulationsergebnisse der drei Methoden. Dazu werden im Abschnitt 5.4 die ermittelten Einbettungsimpedanzen für einen grundlegenden Aufbau verglichen.

Eine andere Berechnungsmethode wird in [18], [38], [56], [57] vorgestellt. Dort werden die Einbettungsimpedanzen mit einem Ersatzschaltbild aus konzentrierten Elementen ermittelt. Diese Methode berücksichtigt nur den H_{10} -Mode im Hohlleiter.

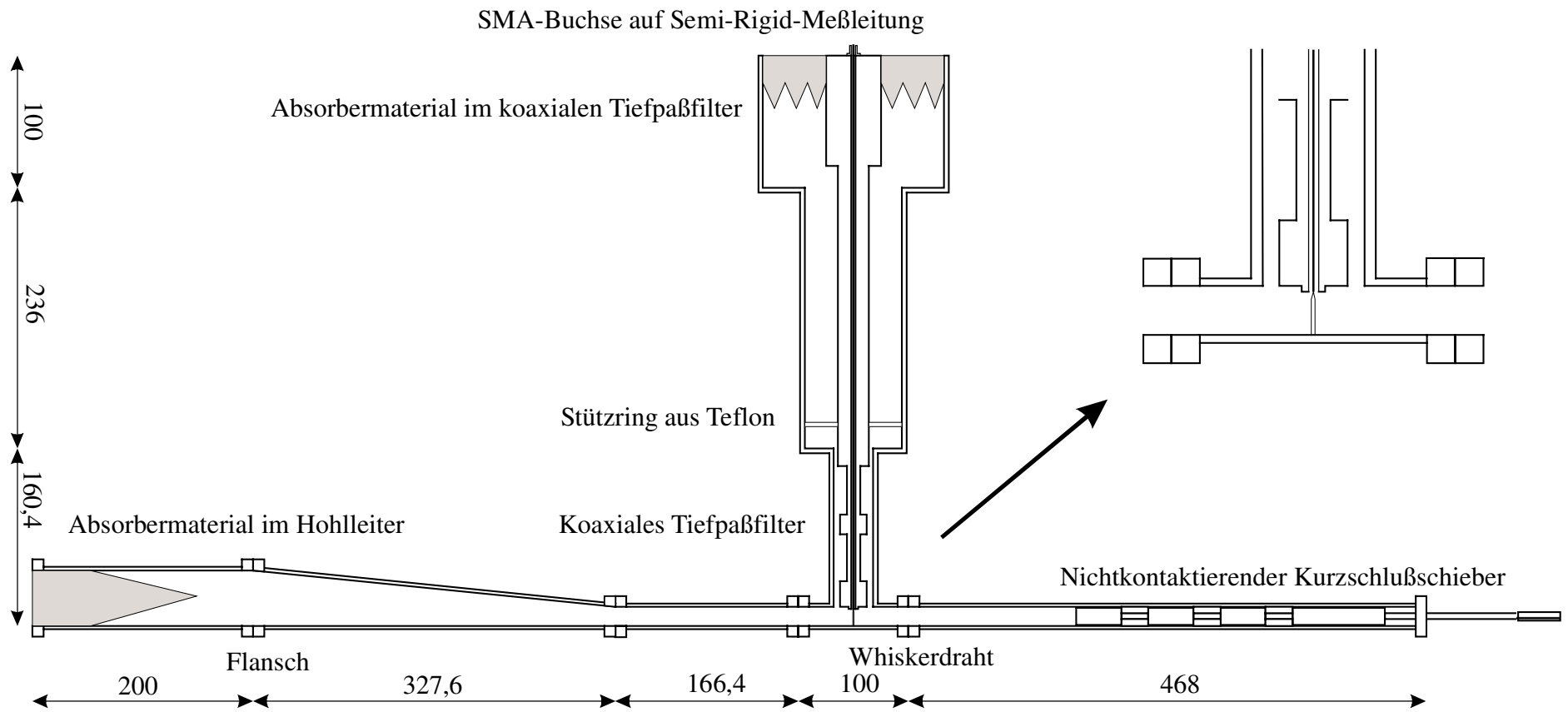


Abb. 5.1: Modell des Mixers im Maßstab 40 : 1 mit Angabe einiger Maße in mm

5.1 Bestimmung der Einbettungsimpedanzen mit einem Modell

Bei der ersten Methode zur Bestimmung der Einbettungsimpedanzen wird die Möglichkeit der Messung ausgenutzt [72]. Das Mischer-Simulationsprogramm kann u. a. Impedanzen bis zur achtfachen Lokaloszillatorfrequenz verarbeiten bzw. berücksichtigen. Bei einem Mischer mit einer Lokaloszillatorfrequenz von 94 GHz tritt die achte Harmonische bei 752 GHz auf. Die vorhandenen Meßmöglichkeiten (Netzwerkanalysator hp8510c) beschränkten den verfügbaren Meßbereich auf Frequenzen bis 20 GHz. Aufgrund der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen kann ein vergrößertes Meßobjekt mit dementsprechend kleineren Frequenzen ausgemessen werden. Damit ergibt sich für das Mischermodell ein Vergrößerungsfaktor von 40:1 und ein dementsprechender Verkleinerungsfaktor für den Frequenzbereich von 1:40. Die Lokaloszillatorfrequenz 94 GHz beträgt im Modell also nur noch 2,35 GHz und die höchste Frequenz, bei der gemessen wird, liegt mit 18,8 GHz noch im Meßbereich des verwendeten ANA. In Abb. 5.1 ist das Mischermodell mit den vergrößerten Abmessungen zu sehen. Die einzelnen Dimensionen lassen sich aus der maßstabgetreuen Umrechnung der Originalmaße bestimmen. Der Aufbau des Mischers befindet sich im Anhang zu Kapitel 2.

Ein Unterschied zwischen Modell und Original ist das fehlende Dielektrikum im koaxialen Tiefpaß des Modells. Diese bewußte Veränderung des Modells gegenüber dem Original ergibt rechnerisch [76] wie auch meßtechnisch [72] keine beachtenswerten Differenzen. Weiterhin besteht der Diodenchip im Modell nicht aus Halbleitermaterial, sondern aus Metall (Aluminium).

Das Hohlleiter- und das Koaxialtor sind aufgrund definierter Anpassungsverhältnisse mit Absorbern ausgekleidet. Für eine gute Dämpfung über dem gesamten Meßbereich bis 20 GHz hat die Form der Absorber eine große Bedeutung.

Die Ankopplung des ANA an die Meßposition bzw. den Ort der Diode erfolgt mit einer Meßleitung im Inneren des Tiefpaß-Innenleiters [65], [72]. Die Leitung endet an der Stelle des Metall/Halbleiter-Überganges, und ihr Innenleiter wird mit der Whiskerspitze „kontaktiert“. Für die Meßreihen wird ein gerader Whisker mit 0,6 mm Durchmesser eingesetzt. Diese Form sollte aufgrund elektrischer Vorzüge auch im Original eingehalten werden. Sie ist jedoch aus mechanischen Gründen nicht ohne weiteres realisierbar. In Abb. 5.2 ist der Verlauf der gemessenen Einbettungsimpedanzen für die Lokaloszillatorfrequenz und Harmonische dargestellt. Der Kreis für die Einbettungsimpedanz bei Lokaloszillatorfrequenz spiegelt die Periodizität der Verhältnisse bei einmodigem Betrieb des Hohlleiters und verschiedenen Kurzschlußschieberstellungen wieder. Die Hohlleiterwellenlänge kann auf diese Weise bestimmt werden. Nach einigen Hohlleiterwellenlängen zwischen Diode und Kurzschlußschieber machen sich nach [38] Dämpfungen bemerkbar. Der Schieber wird hier nur über eine Distanz von ca. einer Hohlleiterwellenlänge (5 mm Original) bewegt; dabei werden noch keine Dämpfungen beobachtet.

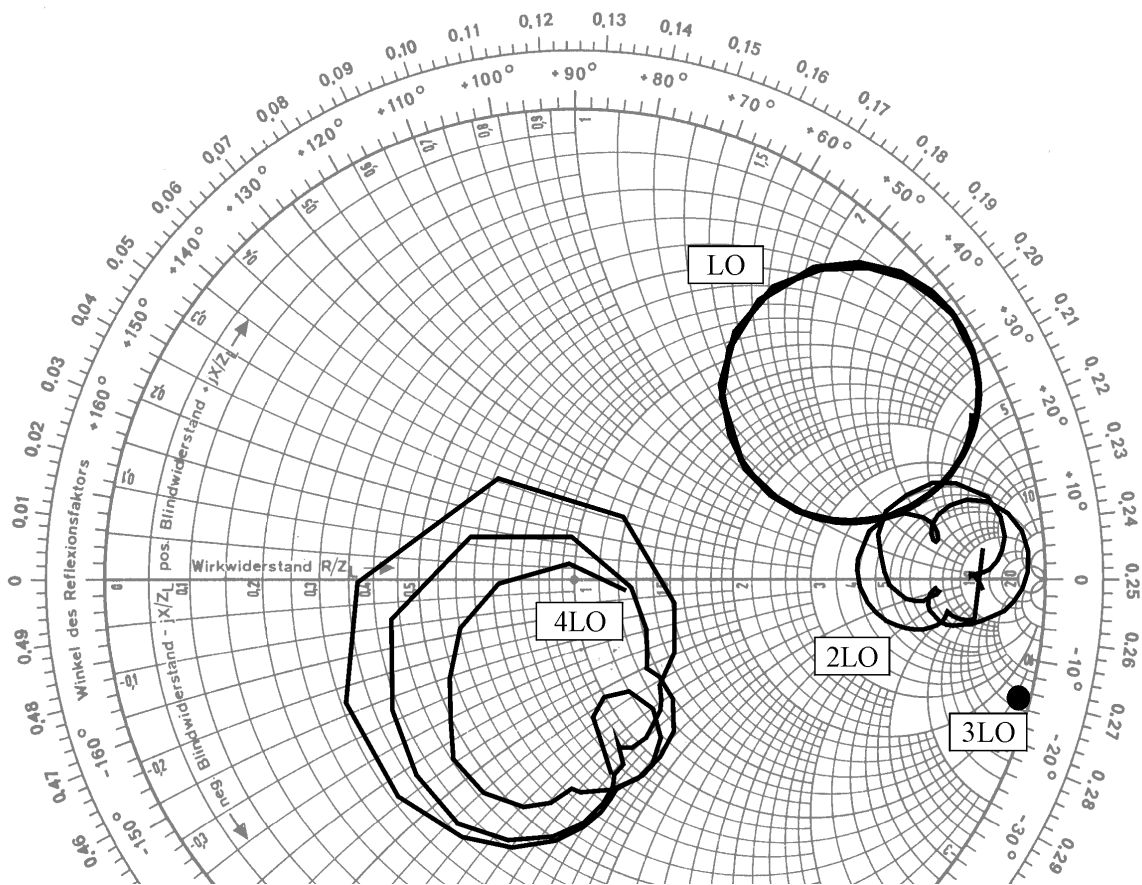


Abb. 5.2: Einbettungsimpedanzverläufe bei der Modell-Frequenz 2,35 GHz und Harmonischen.

Bei Verwendung unterschiedlich gebogener Whiskerstifte ergeben sich verschiedene Einbettungsimpedanzen. Die graphische Darstellung in Abb. 5.3 zeigt für drei unterschiedliche Formen die deutlich voneinander abweichenden Impedanzverläufe bei der Modell-Lokaloszillatorfrequenz 2,35 GHz. Die neben dem geraden Whisker (Länge: 17 mm) aufgetragenen Meßergebnisse sind bei Whiskermodellen mit ausgeprägten Krümmungen entstanden (Längen: 25,4 mm und 36,7 mm). Eine kleine Krümmung ist im Original nötig, um eine Federwirkung zu erzielen. Die Orientierung eines gekrümmten Whiskers im Hohlleiter hat keinen Einfluß auf die Einbettungsimpedanzen [72].

Zur Ermittlung der Einbettungsimpedanzen werden im Modell gerade Whisker eingesetzt. Bei diesem Vorgehen ist es jedoch nötig, die Ergebnisse in geeigneter Weise zu korrigieren, um die realen Verhältnisse annähernd wiederzugeben. Wie in [72] vorgeschlagen, wird ein aus einer Längsinduktivität und einer Querkapazität bestehendes Netzwerk zur Modifikation der gemessenen Einbettungsimpedanzen \underline{Z}_e eingesetzt (siehe Abb. 5.11). Die Korrekturglieder wirken sich entsprechend Gl. (5.1) auf die Meßwerte aus.

$$\underline{Z}_{e,\text{modifiziert}} = j\omega L_K + \frac{\underline{Z}_e}{1 + j\omega C_K \underline{Z}_e} \quad (5.1)$$

Dadurch wird der systematisch bedingte Fehler der Messung der Einbettungsimpedanzen berücksichtigt. Durch geeignete Wahl der Blindelemente L_K und C_K können auch die Meßwerte zur Beschreibung der realen Umgebung einer Diode im Originalmischer verändert werden. Weiterhin werden die Unsicherheiten der nichtmaßstabgetreuen Whiskerspitze und der Meßleitung berücksichtigt. Die Öffnung der Semi-Rigid-Leitung liefert eine zusätzliche Kapazität, die das Meßergebnis verfälscht. Die Form der Whiskerspitze weicht von der galvanisch angespitzten Originalspitze ab. Ein weiterer Unterschied zwischen Modell und Original besteht in der Oberflächenbeschaffenheit des Messings. Diese Unsicherheit ist in Gl. (5.1) nicht erfaßt und bleibt aufgrund der vorher angesprochenen bedeutenderen Fehlerquellen unberücksichtigt [66].

Die Modifikation von Z_e mit C_K und L_K liegt für die Nachbildung realer Kontaktierungen oder Übergänge im Bereich 0 – 2 fF und 0 – 100 pH [56]. Eine Frequenzabhängigkeit dieser Elemente wird nicht angenommen. In [73] wird für tiefere Frequenzen die Krümmung des Whiskers sehr gut durch einen erhöhten Wert von L_K beschrieben; dieser Zusammenhang wird in Abb. 5.3 dokumentiert. Die Impedanzen des bei der Messung eingesetzten längeren und gebogenen Whiskerstiftes können durch eine Modifikation der Meßergebnisse für den geraden Whiskerstift erreicht werden. Längere Stifte führen zu einer Erhöhung der Induktivität.

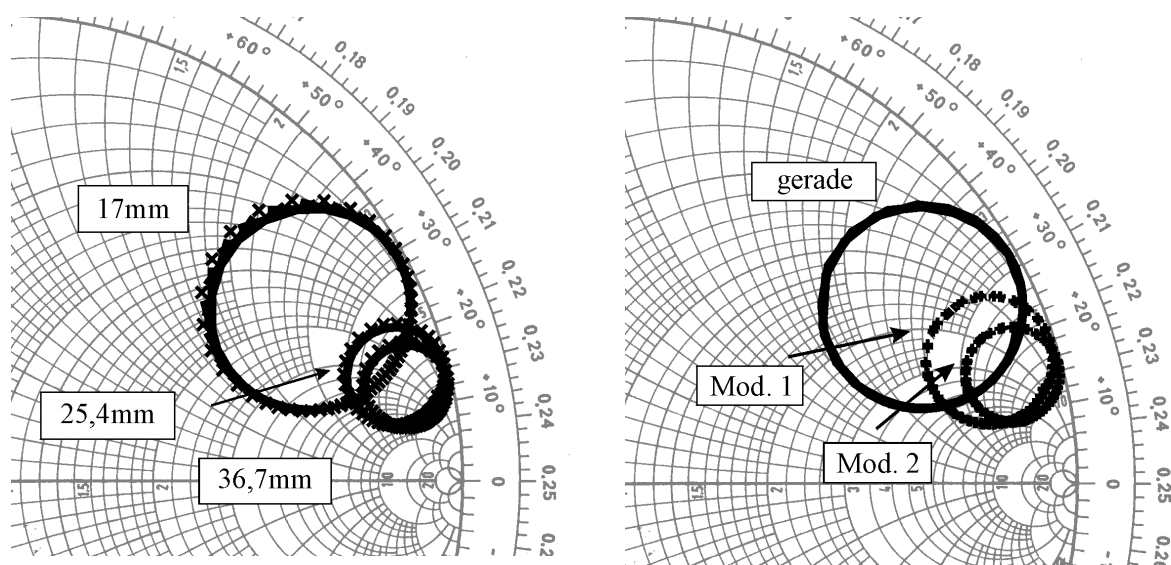


Abb. 5.3: Links befinden sich gemessene Einbettungsimpedanzverläufe für unterschiedliche Whiskerformen bei der Modell-Lokaloszillatorfrequenz 2,35 GHz. Rechts daneben sind die mit dem Netzwerk modifizierten Einbettungsimpedanzen dargestellt. Für die Nachbildung der beiden gebogenen Drähte muß die Induktivität L_K vergrößert werden (Mod. 1: $C_K = 2$ fF und $L_K = 200$ pH; Mod. 2: $C_K = 2$ fF und $L_K = 300$ pH).

5.2 Bestimmung der Einbettungsimpedanzen mit dem HFSS

Die numerische Ermittlung der Einbettungsimpedanzen erfolgt in diesem Abschnitt durch eine dreidimensionale Feldberechnung in einem Volumen, das dem Mischervolumen entspricht (siehe Abb. 5.4).

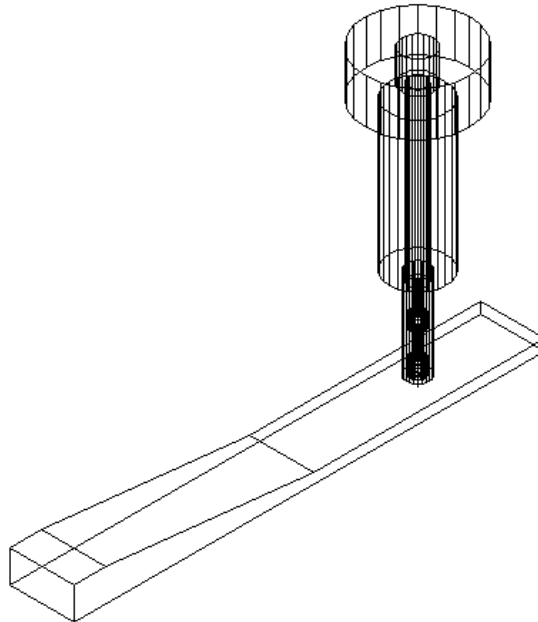


Abb. 5.4: Graphische Darstellung des mit dem HFSS simulierten Mischers

Die Impedanzen ergeben sich aus den Streuparametern, die das Softwarepaket HFSS (High Frequency Structure Simulator Release 4.0), vertrieben von der Firma Hewlett Packard, liefert. Der HFSS berechnet das elektrodynamische Verhalten passiver Strukturen auf der Basis der Methode der Finiten Elemente [50]. Dabei wird die Feldverteilung in einem abgeschlossenen Volumen ermittelt. Dessen Oberfläche wird in Teilflächen zerlegt, denen man definierte Randbedingungen zuweisen muß. Darüber hinaus können Ebenen definiert werden, deren elektromagnetisches Verhalten dem einer angeschlossenen Leitung entspricht. In diesen sogenannten Ports oder Toren werden zunächst mit Hilfe einer zweidimensionalen Analyse die Eigenmoden der entsprechenden homogenen Leitung berechnet. Die resultierende Randbedingung in den Toren ergibt sich aus der Linearkombination der Feldverteilung der zu berücksichtigenden Moden. Für die dreidimensionale Feldanalyse wird das betrachtete Volumen in schiefwinkelige Tetraeder zerlegt. Zur Lösung des Feldproblems werden diskretisierte Maxwellsche Gleichungen benutzt. Um eine hohe Genauigkeit der Lösung des elektromagnetischen Feldproblems zu erhalten, ist eine große Anzahl von Tetraedern und ein entsprechend hoher Bedarf an Rechenzeit und Arbeitsspeicher erforderlich. Aus diesem Grund wird die Diskretisierung in einem iterativen Prozeß erzeugt, in dem die vorhandene Vermaschung in Bereichen des größten Feldgradienten verfeinert wird. Die Berechnung der Moden in den Torebenen erfolgt über eine zweidimensionale

Analyse ebenfalls mit Finiten Elementen. Die Zahl der zu berechnenden Moden ist vorzugeben. Als Kriterium für die Genauigkeit der Berechnung wird das elektrische und das magnetische Feld der zu betrachtenden Moden unabhängig voneinander ermittelt. Anschließend wird aus dem elektrischen Feld das magnetische berechnet, mit der direkten Lösung verglichen und umgekehrt. Das Maschennetz wird adaptiv verfeinert, bis die maximale Energiedifferenz jedes Tetraeders bezogen auf die ihm zuzuordnende gespeicherte Energie einen vorzugebenden Wert unterschreitet. Ausgehend von den Knoten der zweidimensionalen Vermaschung wird dann das dreidimensionale Gitter aufgebaut. Für die Berechnung der Streuparameter bzw. der Impedanz an der Diode muß ein Tor definiert werden. Um nun die gemessenen Ergebnisse direkt verifizieren zu können, integriert man als Meßtor ein kleines Stück Semi-Rigid-Leitung SRL in das HFSS-Modell (siehe Abb. 5.5).

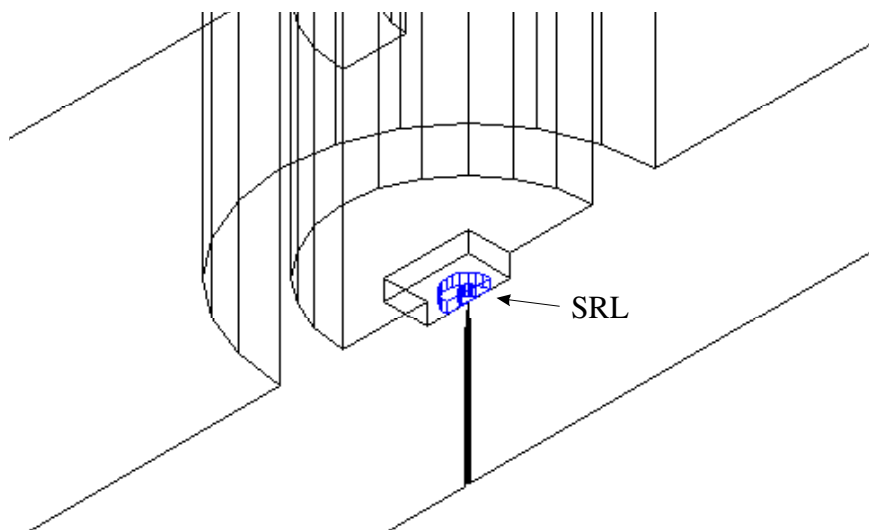


Abb. 5.5: Ausschnittsvergrößerung des Mischerkerns. In der Berechnung wird nur das hier zu sehende halbe Modell verwendet. Die Whiskerspitze kontaktiert den Innenleiter der ebenfalls halben SRL.

An diesem Tor wird mit dem Grund-Mode (TEM-Mode) angeregt. Das Mischermodell weist bzgl. der Geometrie eine Symmetrieebene in der Längsrichtung auf, so daß sich bei Anregung mit einem geraden Mode eine Symmetrie bzgl. des elektrischen Feldes ergibt. Durch Einführen einer ideal leitenden Fläche in der Symmetrieebene kann das Volumen halbiert werden. Hierdurch reduziert sich der Bedarf an Arbeitsspeicher und Rechenzeit erheblich. Für die Streuparameterberechnungen stand eine Workstation HP9000/780 J 282 mit 544 MByte Arbeitsspeicher zzgl. des Swap-Bereiches und etwa 15 GByte Festplattenkapazität zur Verfügung. Die benötigten Rechenzeiten und Speicherkapazitäten sind sehr stark von den Geometrieverhältnissen und den Genauigkeitsanforderungen abhängig. Aus diesem Grund wird das gesamte Modell in Abb. 5.4 nicht nur halbiert, sondern zusätzlich in drei Teile aufgeteilt. Der großvolumige Taper und das Tiefpaßfilter werden abgetrennt und separat berechnet. An den beiden Verbindungsstellen werden jeweils die ersten neun ausbreitungsfähigen Moden angesetzt. Die ermittelten Streuparametersätze des Hohlleiter-

Verbindungsstores und des Filter-Verbindungsstores fügen mit Hilfe einer umfangreichen Berechnungsvorschrift die drei Teile wieder zu einem Ganzen zusammen [61]. An den Toren des Gesamtmodells wird wie schon im vorherigen Abschnitt Leistungsanpassung angenommen.

Die Berandung des Mischervolumens hat die Leitfähigkeit von Messing ($1,428 \cdot 10^7$ S/m), und die Genauigkeit der berechneten Streuparameter wird auf 0,1% eingestellt. Der Whisker ist bei allen Berechnungen gerade und besitzt keine Krümmung. Weiterhin ist aufgrund des Rechenzeitbedarfs die Diskretisierung der Kurzschlußschieberstellungen wesentlich gröber als bei den beiden anderen Methoden. Die Streuparameter der Modelle müssen für jede Harmonische des Lokaloszillators neu berechnet werden. Hierin begründet sich die Beschränkung auf Frequenzen bis zur vierfachen Lokaloszillatorfrequenz 376 GHz. Die Wahl von neun betrachteten Moden an den Verbindungsstellen der einzelnen Teile ist somit ausreichend. Die erzielten Ergebnisse sind zum Vergleich mit den anderen Verfahren in Abschnitt 5.4 zu sehen.

Neben der Berechnung und Verifikation der gemessenen Einbettungsimpedanzen werden in Kapitel 6 die Streuparameter besonders bei den Seitenbandfrequenzen 84 GHz, 92,5 GHz und 95,5 GHz benötigt. Dort dienen sie zur Bestimmung der bei den angegebenen Frequenzen an die Diode abgegebenen Signalleistung.

Weiterhin lassen sich mit dem HFSS besondere Fälle simulieren, wie sie bei der praktischen Kontaktierung auftreten können. Die handgebogenen Whiskerdrähte haben nicht immer die gleiche Länge, und der aufgelötete Diodenchip besitzt nicht immer die gleiche Höhe bzw. die gleiche Menge Lötzinn unter seiner Kathode. Die beschriebenen Fälle resultieren schließlich in einer nicht mit der Hohlleiterwand abschließenden Stirnfläche des Whiskerstiftes. Dieses wird bei den Messungen am Modell und bei der analytischen Berechnung der Einbettungsimpedanzen vorausgesetzt. Das Simulationstool HFSS läßt sich für diese speziellen Fälle sehr gut einsetzen [61]. Es ergibt sich ein Versatz des Whiskerstiftes d_{wh} , wie er in Abb. 5.6 dargestellt ist.

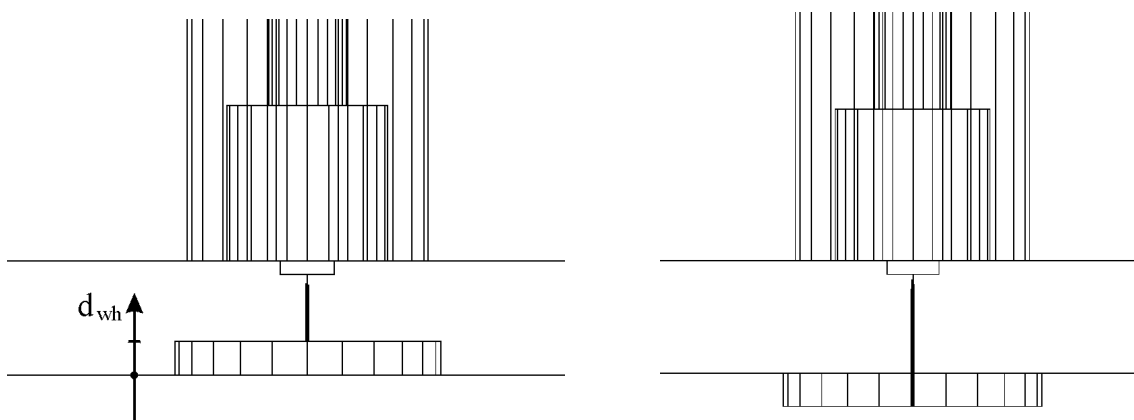


Abb. 5.6: Simulationsmodell mit nicht abschließendem Whiskerstift. Ein in den Hohlleiter hineinragender Whiskerstift wird mit positiven Werten für d_{wh} beschrieben (vgl. Abb. 2.1).

5.3 Analytische Bestimmung der Einbettungsimpedanzen

Die analytische Berechnung der Einbettungsimpedanzen geht von der Betrachtung eines Überganges zwischen Koaxial- und Hohlleiter aus. Sie stützt sich auf die Arbeiten von [73], [79], [84] und [86]. Das rechnerisch zu lösende Problem wird auf den Grundaufbau des Mischers reduziert. Die Berechnung ist bei komplexeren Geometrien, wie z. B. ein in den Hohlleiter ragender Whiskerstift, nicht in der hier vorgestellten Weise durchführbar; d. h., es lassen sich im Gegensatz zu den Modellen in Abschnitt 5.2 nur gerade ideal leitende Wände betrachten. Der Whisker ist nicht angespitzt, sondern kann nur als gerader stumpfer Draht angenommen werden. Der Vorteil dieses Verfahrens ist die sehr kurze Rechenzeit für einen kompletten Satz von Einbettungsimpedanzen und die Möglichkeit, die in Abb. 5.7 eingezeichneten Abmessungen zu variieren. Hier muß im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Methoden kein zusätzlicher Aufwand betrieben werden.

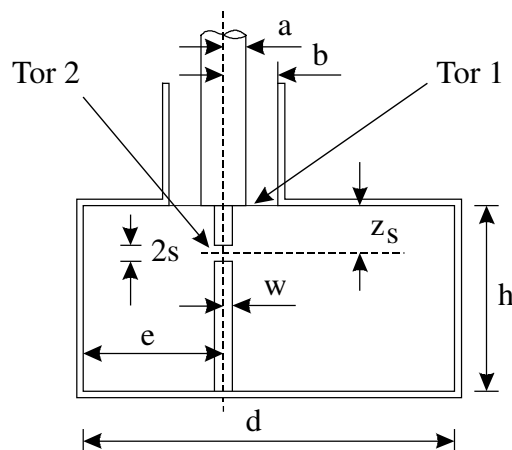


Abb. 5.7: Querschnitt des zu betrachtenden Überganges von Koaxial- auf Rechteckhohlleiter.

Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu. Für die Berechnung bietet sich das Zylinderkoordinatensystem an. Die Koaxialleiterachse ist gleichzeitig die z -Achse. Tor 1 befindet sich bei $z = 0$.

In Abb. 5.7 ist der Querschnitt der analytisch berechneten Geometrie zu sehen. Der Diodenchip wird bei diesem Berechnungsverfahren nicht berücksichtigt. Seine Abmessungen bzw. seine Höhe kommt durch die Lage des Spaltes z_s (Tor 2) zum Ausdruck. Die Spaltbreite wird sehr klein angenommen und befindet sich in der Position des eigentlichen Schottky-Überganges. Dieser Spalt wird als Eingangstor der Gesamtschaltung aufgefaßt, und daraus werden die Einbettungsimpedanzen der Diode bestimmt. Ein entscheidender Grund für den Einsatz dieser Methode ist die Möglichkeit, die Höhe h des reduzierten Hohlleiters einfach zu verändern. Für alle anderen Abmessungen gilt das gleiche, und es können so theoretische Untersuchungen durchgeführt werden, ohne an praktische Grenzen zu stoßen. Die Mischergeometrie beeinflusst die Einbettungsimpedanzen und damit den Konversionsverlust und das Rauschverhalten.

Die Gesamtanordnung des Mischers wird für die Berechnung als Vierpol aufgefaßt. Mit Hilfe der Vierpoltheorie kann das Verhalten der Anordnung durch getrennte Betrachtung der Eingangstore bestimmt werden. Tor 1 des Vierpols beschreibt das Koaxialtor und stellt die Apertur zwischen Rechteckhohlleiter und Koaxialleitung dar. Das Tor 2 bildet der Spalt des Whiskerdrahtes, der sich im Hohlleiter befindet. Die Berechnung der Einbettungsimpedanzen des Diodenmischers wird analog zur Vierpoltheorie über die Bestimmung der Admittanzparameter \underline{Y}_{11} , \underline{Y}_{12} und \underline{Y}_{22} durchgeführt. Die Berechnung des Vierpols läßt sich in drei Abschnitte aufteilen. Die Admittanz \underline{Y}_{11} ergibt sich aus dem Vierpol durch Kurzschluß des zweiten Tores. Der Spalt im Whisker wird folglich für die Bestimmung von \underline{Y}_{11} weggelassen. Die gleiche Vorgehensweise führt durch Kurzschluß bzw. Wegfall des Koaxialleiters zur Bestimmung von \underline{Y}_{22} . Der Parameter \underline{Y}_{12} ergibt sich unter Berücksichtigung beider Tore. Die Y-Parameter sind in [81], [82], [83], [85] und [87] für einen ähnlichen Aufbau bestimmt worden. In [73] wird der vorhandene Durchmessersprung zwischen dem Innenleiter der Koaxialleitung und dem Whiskerdraht berücksichtigt. Hier soll die Berechnung der Einbettungsimpedanzen zusätzlich für Frequenzen weit oberhalb des W-Bandes durchgeführt werden, und es ergibt sich ein resultierendes Ersatzschaltbild, welches den Mischeraufbau wiedergibt.

In den folgenden Abschnitten wird die Berechnungsweise der einzelnen Admittanzen skizziert. Auf die Ermittlung der Admittanz \underline{Y}_{11} wird im Gegensatz zu \underline{Y}_{12} und \underline{Y}_{22} ausführlicher eingegangen. Letztere berechnen sich in ähnlicher Weise und werden nur kurz vorgestellt. Die Zusammenführung der Elemente ergibt schließlich eine Ersatzschaltung.

5.3.1 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{11} am Koaxtor bei coaxialer Speisung

Der Übergang vom Koaxialleiter auf den Rechteckhohlleiter soll durch Schließen des Spaltes $s = 0$ in die Ersatzanordnung zur Bestimmung von \underline{Y}_{11} überführt werden. Die Berechnung dieser Admittanz geht von einer koaxial gespeisten unendlich ausgedehnten Antenne (Whisker) in einem Halbraum aus. Die obere und die seitlichen Berandungen des Hohlleiters fehlen zunächst und der Innenleiter der Koaxialleitung ist unendlich lang. Durch die Annahme axial symmetrischer Felder kann die Admittanz dieser Antennenanordnung aus den magnetischen und elektrischen Feldkomponenten in der Apertur des Überganges vom Koaxialleiter auf den Halbraum mit Antenne bestimmt werden [53]. Die Apertur ist äquivalent zu der in Abb. 5.7 mit Tor 1 bezeichneten Fläche. Es wird eine dem TEM-Mode entsprechende Feldverteilung angenommen.

$$\underline{Y}_{11} = \frac{1}{\ln(b/a)} \cdot \frac{\int_a^b \int_0^{2\pi} H_{\Theta}(r, \Theta, 0) d\Theta dr}{\int_a^b E_r(r, 0) dr} \quad (5.2)$$

Der Einfluß möglicher TM-Moden in der Apertur zwischen Koaxial- und Hohlleiter wird vernachlässigt. In [53] wird gezeigt, daß das Potential zwischen koaxialem Innen- und Außenleiter für tiefe Frequenzen (dazu zählt hier die LO-Frequenz) aus einer symmetrischen TEM-Feldverteilung des elektrischen Feldes berechnet werden kann. Für sehr hohe Frequenzen ist die aufgestellte Abschätzung in [53] nicht mehr gültig. Die Berechnung wird allerdings unter dieser Voraussetzung durchgeführt und die Betrachtung verschiedener Feldverteilungen bzw. Moden am Koaxial/Hohlleiter-Übergang vernachlässigt. Wie sich herausstellt, ist die gewünschte Vorhersage des Mischerverhaltens für verschiedene Geometrien stark von den ersten Harmonischen des Lokaloszillators abhängig, so daß die für sehr hohe Frequenzen fehlerhafte Annahme der reinen TEM-Feldverteilung in der Koaxialleitung weiterhin angesetzt werden kann. Die Admittanz wird mit Gl. (5.3) berechnet. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die später benötigten Impedanzen Z_{koax} des koaxialen Tiefpasses mit dem in Kapitel 2 beschriebenen Programm [76] ermitteln.

$$\underline{Y}_{11} = \frac{1}{U \cdot \ln(b/a)} \cdot \int_a^b \int_0^{2\pi} H_{\Theta}(r, \Theta, 0) d\Theta dr \quad (5.3)$$

Die Admittanz der Antenne mit koaxialer Speisung läßt sich allein durch das magnetische Feld in der Apertur des Koaxial/Hohlleiter-Überganges bestimmen. Aufgrund der Annahme der bekannten Verteilung der elektrischen Feldstärke in der Apertur läßt sich diese in einen magnetischen Strom umrechnen. Die Anordnung „Unendliche Antenne im Halbraum“ wird durch Spiegelung des magnetischen Stromes an der Fläche für $z = 0$ in die Anordnung „Unendliche Antenne im ganzen Raum“ überführt. Durch die Verwendung dieser Ersatzerregung für die zylindrische Antenne können das elektrische $M_{\Theta}(r, z)$ und magnetische Vektorpotential $A_z(r, z)$ im Raum bestimmt werden. Es ergibt sich unter Verwendung von [17], [45] und [69] die skalare Dgl.

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right] \cdot A_z(r, z) = -I_z(z) \frac{\delta(r-w)}{2\pi r} \quad (5.4)$$

für das magnetische Vektorpotential in den sich anbietenden Zylinderkoordinaten. Hierin ist $I_z(z)$ der Strom in axialer z -Richtung. Aufgrund der ideal angenommenen Leitfähigkeit handelt es sich um einen Oberflächenstrom. Zur Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung wird die Fouriertransformation genutzt, und es ergibt sich

$$A_z(r, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} A_z(r, z) \cdot e^{-j\alpha z} dz. \quad (5.5)$$

Die kursive Schreibweise der Großbuchstaben symbolisiert die Größen im Bildbereich.

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + (-j\alpha)^2 + k^2 \right] \cdot A_z(r, \alpha) = -I_z(\alpha) \frac{\delta(r-w)}{2\pi r} \quad (5.6)$$

Die Dgl. (5.6) läßt sich im Bildbereich mit einer Green'schen Funktion $g(r, \alpha)$ unter Berücksichtigung der Randbedingungen wie folgt lösen [1], [17].

$$\frac{2\pi A_z(r, \alpha)}{I_z(\alpha)} = g(r, \alpha) = \frac{\pi}{2j} \begin{cases} H_0^{(2)}(jqw) \cdot J_0(jqr) & ; r < w \\ H_0^{(2)}(jqr) \cdot J_0(jqw) & ; r > w \end{cases} \quad (5.7)$$

Hierin stellen J_0 die Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung und $H_0^{(2)}$ die Hankelfunktion zweiter Art und nullter Ordnung dar. Der Parameter q ergibt sich aus Gl. (5.6) zu $-q^2 = k^2 - \alpha^2$. Unter Berücksichtigung einiger Umformungen [1] geht Gl. (5.7) in

$$g(r, \alpha) = \begin{cases} K_0(qw) \cdot I_0(qr) & ; r < w \\ K_0(qr) \cdot I_0(qw) & ; r > w \end{cases} \quad (5.8)$$

über. In Gl. (5.8) sind die Funktionen I_0 und K_0 modifizierte Besselfunktionen der ersten und zweiten Art nullter Ordnung. Schließlich ergibt sich das magnetische Vektorpotential im Bildbereich zu

$$A_z(r, \alpha) = \frac{1}{2\pi} I_z(\alpha) K_0(qr) I_0(qw). \quad (5.9)$$

Das elektrische Vektorpotential M_Θ wird in ähnlicher Weise unter Verwendung der magnetischen Stromdichte $J_{m\Theta}$ berechnet. Nach der Fouriertransformation in den Bildbereich ergibt sich

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + (-j\alpha)^2 + k^2 \right] \cdot M_\Theta(r, \alpha) = -J_{m\Theta}(r, \alpha). \quad (5.10)$$

Unter Voraussetzung der TEM-Feldverteilung in der Apertur von Tor 1 ergibt sich die Green'sche Funktion für einen infinitesimal schmalen Ring der magnetischen Stromdichte im Bildbereich zu

$$g(r, r', \alpha) = -\frac{M'_\Theta(r, r', \alpha) \cdot \ln(b/a)}{2 \cdot U}. \quad (5.11)$$

Unter Verwendung von [17] und [42] löst dieser Ansatz die Dgl.

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} + q^2 \right] \cdot g(r, r', \alpha) = \frac{\delta(r - r')}{r} \quad (5.12)$$

mit

$$g(r, r', \alpha) = \begin{cases} K_1(qr') \cdot I_1(qr) & ; r < r' \\ K_1(qr) \cdot I_1(qr') & ; r > r' \end{cases} \quad (5.13)$$

Wird die Lösung der Dgl. über die Fläche der Apertur von Tor 1 integriert, ergibt sich das elektrische Vektorpotential auf drei Bereiche aufgeteilt zu

$$\begin{aligned} M_{\Theta}(r, \alpha) &= \int_a^b M'_{\Theta}(r, r', \alpha) dr' \\ &= -\frac{2 \cdot U}{\ln(b/a)} \begin{cases} I_1(qr)(K_0(qa) - K_0(qb)) & w \leq r \leq a \\ 1/qr - K_1(qr)I_0(qa) - I_1(qr)K_0(qb) & a \leq r \leq b \\ K_1(qr)(I_0(qb) - I_0(qa)) & b \leq r \end{cases} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Aus den beiden berechneten Vektorpotentialen lassen sich nach [53] die z-Komponente des elektrischen Feldes $E_z(r, \alpha)$ und die Θ -Komponente des magnetischen Feldes $H_{\Theta}(r, \alpha)$ im Bildbereich berechnen. Mit

$$E_z(r, \alpha) = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} q^2 A_z(r, \alpha) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot M_{\Theta}(r, \alpha)) \quad (5.15)$$

ergibt sich schließlich

$$\begin{aligned} E_z(r, \alpha) &= -\frac{q^2 Z_0}{j2\pi k} I_z(\alpha) I_0(qw) K_0(qr) \\ &\quad - \frac{2 \cdot U}{\ln(b/a)} \begin{cases} I_1(qr)(K_0(qa) - K_0(qb)) & w \leq r \leq a \\ 1/qr - K_1(qr)I_0(qa) - I_1(qr)K_0(qb) & a \leq r \leq b \\ K_1(qr)(I_0(qb) - I_0(qa)) & b \leq r \end{cases} \end{aligned} \quad (5.16)$$

$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ ist der Feldwellenwiderstand des freien Raumes. Analog dazu läßt sich das

magnetische Feld in folgender Weise aus den Vektorpotentialen berechnen:

$$H_{\Theta}(r, \alpha) = -j\omega\epsilon_0 M_{\Theta}(r, \alpha) - \frac{\partial}{\partial r} A_z(r, \alpha). \quad (5.17)$$

Es ergibt sich schließlich

$$H_{\Theta}(r, \alpha) = \frac{q}{2\pi} I_z(\alpha) I_0(qw) K_1(qr) + \frac{2jkU}{Z_0 \cdot q \cdot \ln(b/a)} \begin{cases} I_1(qr)(K_0(qa) - K_0(qb)) & w \leq r \leq a \\ 1/qr - K_1(qr)I_0(qa) - I_1(qr)K_0(qb) & a \leq r \leq b \\ K_1(qr)(I_0(qb) - I_0(qa)) & b \leq r \end{cases} \quad (5.18)$$

Die nächsten Schritte beschreiben den Übergang des bisher gewonnenen Ergebnisses auf eine Koaxial/Rechteckhohlleiter-Anordnung. Dazu werden zunächst nur die vertikalen Hohlleiterwände betrachtet, welche durch die Spiegelungsmethode auf eine unendliche Anzahl von horizontal angeordneten Antennen zurückzuführen sind. Aus Gl. (5.3) wird deutlich, daß die Admittanz einer koaxial gespeisten Antenne aus der H_{Θ} -Komponente bestimmt werden kann. Durch die Überlagerung der Felder der Original- und Bildantennen wird mit der Grenzbedingung des verschwindenden elektrischen Feldes auf der Antennenoberfläche der fouriertransformierte Antennenstrom $I_z(\alpha)$ bestimmt [73], [79]:

$$I_z(\alpha) = \frac{4\pi j k U}{Z_0 \cdot q^2 \cdot \ln(b/a)} \cdot \left[\frac{I_0(qa) - I_0(qb)}{I_0(qw)} + \frac{I_0(qw) \cdot (K_0(qa) - K_0(qb)) - K_0(qw) \cdot (I_0(qa) - I_0(qb))}{I_0(qw) S(qw, qd, e/d)} \right] \quad (5.19)$$

mit

$$S(qw, qd, e/d) = K_0(qw) + I_0(qw) \left[\sum_{i=-\infty; i \neq 0}^{\infty} K_0(2|i|qd) - \sum_{i=-\infty}^{\infty} K_0(2|i + e/d|qd) \right]. \quad (5.20)$$

Mit diesem Strom Gl. (5.19) und Gl. (5.18) kann dann das magnetische Feld in der direkten Umgebung $a \leq r \leq b$ der Originalantenne berechnet werden. Es besteht aus dem magnetischen Feld der Originalantenne Gl. (5.21) (Index 0) und den Feldern der anderen Antennen Gl. (5.22) (Index n) [83]. Die zugrunde liegende Koordinatentransformation ist in Abb. 5.8 zu sehen.

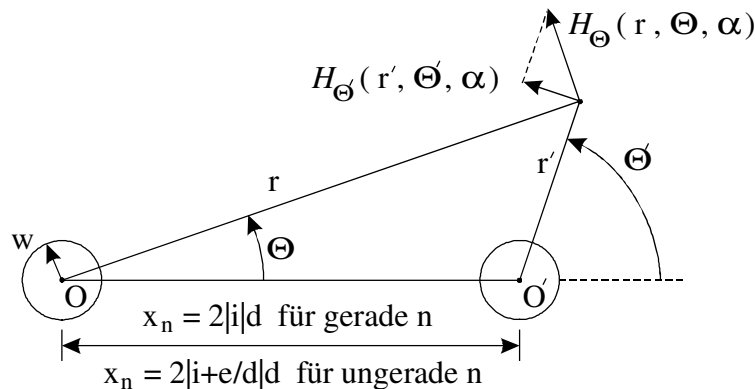


Abb. 5.8: Darstellung der Koordinatentransformation mit den verwendeten Variablen

$$H_{\Theta,0}(r, \alpha) = \frac{2jkU}{Z_0 \cdot q \cdot \ln(b/a)} \cdot \left[\frac{1}{qr} - K_1(qr)I_0(qb) - I_1(qr)K_0(qb) \right. \\ \left. + K_1(qr) \frac{I_0(qw) \cdot (K_0(qa) - K_0(qb))}{S(qw, qd, e/d)} + K_1(qr) \frac{K_0(qw) \cdot (I_0(qb) - I_0(qa))}{S(qw, qd, e/d)} \right] \quad (5.21)$$

$$H_{\Theta',n}(r', \alpha) = \frac{2jkU}{Z_0 \cdot q \cdot \ln(b/a)} \cdot \frac{I_0(qw) \cdot (K_0(qa) - K_0(qb)) + K_0(qw) \cdot (I_0(qb) - I_0(qa))}{S(qw, qd, e/d)} \\ \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} K_{m+1}(qx_n) I_m(qr') (-1)^m \cos((m+1)\Theta') \quad (5.22)$$

Bevor die horizontalen Hohlleiterwände berücksichtigt werden, wird die Admittanz der horizontal gespiegelten Antennen im Bildbereich bestimmt. Die gestrichenen Koordinaten gehen in die ungestrichenen über und das Ergebnis lautet:

$$Y(\alpha) = \frac{4\pi jkU}{Z_0 \cdot q^2 \cdot \ln^2(b/a)} \cdot \left\{ \ln\left(\frac{b}{a}\right) + K_0(qb)I_0(qa) - K_0(qa)I_0(qb) - \right. \\ \left. \left\{ (K_0(qb) - K_0(qa)) + (I_0(qb) - I_0(qa)) \cdot \left[\sum_{i=-\infty}^{\infty} K_0(2|i+e/d|qd) - \sum_{i=-\infty; i \neq 0}^{\infty} K_0(2|i|qd) \right] \right\} \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{I_0(qw) \cdot (K_0(qa) - K_0(qb)) + K_0(qw) \cdot (I_0(qb) - I_0(qa))}{S(qw, qd, e/d)} \right) \right\}. \quad (5.23)$$

Die Spiegelung an den waagerechten Hohlleiterwänden wird durch Verschiebung und Überlagerung der Admittanzen $Y(\alpha)$ mit $z = 2nh$ bestimmt. Die Gesamtadmittanz \underline{Y}_{11} läßt sich unter Anwendung der Poisson-Summenformel [11] direkt aus den fouriertransformierten Admittanzen $Y(\alpha)$ berechnen.

$$\underline{Y}_{11} = \frac{1}{2h} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Y(z) \exp(jn\pi z/h) dz = \\ \frac{1}{2h} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y(n\pi/h) = \frac{1}{2h} \left[Y(0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Y(n\pi/h) \right] \quad (5.24)$$

Die Variable $q^2 = \alpha^2 - k^2$ enthält nun aufgrund der Poisson-Summenformel den Ausdruck $\alpha = n\pi/h$; anstelle von q wird die Variable q_n eingeführt. Für $n\pi/kh > 1$ gilt:

$$q = kq_n = k \sqrt{\left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2 - 1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{cn\pi}{\omega h}\right)^2 - 1}. \quad (5.25)$$

Für $n\pi/kh < 1$ geht Gl. (5.25) über in

$$q_n = j\bar{q}_n = j\sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh}\right)^2}. \quad (5.26)$$

Diese Fallunterscheidung wird in die Berechnung Gl. (5.23) der Gesamt-Admittanz \underline{Y}_{11} an Tor 1 integriert. Nach einigen Umformungen [80] ergibt sich schließlich

$$\underline{Y}_{11} = -\frac{2j\pi}{Z_0 \cdot k \cdot h \cdot \ln^2(b/a)} \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \cdot k \cdot h \cdot \cot(kh) - \bar{D}_0^{11} - 2 \sum_{n=1}^N \bar{D}_n^{11} - 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} D_n^{11} \right]. \quad (5.27)$$

Die Ausdrücke für \bar{D}_n^{11} und D_n^{11} sind im Anhang zu Kapitel 5 aufgeführt. Die Grenze der Summenbildung N ist abhängig von Gl. (5.26) und der Frequenz.

5.3.2 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{12} zwischen Spalt und Tiefpaßfilter

Der nächste zu berechnende Parameter des linearen passiven Vierpols ist die Admittanz \underline{Y}_{12} bzw. \underline{Y}_{21} , welche eine Übertragungsfunktion zwischen den Toren darstellt. Es wird jetzt der Spalt mit der Höhe $2s$ an der Stelle z_s (siehe Abb. 5.7) angenommen. Für das Spalttor gilt unter der Annahme eines konstanten E-Feldes im Spalt [81]

$$\underline{Y}_{12} = \frac{1}{2sU} \cdot \int_{z_s-s}^{z_s+s} I_z(z) dz. \quad (5.28)$$

Der Antennenstrom im Bildbereich $I_z(\alpha)$ aus Gl. (5.19) wurde aus der unendlichen Spiegelung der Originalantenne an den vertikalen Hohlleiterwänden gewonnen. Die horizontalen Wände blieben bis dahin unberücksichtigt. Wie bereits bei der Berechnung der Admittanz dieser Antenne, so wird auch der resultierende Antennenstrom aus der Überlagerung der in z -Richtung verschobenen Anordnungen ermittelt. Unter Ausnutzung der Poisson-Summenformel und des Verschiebungssatzes der Fouriertransformation läßt sich der resultierende Antennenstrom $I_z(z)$ direkt aus der Überlagerung der fouriertransformierten Antennenströme $I_z(\alpha)$ berechnen, welche sich aus der bereits durchgeführten horizontalen Spiegelung ergeben.

$$\begin{aligned} I_z(z) &= \frac{1}{2h} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(jn\pi z/h) I_z(n\pi/h) = \\ &= \frac{1}{2h} \left[I_z(0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_z(n\pi/h) \cdot \cos(n\pi z/h) \right] \end{aligned} \quad (5.29)$$

Zusammen mit Gl. (5.28) folgt für die Spalt/Koaxialtor-Admittanz:

$$\underline{Y}_{12} = \frac{1}{4Ush} \int_{z_s-s}^{z_s+s} \left[I_z(0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_z(n\pi/h) \cdot \cos(n\pi z/h) \right] dz. \quad (5.30)$$

Nach der Durchführung der Integration und dem Einsetzen der Ausdrücke für die Bildströme ergibt sich für die Admittanz zwischen dem Spalt- und dem Koaxialtor:

$$\begin{aligned} \underline{Y}_{12} = \frac{2\pi j}{Z_0 k \cdot h \cdot \ln(b/a)} & \left[-j \cdot \frac{J_0(kw)(Y_0(kb) - Y_0(ka)) + Y_0(kw)(J_0(ka) - J_0(kb))}{J_0(kw) \bar{S}(kw, kd, e/d)} \right. \\ & \left. + \frac{J_0(kb) - J_0(ka)}{J_0(kw)} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} D_n^{12} \cdot \cos(n\pi \cdot z_s/h) \cdot \frac{\sin(n\pi \cdot s/h)}{(n\pi \cdot s/h)} \right]. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Hierin ist Y_0 eine Besselfunktion zweiter Art und nullter Ordnung. Auch an dieser Stelle muß für den Ausdruck D_n^{12} bzgl. der Variablen q eine Fallunterscheidung vorgenommen werden. Für $n\pi/kh > 1$ gilt der im Anhang zu Kapitel 5 zu sehende Ausdruck D_n^{12} . Für Frequenzen $f > nc/2h$ ist der Ausdruck $n\pi/kh < 1$. Es findet dann die ebenfalls im Anhang zu Kapitel 5 dargestellte Beziehung \bar{D}_n^{12} in Gl. (5.31) Verwendung. c ist die Lichtgeschwindigkeit.

5.3.3 Berechnung der Admittanz \underline{Y}_{22} am Spalttor

In diesem Abschnitt wird die Admittanz einer zylindrischen Antenne in einem Rechteckhohlleiter angegeben, die einen Spalt an der Stelle $z = z_s$ mit der Breite $2s$ besitzt. Der koaxiale Anschluß ist verschwunden bzw. kurzgeschlossen. Zur Berechnung der Admittanz wird eine spaltförmige, zylindrische Speisung der Antenne angesetzt. Analog zur Vorgehensweise bei der Antenne mit koaxialer Speisung, werden auch in diesem Fall die Hohlleiterwände durch eine unendliche Spiegelung der Originalantenne ersetzt. Die Berechnung ist äquivalent zur Bestimmung der Admittanz \underline{Y}_{11} [81]. Das Ergebnis der Spalttor-Admittanz lautet:

$$\begin{aligned} \underline{Y}_{22} = \frac{2\pi j}{Z_0 k \cdot h} & \cdot \left[\bar{D}_0^{22} + 2 \sum_{n=1}^N \bar{D}_n^{22} \cdot \left(\cos(n\pi \cdot z_s/h) \cdot \frac{\sin(n\pi \cdot s/h)}{n\pi \cdot s/h} \right)^2 + \right. \\ & \left. 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} D_n^{22} \cdot \left(\cos(n\pi \cdot z_s/h) \cdot \frac{\sin(n\pi \cdot s/h)}{n\pi \cdot s/h} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (5.32)$$

Die Ausdrücke für \bar{D}_n^{22} und D_n^{22} befinden sich im Anhang zu Kapitel 5.

5.3.4 Ersatzschaltung zur Berechnung der Einbettungsimpedanzen

In den vorherigen Abschnitten sind die Y-Parameter des Koaxial/Spalt-Überganges berechnet worden. Diese Parameter sollen in einem den Übergang beschreibenden Ersatzschaltbild (siehe Abb. 5.9) Verwendung finden. Die Zählpfeileinträge stimmen mit dem Ansatz von Strom und Spannung für die Berechnung der Y-Parameter überein [73], [79].

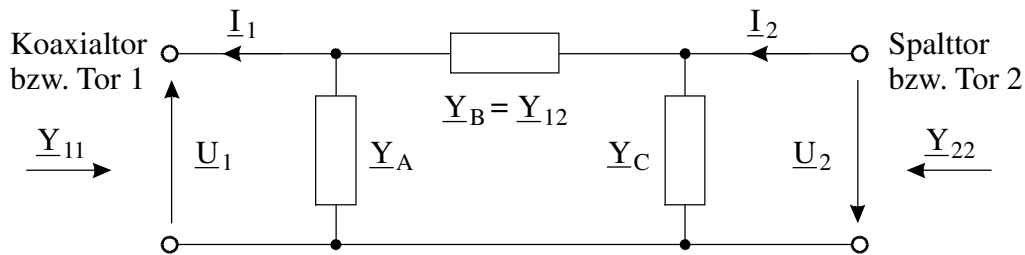


Abb. 5.9: π - Ersatzschaltbild des Koaxial/Spalt-Überganges

Die neu eingeführten Variablen \underline{Y}_A , \underline{Y}_B und \underline{Y}_C des π - Ersatzschaltbildes lassen sich aus den bisher berechneten \underline{Y}_{11} , \underline{Y}_{12} und \underline{Y}_{22} bestimmen. \underline{Y}_{11} und \underline{Y}_{22} sind für Kurzschlüsse am jeweils anderen Tor ermittelt worden.

$$\underline{Y}_A = \underline{Y}_{11} - \underline{Y}_{12} \quad (5.33)$$

$$\underline{Y}_B = \underline{Y}_{12} \quad (5.34)$$

$$\underline{Y}_C = \underline{Y}_{22} - \underline{Y}_{12} \quad (5.35)$$

Dieses Zweitor-Ersatzschaltbild stellt den Koaxial/Spalt-Übergang für den Fall der angepaßten Hohlleiterarme dar; es wird durch die Spiegelungsmethode ein unendlich langer Hohlleiter angenommen. Aus den Ersatzschaltbildelementen bzw. Y-Parametern wird ein modifiziertes Ersatzschaltbild mit konzentrierten Elementen entwickelt, das den Einfluß des Kurzschlußschiebers und höherer Hohlleitermoden berücksichtigt. Dazu werden modenabhängige Tore eingeführt, die den symmetrischen Abschluß der Hohlleitertore nicht mehr voraussetzen.

Der Ausdruck $\bar{S}(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kw, e/d)$, der für $n\pi/kh < 1$ Gültigkeit besitzt und im Anhang zu Kapitel 5 zu finden ist, läßt sich nach [83] mit einigen Umformungen in der folgenden Form schreiben:

$$\begin{aligned} \bar{S}(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kw, e/d) &= \frac{2j}{\pi} \cdot J_0(\bar{q}_n kw) \cdot \\ &\left[\left\{ \ln \left(\frac{C \bar{q}_n kd}{\pi} \cdot \sin \left(\frac{\pi e}{d} \right) \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{q}_n kd}{\pi} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\pi e}{d} \right) \cdot \left[2 \cdot \ln \left(2 \cdot \sin \left(\frac{\pi e}{d} \right) \right) - \frac{3}{2} \right] - \frac{\pi}{2} \frac{Y_0(\bar{q}_n kw)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \left(1 - \cos \left(\frac{2m\pi e}{d} \right) \right) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{m^2 - (\bar{q}_n kd/\pi)^2}} - \frac{1}{m} \cdot \left(1 + \frac{\alpha_m}{2} \cdot \left(\frac{\bar{q}_n kd}{\pi} \right)^2 \right) \right] \right\} \right] \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$\text{Hierin ist } C = 1,78107241, \quad \bar{q}_n = \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi}{kh} \right)^2} \quad \text{und} \quad \alpha_m = \begin{cases} 0 & m = 1 \\ 1/(m^2 - 1) & m > 1 \end{cases}$$

Die Variablen m und n in Gl. (5.36) resultieren aus der horizontalen und aus der vertikalen Spiegelung an den Hohlleiterwänden. Sie beschreiben die H_{mn} -Moden im Rechteckhohlleiter. Der Summenterm in Gl. (5.36) wird in ausbreitungsfähige und gedämpfte Moden bzw. Teilsommen aufgeteilt. Die Terme der im Hohlleiter berücksichtigten Moden $[1 \dots M][0 \dots N]$ werden aus dem Ausdruck herausgezogen, wobei die gesamte Gleichung immer nur für ein n betrachtet wird. Die durch die Trennung verbleibenden Impedanzen bilden einen sogenannten Restmodenterm, für den die gesamte Gl. (5.36) rein imaginär ist. Für den Rest-Moden-Term $[M+1 \dots \infty]$ folgt:

$$\begin{aligned} jX_{Mn} &= j \frac{khZ_0}{2\pi \sin^2(\pi e/d)} \cdot \\ &\left[\left\{ \ln \left(\frac{C \bar{q}_n kd}{\pi} \cdot \sin \left(\frac{\pi e}{d} \right) \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{q}_n kd}{\pi} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\pi e}{d} \right) \cdot \left[2 \cdot \ln \left(2 \cdot \sin \left(\frac{\pi e}{d} \right) \right) - \frac{3}{2} \right] - \frac{\pi}{2} \frac{Y_0(\bar{q}_n kw)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right\} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{m=1}^M \left\{ 2 \cdot \sin^2 \left(\frac{m\pi e}{d} \right) \cdot \frac{1}{m} \cdot \left(1 + \frac{\alpha_m}{2} \left(\frac{\bar{q}_n kd}{\pi} \right)^2 \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=M+1}^{\infty} \left\{ 2 \cdot \sin^2 \left(\frac{m\pi e}{d} \right) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{m^2 - (\bar{q}_n kd/\pi)^2}} - \frac{1}{m} \cdot \left(1 + \frac{\alpha_m}{2} \left(\frac{\bar{q}_n kd}{\pi} \right)^2 \right) \right] \right\} \right] \end{aligned} \quad (5.37)$$

Nach Durchführung der Trennung ergibt sich eine Darstellungsweise, in der die Wellenwiderstände für die einzelnen H_{mn} -Moden separat erscheinen. Der Faktor $1/2$ in der Summe verdeutlicht die Parallelschaltung zweier unendlich ausgedehnter Hohlleiterarme.

$$\bar{S}(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kw, e/d) = 4 \frac{J_0(\bar{q}_n kw)}{khZ_0} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi e}{d} \right) \cdot \left[jX_{Mn} + \sum_{m=1}^M R_{W, mn}^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot Z_{WH, mn} \right] \quad (5.38)$$

Hierin ist

$$R_{w, mn}^2 = \frac{\sin^2(m\pi e/d)}{\sin^2(\pi e/d)} \quad (5.39)$$

ein Vorfaktor und

$$Z_{WH, mn} = \frac{jZ_0}{\sqrt{\left(\frac{\pi m}{dk}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{hk}\right)^2} - 1} \quad (5.40)$$

der Wellenwiderstand des H_{mn} -Modes. Im Ersatzschaltbild Abb. 5.10 des Koaxial/Spalt-Überganges sind die einzelnen Tore der H_{mn} -Moden bzgl. m in Reihe geschaltet und mit einem Transformator an die Schaltung angekoppelt. Die nicht ausbreitungsfähigen Moden befinden sich mit X_{Mn} in Reihe zu den Hohlleitertoren. Da beim Mischer der Hohlleiter in der Höhe reduziert ist, treten Moden bzgl. n erst für höhere Frequenzen auf. Diese Anteile befinden sich in einem parallelen Zweig. Für n größer N gibt es keine ausbreitungsfähigen Moden mehr. Die Restmoden werden in dem Zweig parallel zu den anderen Zweigen berücksichtigt. Die Größen B_A , B_B und B_C sind reine Blindelemente und befinden sich im Anhang zu Kapitel 5. Das Ersatzschaltbild soll mit den berechneten Ausdrücken für \underline{Y}_{11} und \underline{Y}_{22} korrespondieren, daher werden weitere Faktoren als Transformatoren in Abb. 5.10 integriert [73], [79]. $R_{1,n}$ ist ein zusätzlicher Faktor als Verbindung zur Koaxialleitung und $R_{2,n}$ ein Faktor für das Spalttor.

$$R_{1,0} = \frac{2 \cdot \ln(b/a) J_0(kw) \sin(\pi e/d)}{\pi (J_0(kw)(Y_0(kb) - Y_0(ka)) + Y_0(kw)(J_0(ka) - J_0(kb)))} \quad (5.41)$$

$$R_{2,0} = J_0(kw) \sin(\pi e/d) \quad (5.42)$$

Für $n > 0$ gilt dann aufgrund von Gl. (5.32) und Gl. (5.27)

$$R_{1,n} = \frac{-\sqrt{2} \ln(b/a) J_0(\bar{q}_n kw) \sin(\pi e/d)}{\pi (J_0(\bar{q}_n kw)(Y_0(\bar{q}_n kb) - Y_0(\bar{q}_n ka)) + Y_0(\bar{q}_n kw)(J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb)))} \quad (5.43)$$

$$R_{2,n} = \frac{J_0(\bar{q}_n kw) \sin(\pi e/d)}{\sqrt{2} \cos(n\pi \cdot z_s/h) \frac{\sin(n\pi \cdot s/h)}{n\pi \cdot s/h}} \quad (5.44)$$

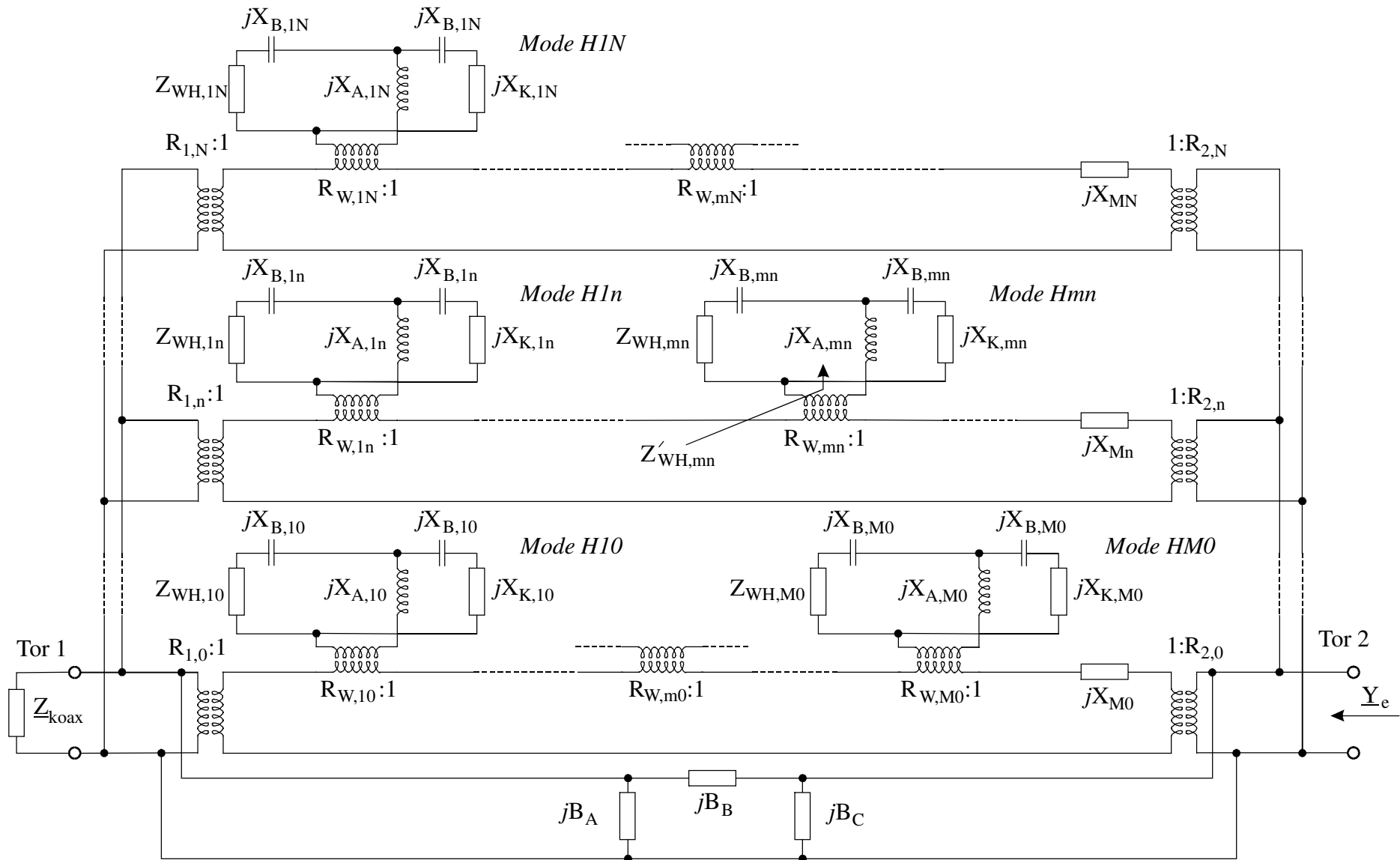


Abb. 5.10: Ersatzschaltbild zur analytischen Berechnung der Einbettungsimpedanz unter Darstellung der einzelnen Hohlleitermoden

In Abb. 5.10 sind die beiden Tore für die Hohlleiterarme für jeden auftretenden H-Mode zu sehen. E-Moden treten im Hohlleiter aufgrund der Berechnung mit der Spiegelungsmethode nicht auf. Die Tore sind in Richtung Taper mit dem Wellenwiderstand $Z_{WH,mn}$ und in die andere Richtung mit dem transformierten Kurzschlußschieber $X_{K,mn}$ abgeschlossen. Der Kurzschlußschieber besitzt für alle Frequenzen Totalreflexion. Diese beiden Annahmen verlieren laut Tabelle 2.1 und 2.2 für höhere Moden und Frequenzen an Gültigkeit. Für die analytische Berechnung der Einbettungsimpedanzen wird diese Tatsache vernachlässigt.

An der Verbindungsstelle zwischen den beiden Hohlleitern ist im Ersatzschaltbild die aus den Elementen $X_{A,mn}$ und $X_{B,mn}$ bestehende Schaltung vorgesehen. Diese Elemente berücksichtigen die Ausdehnung der Antenne bzw. des Pfostens in Richtung der Hohlleiterachse. Sie sind aus der bisherigen Berechnung der Y-Parameter, in der unendlich lange Hohlleiter angenommen werden, nicht bestimmbar. Für die Kapazitäten zwischen dem Whisker und den beiden Hohlleiterwänden wird

$$X_{B,mn} = -4Z_0\pi kh(w/d)^2 \sin^2(\pi e/d) \quad (5.45)$$

verwendet [43]. Die Wirkung des Spaltes im Whisker wird vernachlässigt, weil er sehr klein gegenüber der Whiskerlänge ist. Wie in [73] gilt diese Näherung auch hier nur für den interessierenden Frequenzbereich für alle H_{mn} -Moden. Sie ist zulässig, da die Kapazitäten aufgrund des großen Verhältnisses zwischen Hohlleiterbreite und Whiskerdraht-Durchmesser sehr klein sind. Damit das Ersatzschaltbild weiterhin die korrekten Y-Parameter zwischen dem Koaxialtor bzw. Tor 1 und dem Spalttor bzw. Tor 2 liefert, muß der Einfluß der zusätzlich in das Bild eingefügten Kapazitäten $X_{B,mn}$ durch eine Induktivität $X_{A,mn}$ kompensiert werden. Für den Fall des symmetrischen Abschlusses beider Hohlleitertore mit den Hohlleiter-Wellenwiderständen $Z_{WH,mn}$ wird diese Maßnahme deutlich. Darum ist

$$X_{A,mn} = -\frac{1}{2}X_{B,mn}. \quad (5.46)$$

Eine weitere Änderung der Abb. 5.10 gegenüber der Gl. (5.38) ist der unsymmetrische Abschluß der Hohlleiterarme. Für den Zweig mit dem Kurzschlußschieber in einer Entfernung l von der Diode gilt [38], [44]:

$$X_{K,mn} = Z_{WH,mn} \tan(\beta_{mn} \cdot l). \quad (5.47)$$

Die Ausbreitungskonstante β_{mn} ergibt sich aus [44] zu

$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 - (m\pi/d)^2 - (n\pi/h)^2} = 2\pi/\lambda_{gmn}. \quad (5.48)$$

Es werden auch nicht ausbreitungsfähige Moden in dieser Weise behandelt, was besonders für kleine Dämpfungskonstanten und geringe Entfernungen l interessant ist. Die Gl. (5.47) und

(5.48) ergeben sind bei gedämpften Moden entsprechend. Diese Betrachtungen werden bei der rechnergestützten Berechnung der Einbettungsimpedanzen berücksichtigt.

Aufgrund des unsymmetrischen Abschlusses der Hohlleitertore kann in Gl. (5.38) nicht mehr der Wellenwiderstand nach Gl. (5.40) eingesetzt werden. Es ergibt sich vielmehr die Impedanz $\underline{Z}'_{\text{WH,mn}}$, welche die Abschlüsse der Hohlleitertore in Abb. 5.10 enthält.

$$\underline{Z}'_{\text{WH,mn}} = jX_{\text{A,mn}} + j \frac{Z_{\text{WH,mn}} X_{\text{B,mn}} + Z_{\text{WH,mn}} X_{\text{K,mn}} + jX_{\text{B,mn}}^2 + jX_{\text{B,mn}} X_{\text{K,mn}}}{Z_{\text{WH,mn}} + j2X_{\text{B,mn}} + jX_{\text{K,mn}}} \quad (5.49)$$

Wird diese Modifikation ebenfalls bei der Berechnung berücksichtigt, so ergibt sich mit Abb. 5.9 und 5.10 die gewünschte Spalttor- bzw. Einbettungs-Admittanz \underline{Y}_e zu:

$$\underline{Y}_e = \frac{1}{\underline{Z}_e} = \frac{\underline{Y}_{22} + \underline{Z}_{\text{koax}} \cdot (\underline{Y}_{11} \underline{Y}_{22} - \underline{Y}_{12}^2)}{1 + \underline{Z}_{\text{koax}} \underline{Y}_{11}} \quad (5.50)$$

Das somit entstandene Simulationspaket liefert in sehr kurzer Zeit ganze Sätze von Einbettungsimpedanzen, die das Mischer-Simulationsprogramm direkt verarbeiten kann. Alle in die Berechnung einfließenden Parameter können variiert werden.

5.4 Vergleich der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der drei Verfahren zur Bestimmung der Einbettungsimpedanzen bei den Harmonischen der LO-Frequenz und deren Seitenbändern verglichen. In Abschnitt 5.1 ist die Korrektur der Einbettungsimpedanzen nach [66] mit einem Transformations- bzw. Korrektornetzwerk angedeutet worden. Das Netzwerk setzt sich nach Abb. 5.11 aus einer Induktivität und einer Kapazität zusammen und beinhaltet die Unsicherheiten bei der Messung der Einbettungsimpedanzen sowie Abweichungen der Whiskerform von der Simulation.

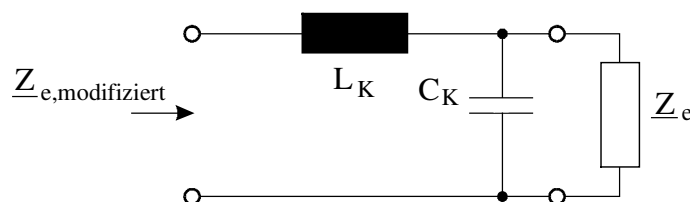


Abb. 5.11: Korrektornetzwerk für die Einbettungsimpedanzen

Die für die Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes einzusetzenden Impedanzen werden nach Gl. (5.1) mit $0 - 2 \text{ fF}$ und $0 - 100 \text{ pH}$ modifiziert. Die modifizierten Einbettungsimpedanzen werden in das Mischer-Simulationsprogramm eingelesen, um die gemessenen mit den simulierten Konversionsverlusten (siehe Kapitel 6) zu vergleichen.

Im folgenden werden die Ergebnisse der drei Methoden vorgestellt, zuerst die Einbettungsimpedanzen bei der Lokaloszillatorfrequenz und den Vielfachen der LO-Frequenz. Danach werden der Einfluß von Fertigungstoleranzen, Änderungen in der Mischergeometrie und schließlich die Auswirkungen der Whiskerstiftstellung d_{wh} gezeigt. Alle vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf einen Aufbau mit einem geraden Whiskerdraht. Für die analytische Berechnung gilt $z_s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $w = 7,5 \text{ }\mu\text{m}$ und $s = 5 \text{ }\mu\text{m}$ (siehe Abb. 5.7).

5.4.1 Vergleich der Einbettungsimpedanzen

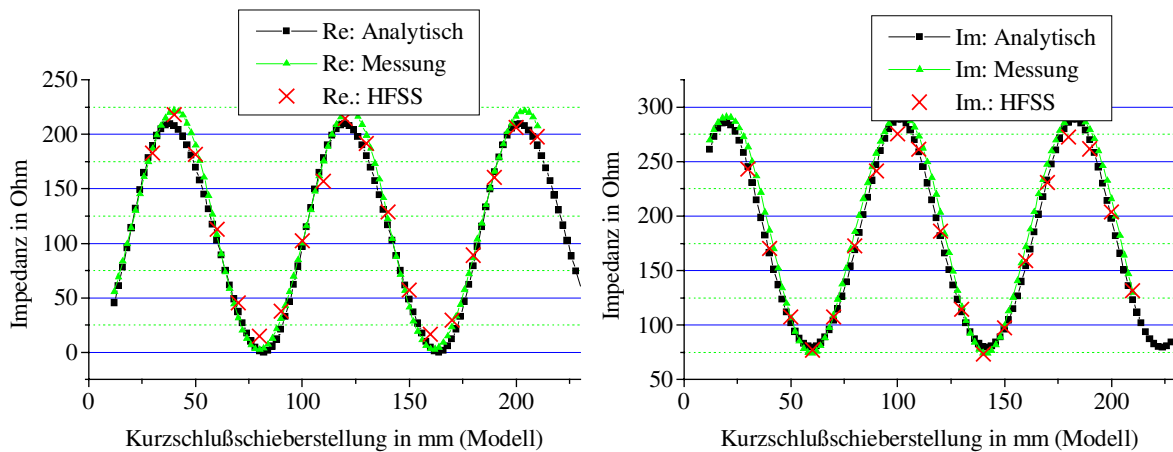


Abb. 5.12: Vergleich der Einbettungsimpedanzen für $f_{\text{LO}} = 94 \text{ GHz}$

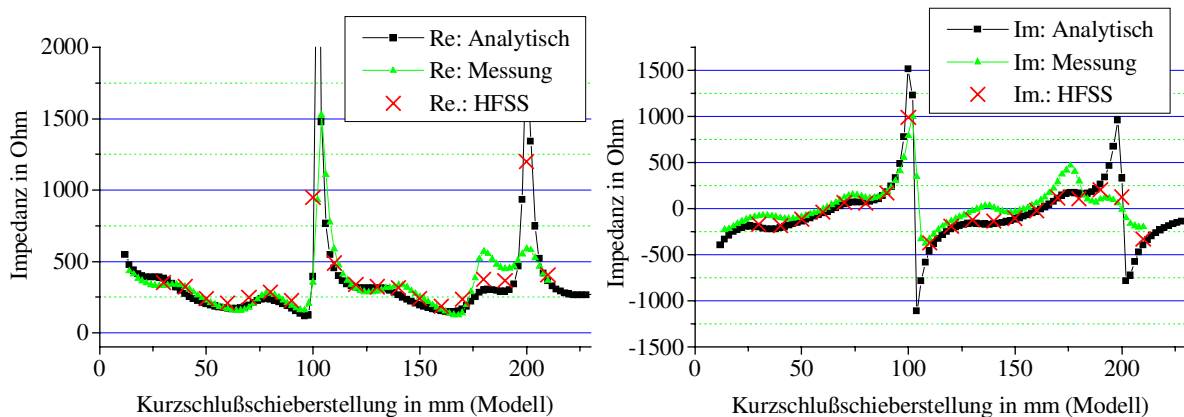


Abb. 5.13: Vergleich der Einbettungsimpedanzen für $2f_{\text{LO}} = 188 \text{ GHz}$. Es treten Differenzen auf, die mit Fertigungstoleranzen erklärt werden können.

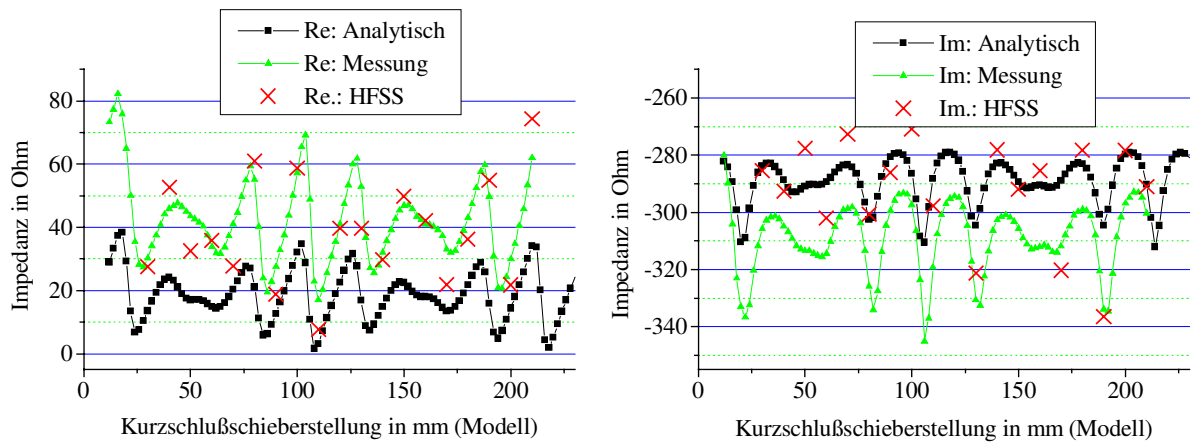


Abb. 5.14: Vergleich der Einbettungsimpedanzen für $3f_{LO} = 282$ GHz. Die qualitativen Verläufe der Einbettungsimpedanzen sind gleich. Es tritt jedoch ein Offset von etwa 20Ω auf.

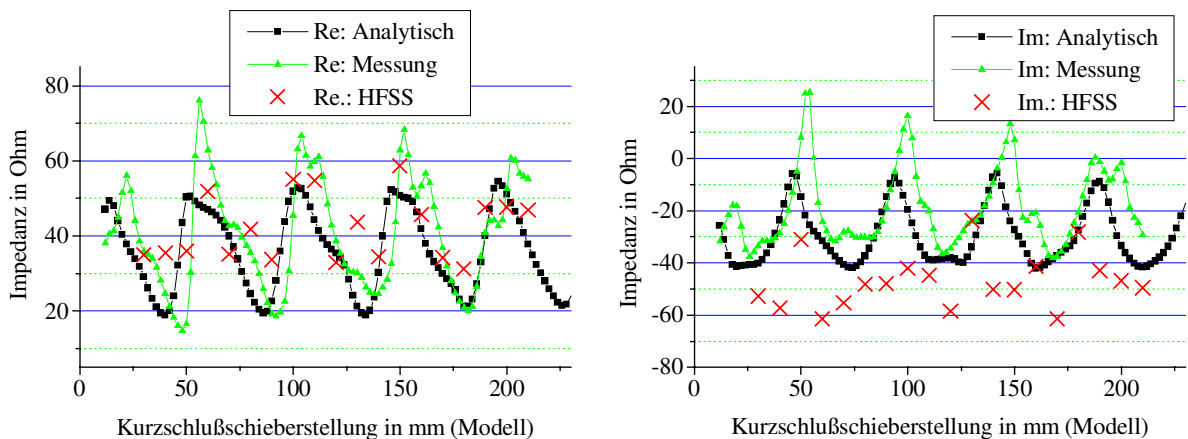


Abb. 5.15: Vergleich der Einbettungsimpedanzen für $4f_{LO} = 376$ GHz.

Die beste Übereinstimmung der Ergebnisse der drei Bestimmungs-Methoden wird bei der LO-Frequenz erzielt. Bei 188 GHz zeigen die Verläufe unter Berücksichtigung der groben Auflösung qualitativ und quantitativ eine gute Übereinstimmung. Die Differenzen bei der zweiten Resonanzstelle sind Fertigungstoleranzen zuzuschreiben (siehe Abb. 5.17). Die Kurven in den Abb. 5.14 und 5.15 haben einen qualitativ gleichen Verlauf. Es treten allerdings bei den höheren Frequenzen (282 GHz und 376 GHz) größere Differenzen zwischen den Einbettungsimpedanzen auf, die sich auf die in den jeweiligen Berechnungs-Methoden gemachten Vereinfachungen und Vernachlässigungen zurückführen lassen. Unter dieser Voraussetzung läßt die gute qualitative und quantitative Übereinstimmung der Ergebnisse bis zur vierfachen LO-Frequenz eine Verwendung aller Berechnungs-Verfahren zu.

Als nächstes wird die Reaktion des Mischer-Simulationsprogrammes auf die Differenzen und auf die Anzahl der Einbettungsimpedanzen bei den verwendeten Harmonischen untersucht. Dazu sind die verfügbaren Konversionsverluste in der folgenden Abb. 5.16 für verschiedene Konstellationen dargestellt. Es werden nur die meßtechnisch und analytisch ermittelten Einbettungsimpedanzen verwendet.

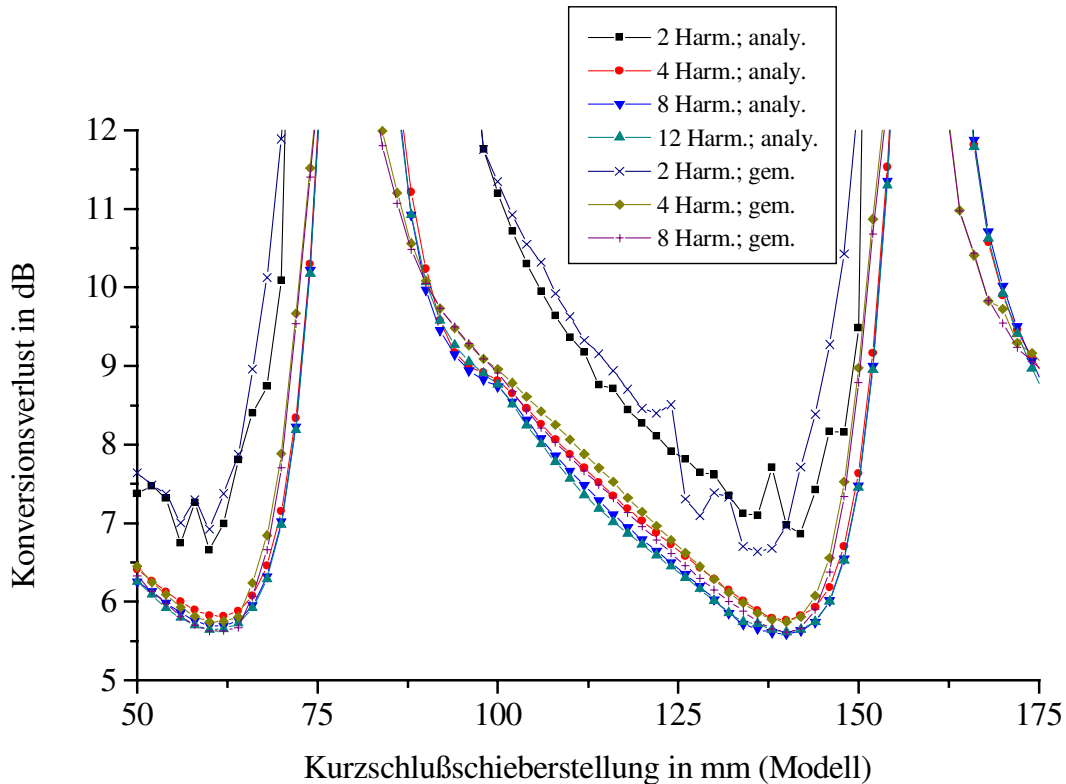


Abb. 5.16: Konversionsverlust für das obere Seitenband 95,5 GHz und einen Arbeitspunkt von 1mA/0,9V. Für die Berechnung wird die Anzahl der Harmonischen der analytisch berechneten und gemessenen Einbettungsimpedanzen variiert.

Die Abb. 5.16 zeigt, daß Einbettungsimpedanzen bis zur vierfachen Lokaloszillatorfrequenz verwendet werden müssen, um ein vernünftiges Ergebnis zu erzielen. Wird die Anzahl der Harmonischen vergrößert, ergibt sich für den Konversionsverlust keine signifikante Änderung. Der Vergleich der Ergebnisse bzgl. des Einflusses der gemessenen und analytisch berechneten Einbettungsimpedanzen auf das Mischer-Simulationsprogramm zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, trotz teilweise relativ großer Abweichungen in den Impedanzen bei höheren Vielfachen der LO-Frequenz. Die Abweichung in Abb. 5.16 beträgt maximal 0,3 dB, welches einer Spannungsdifferenz am Mischerausgang von 3,5% entspricht.

5.4.2 Einflüsse von Fertigungstoleranzen

Die Abb. 5.17 bis 5.19 zeigen Einbettungsimpedanzverläufe für Toleranzen in den verschiedenen Geometrieparametern. Der Einfluß der Fertigungstoleranzen beim Aufbau des Originalmischers läßt sich mit der analytischen Methode sehr gut untersuchen. Es treten für bestimmte Frequenzen deutliche Differenzen auf. Die exemplarisch ausgewählten Verläufe erklären eventuelle Abweichungen in den Abbildungen in Abschnitt 5.4.1.

Der Vergleich der Verläufe in Abb. 5.17 und Abb. 5.13 ergibt bei der zweiten Resonanzstelle (Kurzschlußschieberstellung $4500\ \mu\text{m}$ (Original) bzw. $180\ \text{mm}$ (Modell)) eine bessere Annäherung an die gemessenen Impedanzen. Der Modellhohlleiter ist also einige zehntel Millimeter zu breit (ca. $0,6\ \text{mm}$). Geringe Änderungen in den Abmessungen des Mischers können große Wirkungen auf den Impedanzverlauf bei hohen Frequenzen haben.

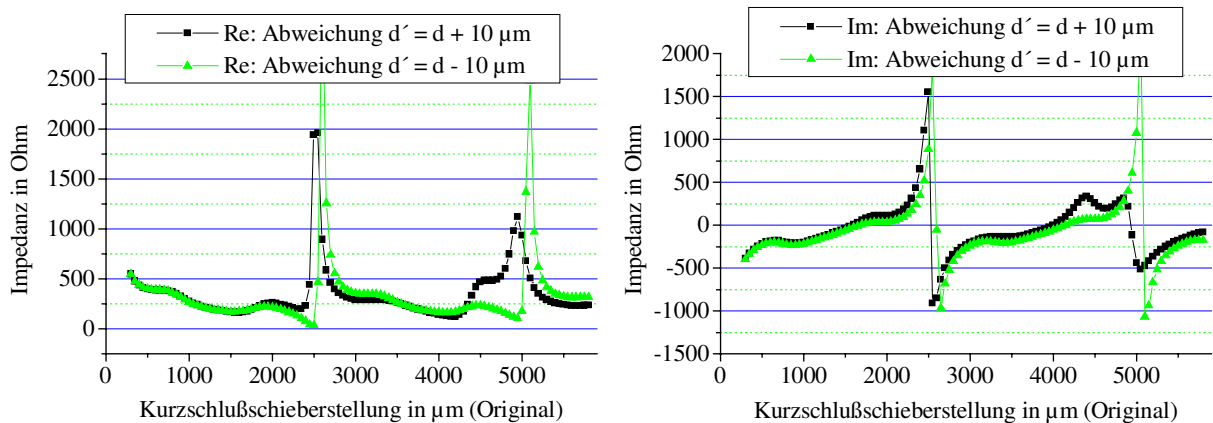


Abb. 5.17: Einbettungsimpedanzen bei $2f_{LO} = 188\ \text{GHz}$ für Abweichungen im Rahmen der Fertigungstoleranzen vom Sollwert der Hohlleiterbreite $d = 2,54\ \text{mm}$.

Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.18 weichen nicht sehr stark voneinander ab. Die Toleranzen können leicht mit dem Korrektornetzwerk bzw. den Elementen C_K und L_K ausgeglichen werden. In Abb. 5.19 ergeben sich deutlichere Abweichungen. Auch hier läßt der Vergleich der gemessenen Kurve in Abb. 5.15 mit der für geringfügig größere Hohlleiter simulierten Kurve in Abb. 5.19 die Annahme zu, daß der Hohlleiter im Modell einige $1/10\ \text{mm}$ zu hoch ist.

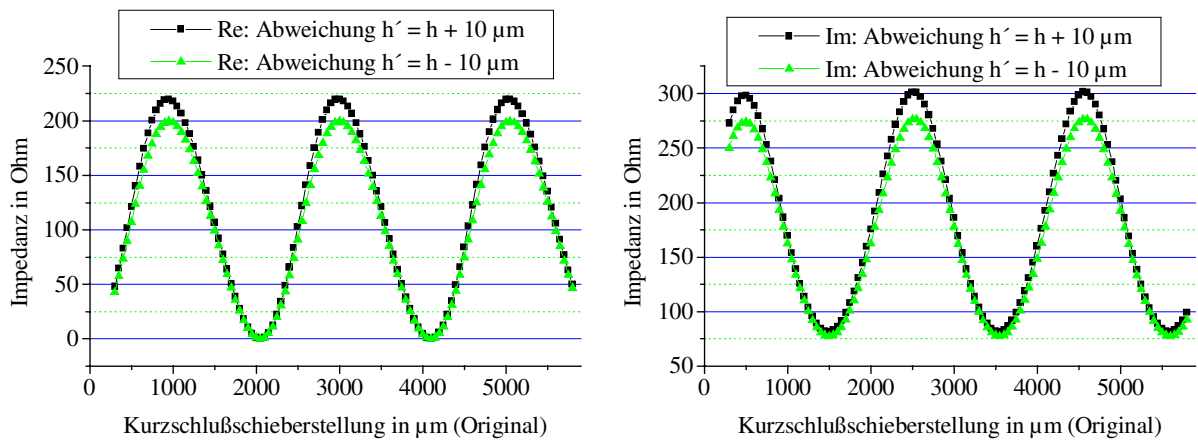


Abb. 5.18: Einbettungsimpedanzen für $f_{LO} = 94$ GHz für Abweichungen im Rahmen der Fertigungstoleranzen vom Sollwert der reduzierten Hohlleiterhöhe $h = 1,27/3$ mm.

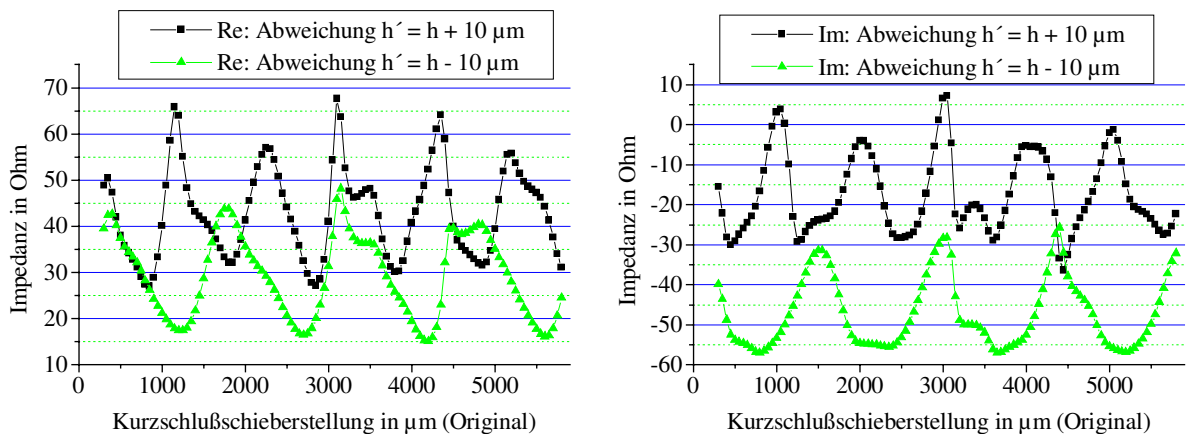


Abb. 5.19: Einbettungsimpedanzen für $4f_{LO} = 376$ GHz für Abweichungen im Rahmen der Fertigungstoleranzen vom Sollwert der reduzierten Hohlleiterhöhe $h = 1,27/3$ mm.

5.4.3 Änderungen der Mischergeometrie

Weiterhin kann die reduzierte Höhe des Hohlleiters mit Hilfe der analytischen Berechnungsmethode sehr einfach verändert werden. In der Literatur werden häufig Mischer mit einem in der Höhe um $\frac{1}{4}$ reduzierten Hohlleiter für das W-Band verwendet. Die Abb. 5.20 bis 5.23 zeigen einige Einbettungsimpedanzverläufe mit verschiedenen Hohlleiterhöhen; die Ergebnisse des Mischer-Simulationsprogrammes für derartige Modifikationen werden speziell untersucht und befinden sich in Kapitel 7.

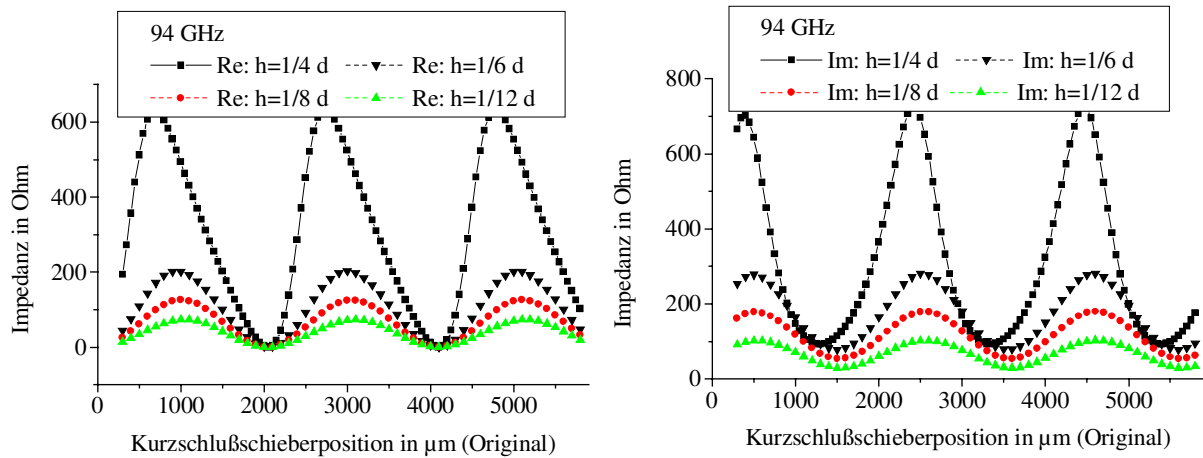


Abb. 5.20: Real und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $f_{LO} = 94$ GHz und verschiedene Hohlleiterhöhen h . Es zeigen sich deutliche Unterschiede in den Spitzenwerten der Impedanzen.

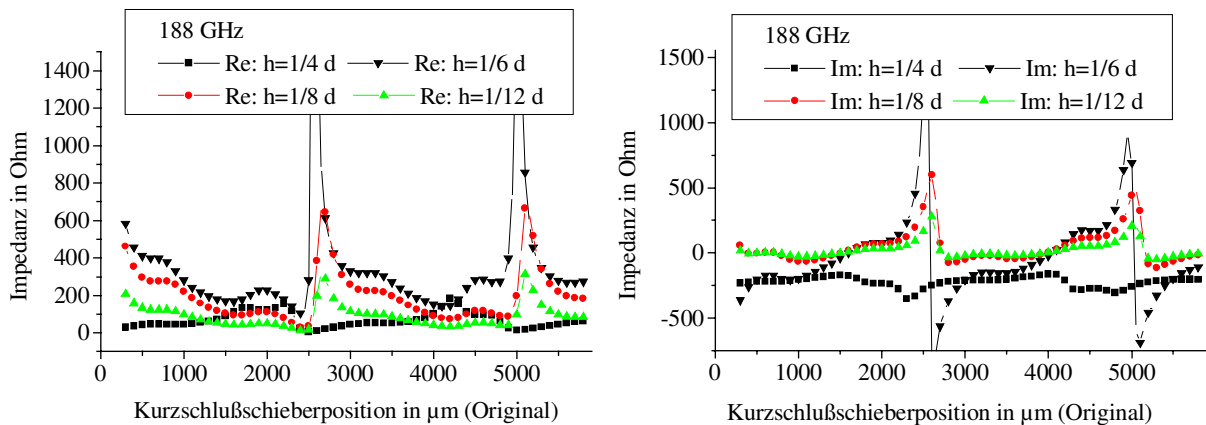


Abb. 5.21: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $2 \cdot f_{LO} = 188$ GHz und verschiedene Hohlleiterhöhen h . Für die drei kleineren Höhen ergeben sich Resonanzen. Der um die Hälfte in der Höhe reduzierte Hohlleiter zeigt dieses Verhalten nicht.

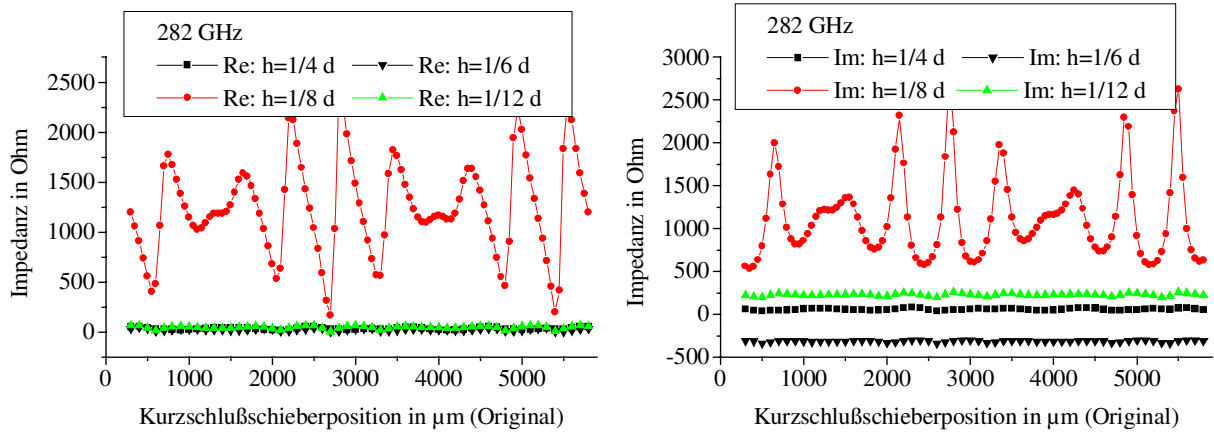


Abb. 5.22: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $3f_{LO} = 282$ GHz und verschiedene Hohlleiterhöhen h . Für den Hohlleiter mit der reduzierten Höhe $d/8$ ergeben sich gegenüber den anderen Einbettungsimpedanzverläufen sehr große Werte. Weiterhin schwanken die Impedanzen stark über der Kurzschlußschieberstellung.

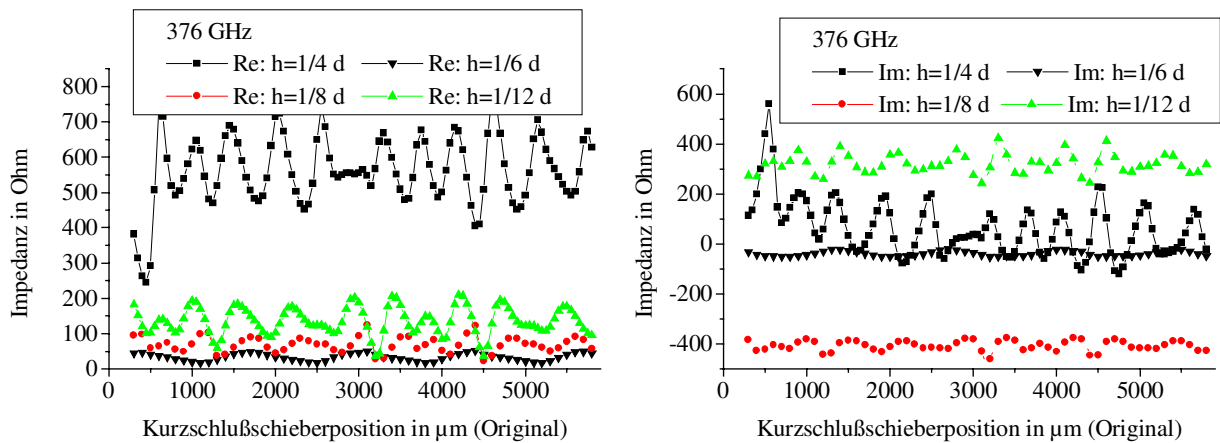


Abb. 5.23: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $4f_{LO} = 376$ GHz für verschiedene Hohlleiterhöhen h . Auch hier sieht man deutliche Unterschiede bzgl. der Hohlleiterhöhe.

5.4.4 Abschluß des Whiskerstiftes mit der Hohlleiterwand

Zum Kontaktieren der Dioden werden handgebogene Whiskerdrähte verwendet. Sie besitzen nicht immer die gleiche Länge, und somit kann es vorkommen, daß der Whiskerstift in den Hohlleiter hineinragt oder ein Hohlraum entsteht (siehe Abb. 5.6). Dieser Sachverhalt wird mit dem HFSS für vier Whiskerstiftstellungen untersucht. Es zeigt sich, daß die durch die Simulation für diskrete Kurzschlußschieberstellungen ermittelten Einbettungsimpedanzen von den am Modell gemessenen Werten stark abweichen. Eine mit den Elementen C_K und L_K angestrebte Annäherung der Ergebnisse über dem Frequenzbereich bis zur vierfachen Lokalszillatorfrequenz hatte keinen Erfolg. Für Mischer mit derartig abweichenden Geometrien muß ein modifiziertes Meßmodell gebaut oder der Aufbau komplett mit dem HFSS berechnet werden. Dieser Zusammenhang stellt einen weiteren Grund dar, beim Erstellen der Whiskerdrähte nicht nur auf die Form, sondern auch auf die korrekte Länge zu achten. Damit die Ergebnisse dieses Kapitels im Mischer-Simulationsprogramm eingesetzt und mit den gemessenen Konversionsverlusten verglichen werden können, ist ein optimaler Kontakt zur Diode herzustellen.

Im folgenden sind die Einbettungsimpedanzen für die Lokalszillatorfrequenz von 94 GHz und der ersten Oberwelle bei verschiedenen Whiskerstiftstellungen d_{wh} dargestellt. Bei höheren Frequenzen weichen die ermittelten Impedanzen stark voneinander ab und lassen aufgrund der nur diskret aufgenommenen Werte keine sinnvolle Darstellung zu.

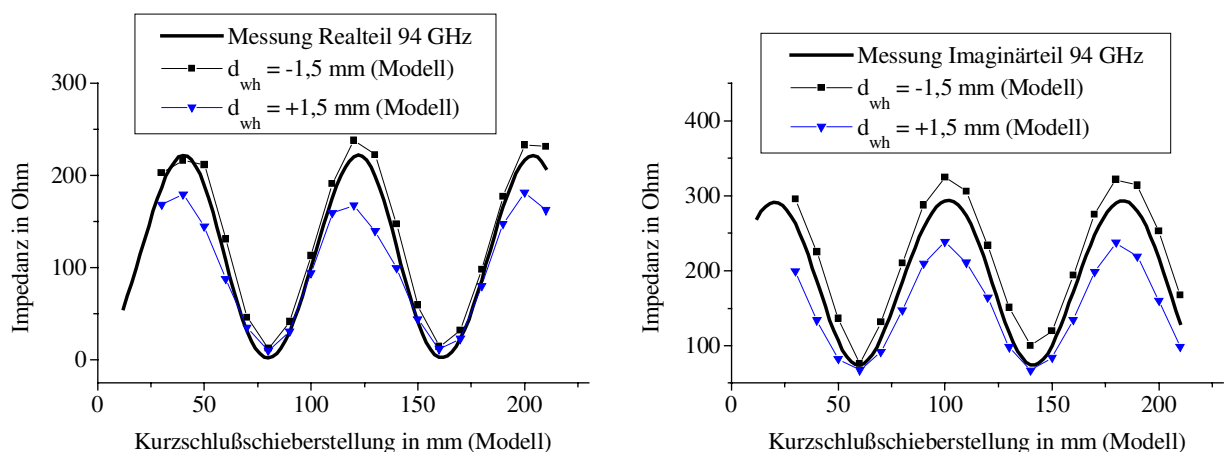


Abb. 5.24: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $f_{LO} = 94$ GHz und verschiedene Whiskerstiftstellungen $d_{wh} = \pm 1,5$ mm (Modell).

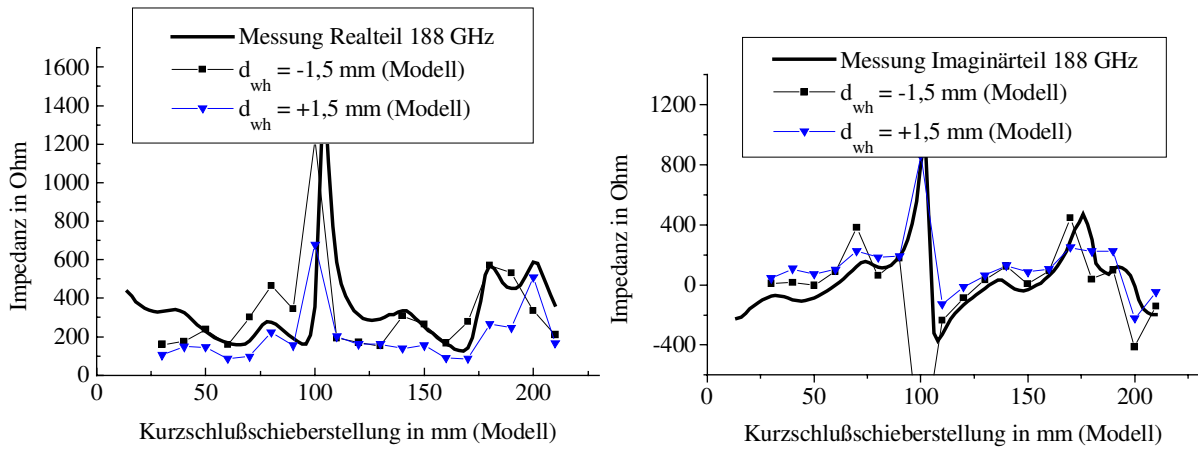


Abb. 5.25: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $2f_{LO} = 188$ GHz und verschiedene Whiskerstiftstellungen $d_{wh} = \pm 1,5$ mm (Modell).

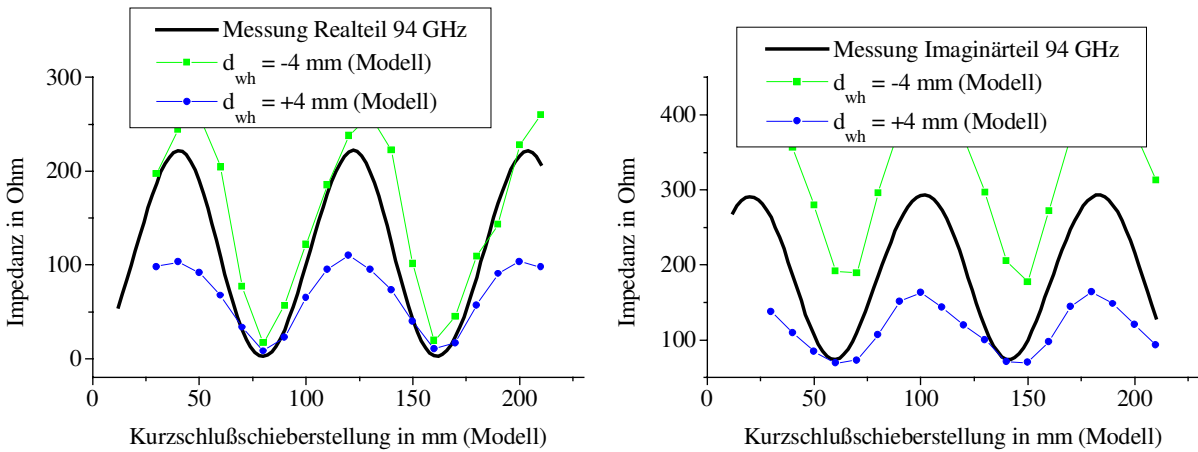


Abb. 5.26: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $f_{LO} = 94$ GHz und verschiedene Whiskerstiftstellungen $d_{wh} = \pm 4$ mm (Modell).

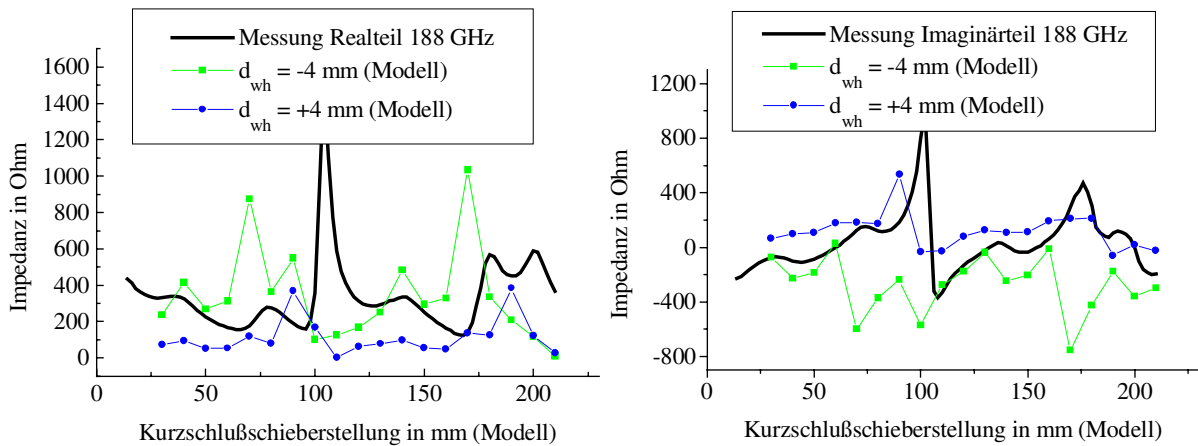


Abb. 5.27: Real- und Imaginärteil der Einbettungsimpedanzen für $2f_{LO} = 188$ GHz und verschiedene Whiskerstiftstellungen $d_{wh} = \pm 4$ mm (Modell).

Kapitel 6

Meßergebnisse im Mischerbetrieb

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der rechnerischen Bestimmung des Konversionsverlustes mit Hilfe des Simulationsprogrammes aus Kapitel 4 und der meßtechnischen Ermittlung am Mischer. Es soll die Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes anhand einer Messung vorgestellt werden. Das Simulationsergebnis des Konversionsverlustes wird mit Hilfe der Ergebnisse aus Kapitel 5 bearbeitet und gibt schließlich die Meßergebnisse sehr gut wieder. Im Laufe der Herleitung wird auf Meßunsicherheiten und Differenzen zwischen Theorie und Praxis hingewiesen. Außerdem sind Unsicherheiten und schwer zu reproduzierende Verhältnisse im Mischer in den vorhergehenden Kapiteln besprochen worden. Zuerst wird die Messung des Konversionsverlustes am Diodenmischer und der Meßaufbau vorgestellt. Daran anschließend folgt die Weiterverarbeitung der Simulationsergebnisse und schließlich ein Vergleich mit den Meßdaten. Es werden verschiedene Arbeitspunkte am Mischer eingestellt, um die richtige Berechnung der Verhältnisse im Mischer zu bestätigen.

Ein sehr wichtiger Aspekt ist der Kontakt der auszumessenden Diode. Er muß den idealen Verhältnissen, wie sie im Modell mit geradem Whiskerdraht vorhanden sind, möglichst nahe kommen. D. h., der Whiskerstift soll mit der Wand des Hohlleiters abschließen und keine unnötig großen Krümmungen aufweisen. Für die Verifikation hat der kontaktierende Draht einen fast geraden Verlauf mit einer sehr kleinen Krümmung wegen der benötigten Federwirkung. Außerdem muß der Diodenchip glatt auf der Stirnfläche des Tiefpasses aufliegen. Beim Auflöten ist auf die verwendete Menge Lötzinn zu achten. Die beschriebenen Maßnahmen erzielen nicht nur die annähernde Wiedergabe der Verhältnisse im Modell, sondern ermöglichen auch eine gute Einkopplung der beiden HF-Signale.

Als Meßobjekte für die Verifikation der Konversionsverlust-Berechnung kommen zwei der vorher beschriebenen Dioden zum Einsatz, und zwar die Dioden bzw. die Diodenchips D644-08 und DA357-1. Es handelt sich also um die Dioden mit den Anodendurchmessern $0,8\ \mu\text{m}$ und $1,5\ \mu\text{m}$. Für diese Dioden werden mehrere Konversionsverlustmessungen und Simulationen durchgeführt. Eine Auswahl der erzielten Ergebnisse wird vorgestellt.

6.1 Messung des Konversionsverlustes

Zur Messung des Konversionsverlustes werden die Rauschmeßplätze aus Kapitel 3 modifiziert (siehe Abb. 6.1).

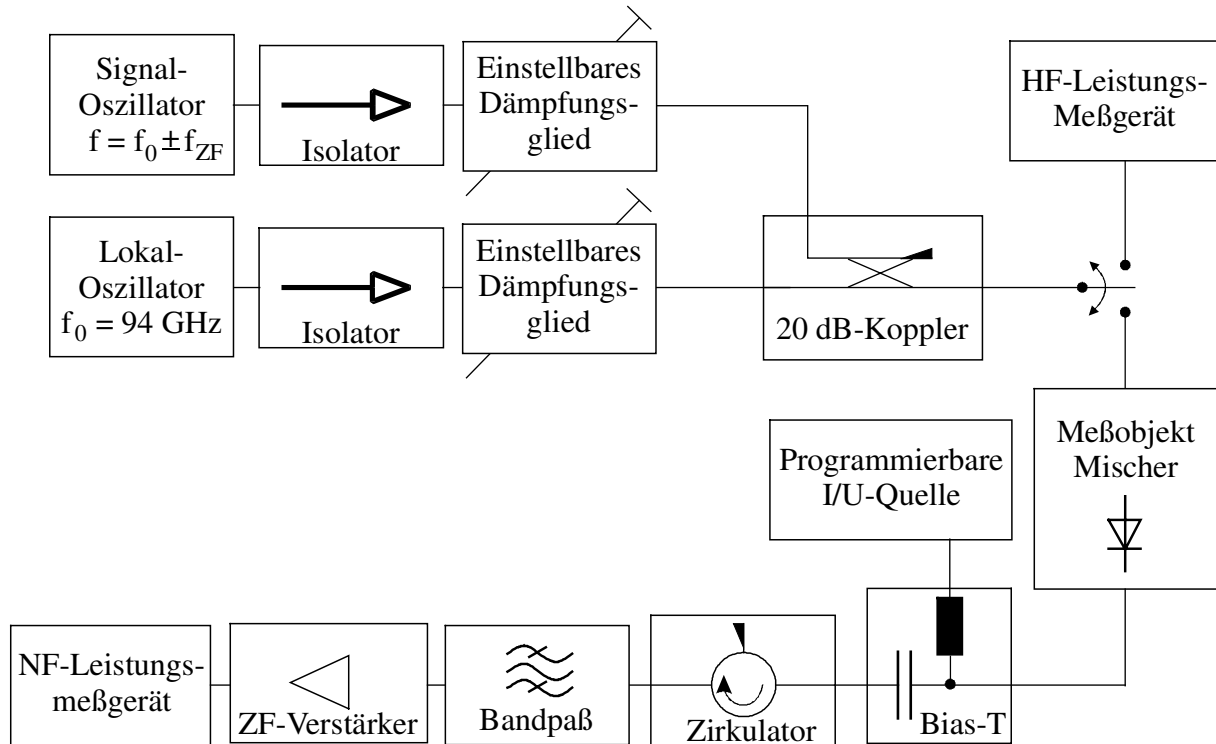


Abb. 6.1: Aufbau des Meßplatzes zur Bestimmung des Konversionsverlustes.

Die gewählten Zwischenfrequenzen für die Messungen resultieren aus den verfügbaren Komponenten und befinden sich bei 1,5 GHz und 10 GHz. Der Lokaloszillator ist wie im gesamten Verlauf der Arbeit fest auf 94 GHz eingestellt. Bei dieser Frequenzwahl ergeben sich als Signalfrequenzen für das untere Seitenband 84 GHz und 92,5 GHz, und für das obere Seitenband ergibt sich 95,5 GHz. Der Pegel des Lokaloszillators ist mindestens um 30 dB höher als das in der Frequenz umzusetzende Signal, welches im folgenden als Empfangssignal bezeichnet wird. Um definierte Verhältnisse an der Diode bzgl. ihrer Aussteuerung zu erhalten, können konstante Gleichspannungen und Richtströme mit einer programmierbaren I/U-Quelle gemessen und eingestellt werden; auf diese Weise ist die Aussteuerung der Diode unabhängig von den Anpassungsverhältnissen des Mixers an die Lokaloszillatorquelle. Das Lokaloszillator- und Empfangssignal werden mit Gunn-Oszillatoren erzeugt und mit nachfolgenden Dämpfungsgliedern in der Amplitude geregelt. Der 20 dB-Koppler dient zum Zusammenführen der beiden HF-Signale an den Hohlleitereingang des Mixers; an dieser Stelle wird die verfügbare HF-Signalleistung gemessen. Am Ausgang des koaxialen Tiefpaßfilters befindet sich hinter dem Bias-T ein Isolator zur Herstellung einer definierten, für alle Aussteuerungen gleichen Impedanz, sowohl für den Mischer als auch für den nachfolgenden Verstärker. Die Ausgabe der Ergebnisse übernimmt ein Leistungsmeßgerät. Während der Messungen wird der Kurzschlußschieber über mindestens eine Hohlleiter-

wellenlänge verschoben. Für die Messung werden keine Netzwerke zur Anpassung des Mixers an die angeschlossenen Komponenten verwendet, so daß bei schlechter Anpassung für das Empfangssignal am Mischereingang nur wenig Leistung zur Diode gelangen kann. Dementsprechend kleine Pegel werden am Ausgang gemessen. Dieser Umstand spiegelt sich im Vergleich von gemessenem Konversionsverlust und simuliertem verfügbarem Verlust besonders stark wieder.

Mit dem Aufbau nach Abb. 6.1 wird der reale Konversionsverlust $G_{K,real01}$ in dB ermittelt.

$$G_{K,real01} = -10 \cdot \log \left[\frac{P_{S,0}}{P_{S,1}} \right] = -10 \cdot \log(L_{K,real01}) \quad (6.1)$$

Die in Gl. (6.1) auftretenden Größen sind in Abb. 4.10 veranschaulicht. Alle im folgenden aufgestellten Beziehungen sind nur für den Fall des Gleichlage-Abwärtsmischers dargestellt. Für einen Kehrlage-Abwärtsmischer gilt Entsprechendes.

6.2 Berechnung des Konversionsverlustes

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Berechnung und Weiterverarbeitung des simulierten Konversionsverlustes. Das Mischer-Simulationsprogramm berechnet die verfügbaren Konversionsverluste zwischen den einzelnen Toren bzw. Seitenbändern (siehe Abb. 4.6). Die üblichen Eingänge des Mixers sind das untere Seitenband f_1 oder das obere f_1 , und der Ausgang des Abwärtsmischers wird durch das Zwischenfrequenztor gebildet. Der Konversionsverlust aus Gl. (4.14) ist speziell für das obere Seitenband in Gl. (6.2) dargestellt:

$$L_{K,01} = \frac{P_{verf,0}}{P_{verf,1}} = \frac{4 \cdot |Z'_{01}|^2 \operatorname{Re}[Z_{e,0}] \operatorname{Re}[Z_{e,1}]}{|Z_{e,0} - R_{S,0}|^2 |Z_{e,1} + R_{S,1}|^2} \quad (6.2)$$

Bei der nun folgenden Überprüfung der Simulationsergebnisse interessiert nur das Verhältnis der real vorhandenen Leistungen am Ausgang und an einem der Eingänge des Mixers (siehe Abb. 4.10). Der verfügbare Konversionsverlust $G_{K,01}$ gibt nicht die meßbaren Werte wieder. Um die gemessenen und simulierten Daten miteinander vergleichen zu können, sind weitere theoretische Überlegungen bzgl. der Anpassungsverhältnisse am Ein- und Ausgang notwendig. Wichtig ist die Leistung des Empfangssignals, die von der Diode in die Zwischenfrequenz umgesetzt wird. Im folgenden werden einige Berechnungsschritte angegeben, welche die Beziehung Gl. (6.2) in die reale Umgebung des Mixers bzw. der Diode einbetten. Dazu sind im Signalflußdiagramm in Abb. 6.2 die einzelnen Komponenten des Mixers dargestellt. Es handelt sich im einzelnen um den Taper T, das Dreitor des Mixers M und die Korrekturglieder C und L. - Das korrigierende LC-Netzwerk wird in Kapitel 5 (Abb. 5.11)

beschrieben. - Das Tor 1 ist der Eingang für die hochfrequenten Signale; es ist der WR10-Hohlleiter-Anschluß. Das Tor 2 beschreibt die Verbindungsstelle zwischen Taper und Dioden-Mount, die sich aufgrund der Berechnung der Streuparameter mit dem HFSS ergibt. An Tor 3 wird das koaxiale Tiefpaßfilter angeschlossen. Zwischen den Toren 4 und 6a befinden sich die Induktivität L_K und die Kapazität C_K . Die Diode befindet sich mit ihrem Seitenfrequenztor (hier $Z_{e,1}$ für das obere Seitenband f_1) an Tor 6a und mit ihrem Zwischenfrequenztor (hier $Z_{e,0}$ bei f_0) an Tor 6b. Dazwischen erfolgt die Frequenzumsetzung G .

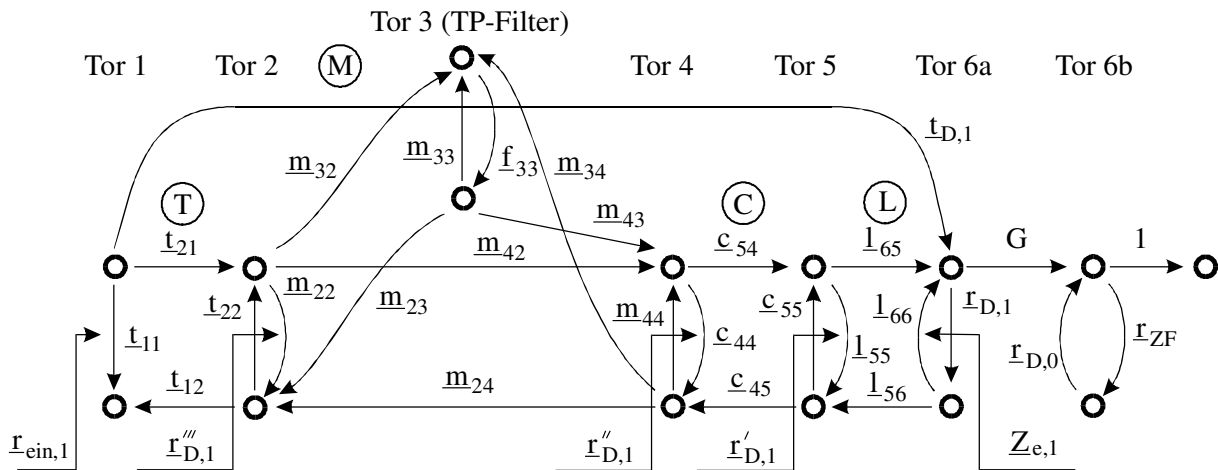


Abb. 6.2: Signalflußdiagramm zur Berechnung des Konversionsverlustes für das obere Seitenband.

Die Reflexionsfaktoren $r_{D,1}$ und $r_{D,0}$ an den Diodentoren werden mit Hilfe des Mischer-Simulationsprogrammes berechnet. Am Hohlleitereingang (Tor 1) des Mixers wird nun die Eingangsimpedanz bestimmt, die der Mischer besitzt, wenn die Diode mit dem Lokaloszillatorsignal angesteuert wird. Weiterhin wird der Reflexionsfaktor f_{33} des Tiefpaßfilters bei der Frequenz des Empfangssignals benötigt. Für die Berechnung der in Abb. 6.2 dargestellten Streuparameter der Netzwerke M und T wird, wie in Kapitel 5 erläutert, das HF-Simulationsprogramm HFSS verwendet. Desweiteren herrscht am Ausgang des Mixers keine Leistungsanpassung wie im Mischer-Simulationsprogramm angenommen, sondern je nach Aussteuerung der Diode und Zusammensetzung der Einbettungsimpedanzen ergeben sich unterschiedliche Reflexionsfaktoren. Die Eingangsimpedanz des Meßsystems ist fest durch den Isolator vorgegeben. Der Richtstrom und die Gleichspannung an der Diode geben den Aussteuerungsgrad der Diode mit dem Lokaloszillatorsignal und der Gleichspannungsquelle wieder. Sie beschreiben einen definierten Zustand bzgl. der zugeführten Leistungen. Dazu werden die beiden Quellen im Simulationsprogramm für die Berechnung der Großsignalverhältnisse so lange variiert, bis die erwünschte Gleichspannung und der eingestellte Richtstrom erreicht sind. Diese Werte ergeben sich aus den Fourierkoeffizienten der Strom- und Spannungsverläufe an der Diode.

Die Einbettungsimpedanzen des Mixers bei den Zwischenfrequenzen werden ebenfalls mit dem Simulationsprogramm HFSS berechnet. Der resultierende Reflexionsfaktor r_{ZF} am Mischerausgang verschlechtert den im Mischer-Simulationsprogramm berechneten verfügbaren Konversionsverlust dementsprechend. Die Netzwerke L und C korrigieren die am Modell gemessenen und mit dem HFSS berechneten Einbettungsimpedanzen, um eine Übereinstimmung mit den gemessenen Konversionsverlusten zu erzielen. Grundsätzlich muß eine Übereinstimmung der mit den beiden Methoden ermittelten Einbettungsimpedanzen bei den Seitenbandfrequenzen vorliegen. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.3 und 6.4 dargestellt. Die Verläufe der Einbettungsimpedanzen für die Seitenbandfrequenzen ergeben im Rahmen der gewünschten Genauigkeit für beide Verfahren gleiche Werte.

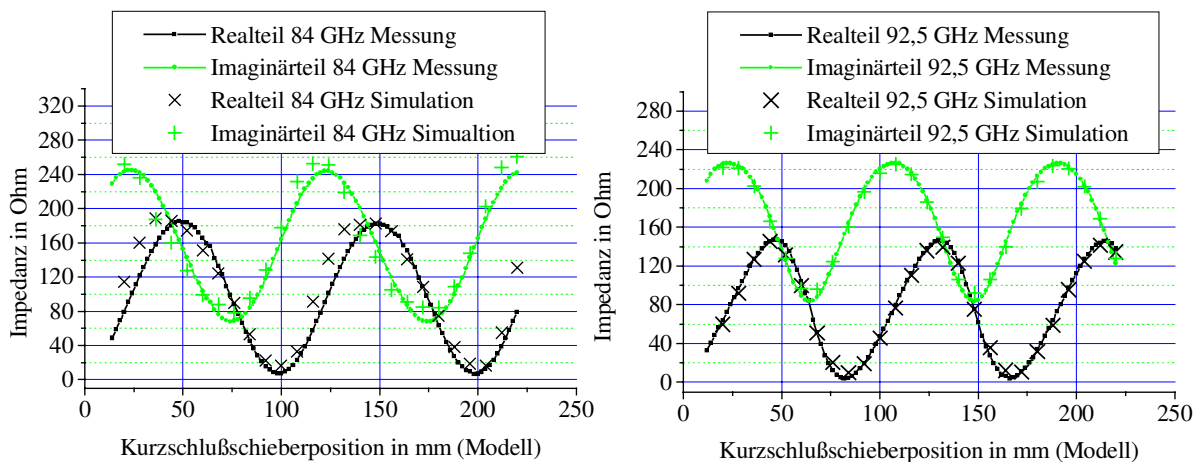


Abb. 6.3: Darstellung des Einbettungsimpedanzverlaufes $Z_{e,-1}$ für verschiedene Kurzschlußschieberstellungen der beiden unteren Seitenbandfrequenzen. Bei 84 GHz ist die Übereinstimmung von Messung und Simulation etwas schlechter als bei 92,5 GHz.

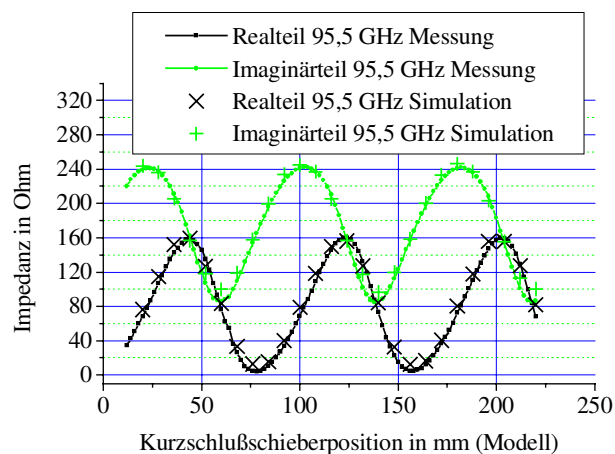


Abb. 6.4: Darstellung des Einbettungsimpedanzverlaufes $Z_{e,1}$ für verschiedene Kurzschlußschieberstellungen bei der oberen Seitenbandfrequenz 95,5 GHz. Die Impedanzverläufe sind annähernd gleich.

Bei der Berechnung des gemessenen Konversionsverlustes müssen alle angesprochenen Faktoren berücksichtigt werden. Weiterhin wird in Gl. (6.2) von der verfügbaren Leistung $P_{\text{verf},1}$ einer Quelle bei der Empfangssignalfrequenz ausgegangen, welche die jeweilige Einbettungsimpedanz als Innenwiderstand besitzt. Diese entspricht nicht der Leistung P_{Diode} , welche die Diode umsetzt. Die meßtechnisch erfaßbare verfügbare Leistung des Signalgenerators am Hohlleiteranschluß des Mixers ist $P_{S,1}$. Unter Verwendung des Signalflußdiagrammes in Abb. 6.2 und der Abb. 4.10 ergibt sich:

$$P_{\text{Diode}} = P_{\text{verf},1} \cdot \left(1 - |\underline{r}_{\text{int},1}|^2\right) = P_{S,1} \cdot |\underline{t}_{D,1}|^2 \cdot \left(1 - |\underline{r}_{D,1}|^2\right). \quad (6.3)$$

Die verfügbare Eingangsleistung in Gl. (6.2) beträgt also

$$P_{\text{verf},1} = P_{S,1} \cdot |\underline{t}_{D,1}|^2 \cdot \left(1 - |\underline{r}_{D,1}|^2\right) / \left(1 - |\underline{r}_{\text{int},1}|^2\right). \quad (6.4)$$

So ergibt sich für die rechnerische Bestimmung des Konversionsverlustes unter Verwendung der Ergebnisse des Mischer-Simulationsprogrammes $G_{K,01}$ folgende Beziehung:

$$G_{K,\text{real}01} = G_{K,01} + 10 \cdot \log\left(1 - |\underline{r}_{\text{int},1}|^2\right) - 10 \cdot \log\left(1 - |\underline{r}_{ZF}|^2\right) - 20 \cdot \log\left(|\underline{t}_{D,1}|\right) - 10 \cdot \log\left(1 - |\underline{r}_{D,1}|^2\right). \quad (6.5)$$

In den obigen Gl. (6.3) bis (6.5) sind

$$\underline{r}_{ZF} = \frac{\underline{Z}_{e,0} - \underline{Z}_{D,0}}{\underline{Z}_{e,0} + \underline{Z}_{D,0}} \quad (6.6)$$

der Reflexionsfaktor bei der Zwischenfrequenz, der die Fehlanpassung am Ausgang berücksichtigt. Durch den internen Reflexionsfaktor $\underline{r}_{\text{int},1}$ wird nicht mehr von einer verfügbaren Eingangsleistung ausgegangen.

$$\underline{r}_{\text{int},1} = \frac{\underline{Z}_{D,1} - \underline{Z}_{e,1}}{\underline{Z}_{D,1} + \underline{Z}_{e,1}} \quad (6.7)$$

$$\underline{r}_{D,1} = \frac{\underline{Z}_{D,1} - \underline{Z}}{\underline{Z}_{D,1} + \underline{Z}} \quad (6.8)$$

Der Reflexionsfaktor $\underline{r}_{D,1}$ der Diode wird auf eine normierende Impedanz bzw. Admittanz $\underline{Z}=1/\underline{Y}$ an Tor 6 bezogen, die gleich dem Wellenwiderstand der Semi-Rigid-Leitung am Diodentor in Abb. 5.1 und Abb. 5.5 ist. Die Berechnungsvorschriften für $\underline{r}_{\text{ein},1}$ und $\underline{t}_{D,1}$ sind im Anhang A.6.1 zu finden.

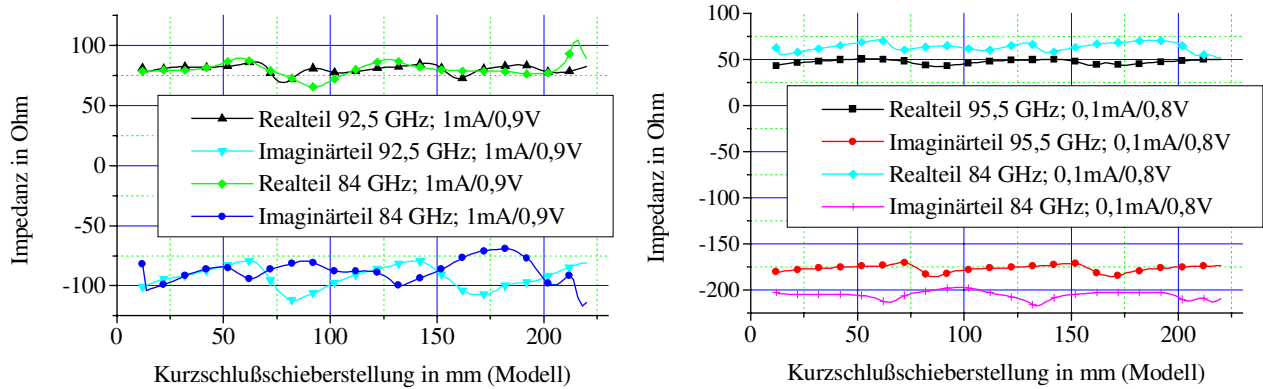


Abb. 6.5: Eingangsimpedanzen $Z_{D,1}$ ($Z_{D,-1}$) am Diodentor der Diode DA357-1 bei verschiedenen Seitenbandfrequenzen und Arbeitspunkten. Durch die vorgegebenen Aussteuerungsverhältnisse, die bei Änderung der Kurzschlußschieberstellung und damit der Einbettungsimpedanzen korrigiert werden, ergeben sich nahezu konstante Diodenimpedanzen.

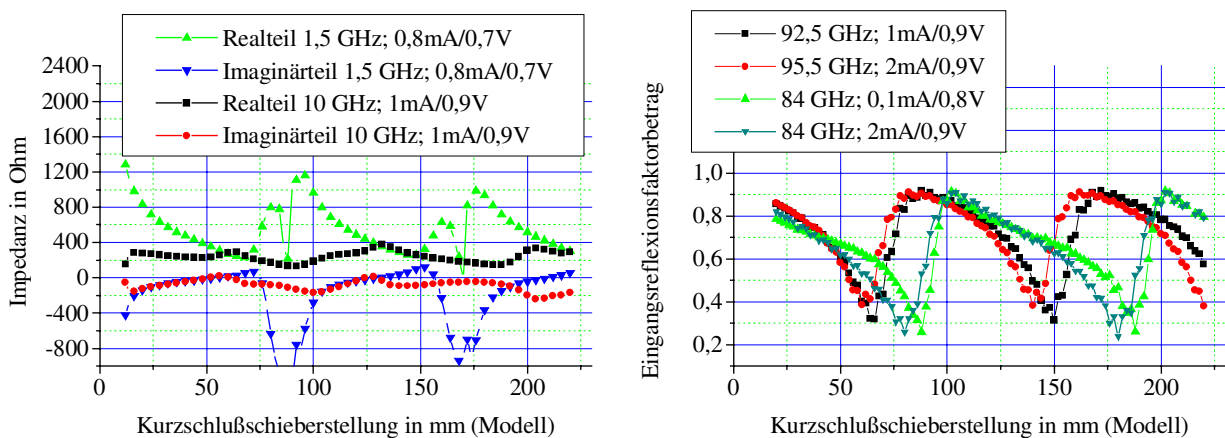


Abb. 6.6: Eingangsimpedanzen $Z_{D,0}$ am ZF-Diodentor bei verschiedenen Zwischenfrequenzen und Arbeitspunkten. Für die große Aussteuerung, die dem Arbeitspunkt 0,8 mA/0,7 V entspricht, schwankt die Diodenimpedanz stärker. Die Einbrüche sind auf Konvergenzprobleme im Mischer-Simulationsprogramm zurückzuführen. Rechts daneben befinden sich die Eingangs-Reflexionsfaktoren $r_{ein,1}$ ($r_{ein,-1}$) der Diode DA357-1 für verschiedene Seitenbandfrequenzen und Arbeitspunkte. Die optimalen Kurzschlußschieberstellungen für eine reflexionsarme Einkopplung des Empfangssignals sind deutlich zu sehen. An diesen Stellen befinden sich die Minima der Konversionsverluste.

Die obigen Abbildungen zeigen Ergebnisse des Mischer-Simulationsprogrammes, welche für die Berechnung des realen Konversionsverlustes benötigt werden. Die graphischen Verläufe

der Diodenimpedanzen über der Kurzschlußschieberstellung für zwei Arbeitspunkte sind in Abb. 6.5 dargestellt. Abb. 6.6 zeigt den Impedanz-Verlauf der Diode für verschiedene Arbeitspunkte und Zwischenfrequenzen am Mischeraustrag. Weiterhin sind berechnete Verläufe des Eingangs- Reflexionsfaktors zu sehen.

Die Streuparameter der Netzwerke M und T und des Tiefpaßfilters in der Abb. 6.2 liefert das Simulationsprogramm HFSS. Die Parameter der Netzwerke L und C berechnen sich nach [46] und sind im Anhang A.6.4 zu finden.

6.3 Vergleich der Konversionsverluste

Im folgenden sind mehrere Meß- und Simulationsergebnisse dargestellt. Es wird eine Auswahl von Ergebnissen mit unterschiedlichen Arbeitspunkten, Aussteuerungen und Zwischenfrequenzen der Diode präsentiert. Die Einstellungen des Mixers werden willkürlich gewählt. Es soll ein möglichst breiter Bereich der Einstellungsmöglichkeiten abgedeckt sein. Einige Arbeitspunkte werden jedoch mit Hinblick auf die Rauschmessungen am Mischer-ausgang eingestellt. - Die Rauschmessungen an ausgesteuerten Dioden bzw. am Mischer werden im nächsten Abschnitt 6.4 vorgestellt. - Zur Messung der Konversionsverluste werden die Dioden D644-08 und DA357-1 eingesetzt. In den Abbildungen ist neben dem Vergleich von gemessenem und simuliertem Konversionsverlust zusätzlich der verfügbare Konversionsverlust, wie er vom Mischer-Simulationsprogramm berechnet wird, eingetragen. Lücken in den Verläufen entstehen bei sehr großer Aussteuerung und damit nicht vorhandener Konvergenz bei der Großsignalanalyse. Diese Konvergenzprobleme treten an den Stellen auf, für die der Konversionsverlust keine optimalen Werte erreicht.

6.3.1 Konversionsverluste der Diode D644-08

Für einen Diodenkontakt werden Konversionsverluste bei unterschiedlichen Einstellungen gemessen. Ein anderer Kontakt desselben Diodenchips mit einem anderen Whisker verursacht möglicherweise Änderungen in den Einbettungsimpedanz-Verhältnissen. Die Meßergebnisse eines Kontaktes werden mit den Simulationsergebnissen verglichen, und es ergibt sich eine gute Übereinstimmung, wenn die gemessenen Einbettungsimpedanzen mit $L_K = 50 \text{ pH}$ und $C_K = 2 \text{ fF}$ modifiziert werden (Abb. 6.7 bis 6.9). Diese Korrektur paßt die mit geradem Whiskerdraht gemessenen Impedanzen an die realen Verhältnisse bzgl. des einen Kontaktes an. Die Diodendaten befinden sich in Tabelle 3.1. Der eingesetzte Kapazitätsverlauf für die Diode D644-08 kann Abb. 3.8 entnommen werden. Weitere Meß- und Simulationsergebnisse für diese Diode befinden sich im Anhang A.6.2.

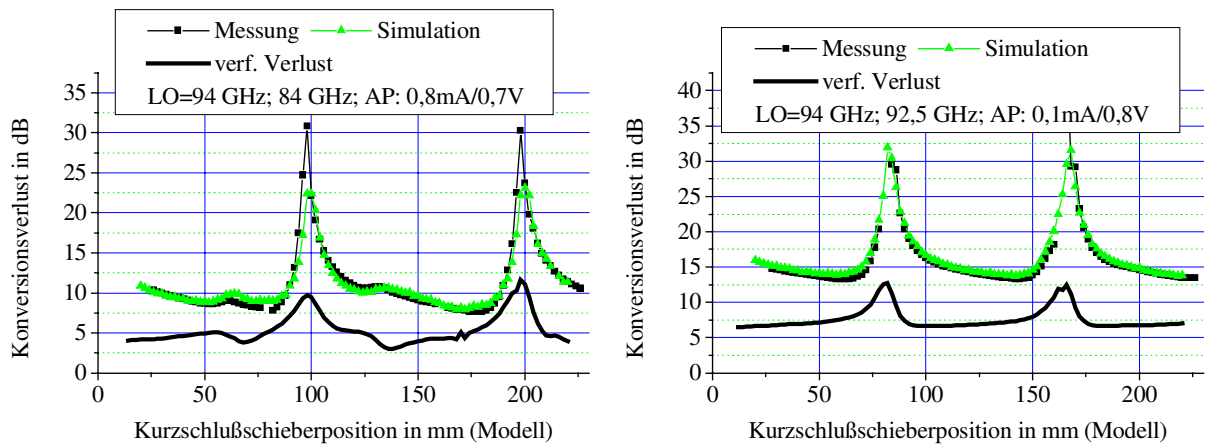


Abb. 6.7: Die Meß- und Simulationsergebnisse für untere Seitenbandfrequenzen, gemessen an der Diode D644-08.

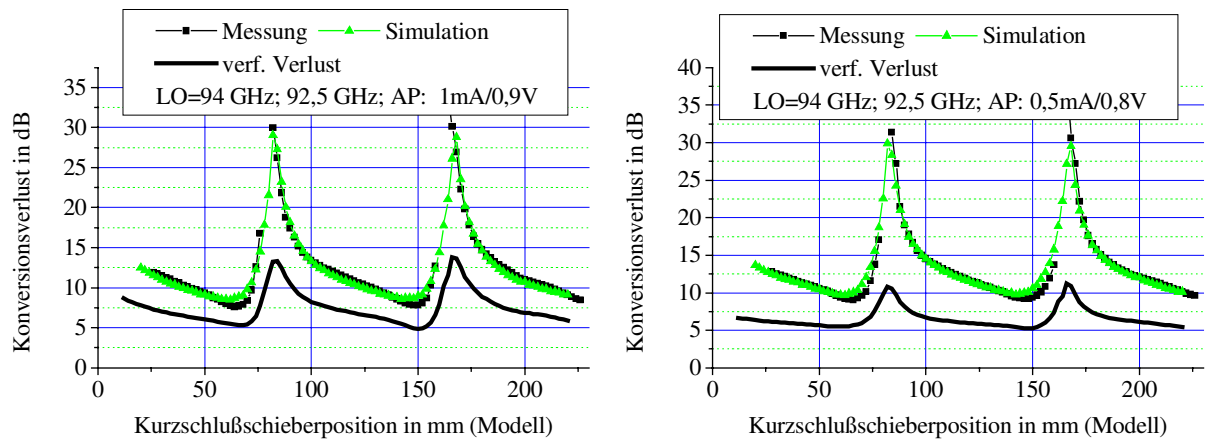


Abb. 6.8: Die Meß- und Simulationsergebnisse für eine Seitenbandfrequenz von 92,5 GHz, gemessen an der Diode D644-08.

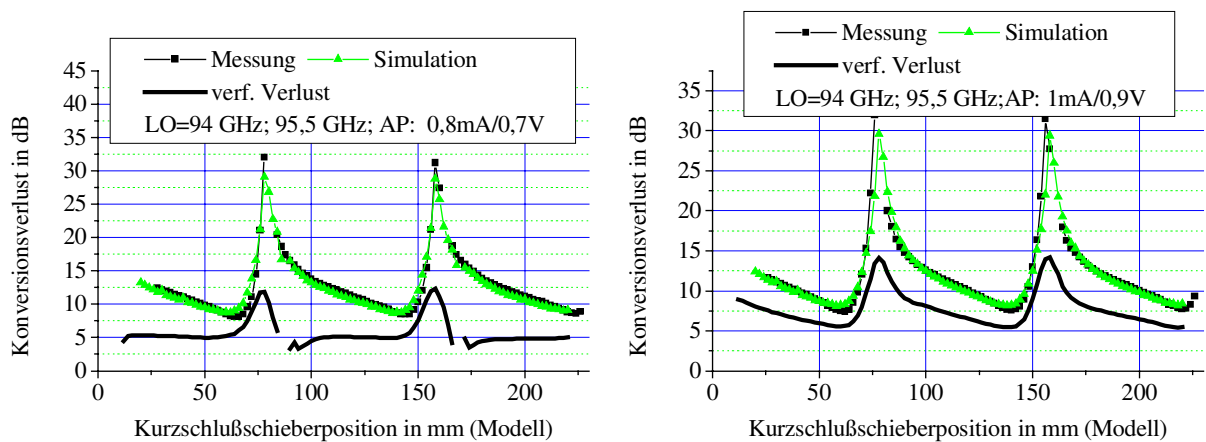


Abb. 6.9: Die Meß- und Simulationsergebnisse für eine Seitenbandfrequenz von 95,5 GHz, gemessen an der Diode D644-08.

6.3.2 Konversionsverluste der Diode DA357-1

Die gemessenen Einbettungsimpedanzen werden zur Nachbildung dieses Kontaktes der Diode DA357-1 mit den Werten $L_K = 100$ pH und $C_K = 0$ fF modifiziert. Die Diodendaten befinden sich in Tabelle 3.1, und der eingesetzte Kapazitätsverlauf für die Diode DA357-1 kann Abb. 3.8 entnommen werden. Weitere Meß- und Simulationsergebnisse für diese Diode befinden sich im Anhang A.6.3.

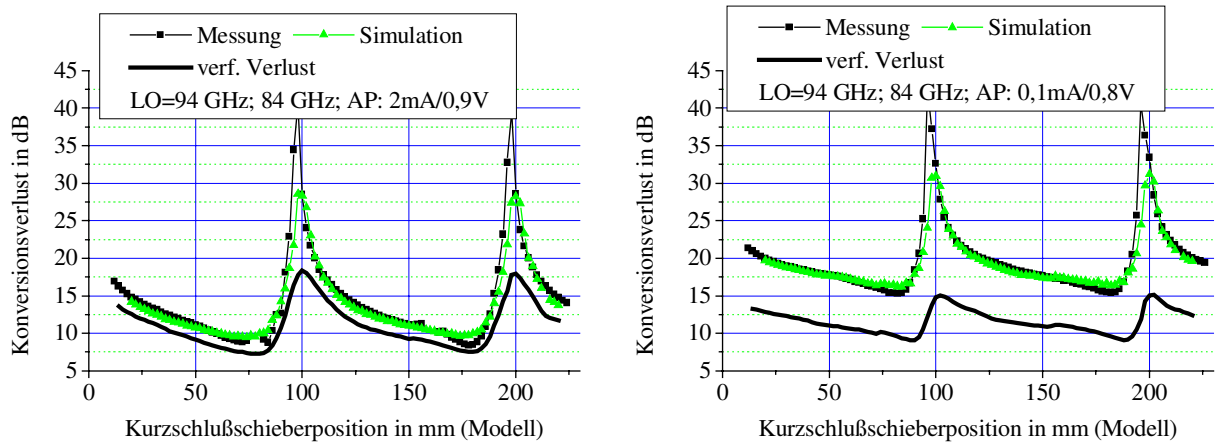


Abb. 6.10: Die Meß- und Simulationsergebnisse für eine Seitenbandfrequenz von 84 GHz, gemessen an der Diode DA357-1.

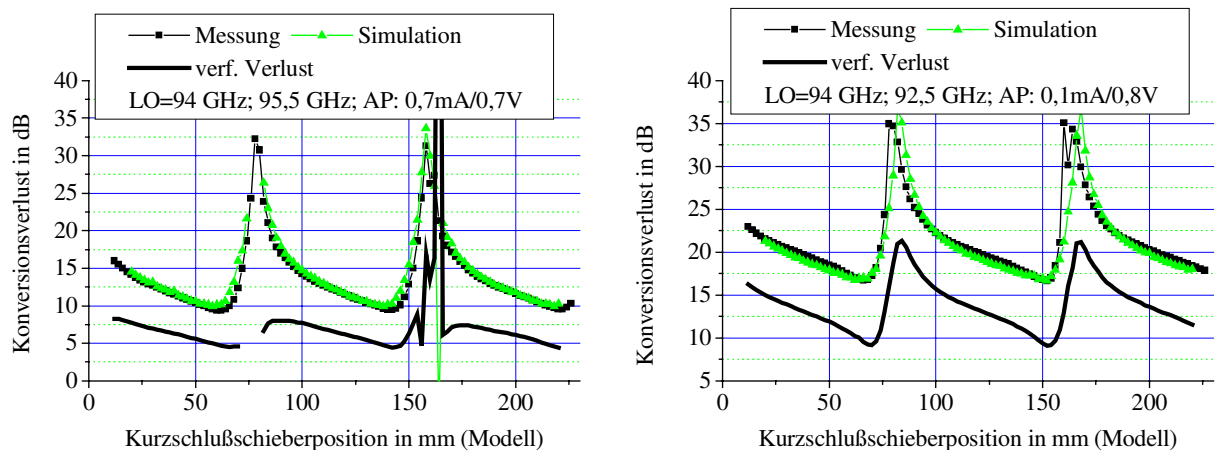


Abb. 6.11: Die Meß- und Simulationsergebnisse für die Seitenbandfrequenzen 84 GHz und 92,5 GHz, gemessen an der Diode DA357-1. Links sind deutliche Konvergenzprobleme der Großsignalanalyse zu erkennen.

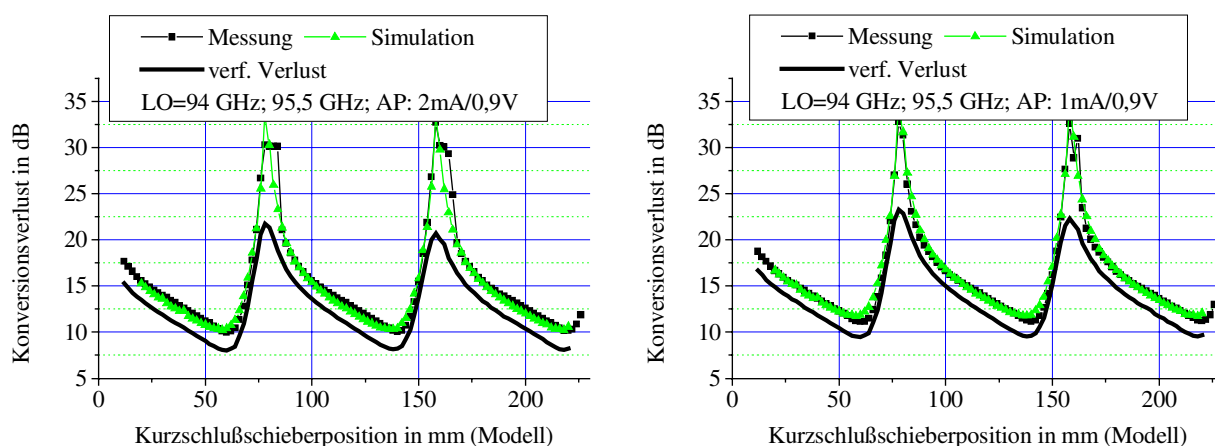


Abb. 6.12: Die Meß- und Simulationsergebnisse für die Seitenbandfrequenz 95,5 GHz, gemessen an der Diode DA357-1.

6.3.3 Ergebnis des Vergleichs der Konversionsverluste

Die Meß- und Simulationsergebnisse stimmen unter Berücksichtigung der möglichen Meß- und Simulationsfehler sehr gut überein. Der gesamte Eingabeparametersatz für das Mischer-Simulationsprogramm ist aufgrund der vorher schon beschriebenen Meßungenauigkeiten fehlerbehaftet. Eine wichtige, nicht ganz gesicherte Eingabegröße ist der Kapazitätsverlauf, der in Abschnitt 3.3.2 behandelt wurde. Die Verifikation hat gezeigt, daß die simulierten verfügbaren Konversionsverluste $G_{K,01}$ und $G_{K,0-1}$ für die theoretischen Betrachtungen in Kapitel 7 verwendet werden können.

In den einzelnen Darstellungen ist deutlich zu erkennen, für welche Konstellationen von Arbeitspunkt und Einbettungsimpedanzen keine sinnvollen Ergebnisse erreicht werden. Speziell für Arbeitspunkte mit sehr großer Lokaloszillator-Amplitude erreicht das Mischer-Simulationsprogramm keine Konvergenz. Eine Erhöhung der Stützstellen innerhalb einer LO-Periode ergibt keine weiteren Verbesserungen. Es wird jedoch deutlich, daß diese Fälle bei Kurzschlußschieberstellungen mit suboptimalen Konversionsverlusten auftreten und daher für eine Charakterisierung des Mixers nicht in Frage kommen. Die Berechnung hat weiterhin gezeigt, daß der Einsatz des Simulationsprogrammes HFSS gerechtfertigt ist. Die ermittelten Ergebnisse für die Einbettungsimpedanzen erhalten auf diesem Weg eine weitere Bestätigung. Die Simulationsergebnisse stimmen für nicht zu große LO-Amplituden mit den Meßergebnissen nicht nur bei geringen Konversionsverlusten überein, sondern auch im Bereich maximaler Verluste.

Eine ausreichend gute Verifikation der Berechnung des Konversionsverlustes mit dem Mischer-Simulationsprogramm ist damit abgeschlossen. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich mit der Bestätigung der Rauschanalyse.

6.4 Rauschmessungen am Mischer

An den Dioden D644-08 und DA357-1 werden auch die verifizierenden Rauschmessungen durchgeführt. Gemessen wird die Ausgangsrauschleistung am Zwischenfrequenztor des Mixers. Als Zwischenfrequenzen dienen 1,5 GHz und 10 GHz. Die Wahl der Frequenzen hängt mit der Verfügbarkeit der Meßplatz-Komponenten zusammen

In diesem Abschnitt wird zunächst der Aufbau des Rausch-Meßplatzes und die Berechnung der Rauschtemperatur vorgestellt. Danach wird auf den Vergleich von Messung und Simulation des Reflexionsfaktors am Mischerausgang eingegangen. Dieser stellt eine wichtige Größe für die Beschreibung der Anpassung dar und bestätigt die Berechnung der Diodenimpedanz am Zwischenfrequenz-Tor. Im Abschnitt 6.5 sind einige ausgewählte Simulationsergebnisse und gemessene Rauschtemperaturen dargestellt.

6.4.1 Der Rauschmeßplatz

Der Meßplatz zur Bestimmung des Mischerrauschens am Zwischenfrequenz-Ausgang ist eine Modifikation des Meßplatzes für die Konversionsverlust-Messung. Als Eingangsquellen dienen der Lokaloszillator und eine Rauschquelle. Als Rauschquellen werden flüssiger Stickstoff oder Absorbermatten auf Umgebungstemperatur verwendet. Das jeweilige Rauschsignal wird über einen Hornstrahler zum Mischer geführt. Da die Zusammenführung von Lokaloszillatorsignal und Empfangssignal mit Hohlleiterkopplern erfolgt, muß aufgrund der kleinen Rauschleistungen ein 10-dB-Koppler eingesetzt werden. Das Lokaloszillatorsignal wird durch den Koppler um 10 dB gedämpft und verhindert für diverse Kurzschlußschieberstellungen die Zuführung eines für die Arbeitspunkteinstellung ausreichend großen Lokaloszillatorsignals. In den Diagrammen befinden sich an diesen Stellen Lücken. Für diese periodisch auftretenden Kurzschlußschieberstellungen sind die Meß- und Simulationsergebnisse nicht vergleichbar, weil die Arbeitspunkte voneinander abweichen. - Das Mischer-Simulationsprogramm kann die Leistung seines Lokaloszillators für alle Anpassungsverhältnisse beliebig einstellen.-

Die Messungen werden mit einer kalten und einer warmen Rauschquelle durchgeführt, um die Empfindlichkeit des Systems zu prüfen. Die Gleichung zur Berechnung der verfügbaren Rauschleistung bzw. Rauschtemperatur T_{aus} am Mischerausgang ergibt sich wie folgt (siehe Abb. 4.10):

$$T_{\text{aus}} = \frac{P_{\text{verf},0}}{k \cdot \Delta f} = \frac{P_{N,0}}{k \cdot \Delta f \cdot (1 - |r_{\text{ein},0}|^2)} - \frac{T_0 |r_{\text{ein},0}|^2}{(1 - |r_{\text{ein},0}|^2)} - \frac{T_q}{(1 - |r_{\text{ein},0}|^2)} \cdot (L_{K,\text{real}01} + L_{K,\text{real}0-1}) \quad (6.9)$$

Hierin ist T_0 die Umgebungstemperatur bzw. die Zirkulatortemperatur und $L_{K,\text{real}01}$ und $L_{K,\text{real}0-1}$ sind die gemessenen oder simulierten Konversionsgewinne des Mixers, jeweils für das obere und untere Seitenband (siehe Gl. (6.5)). Die Quellenrauschktemperaturen $T_q = T_{q1} = T_{q-1}$ werden für das obere und untere Seitenband als gleich angenommen.

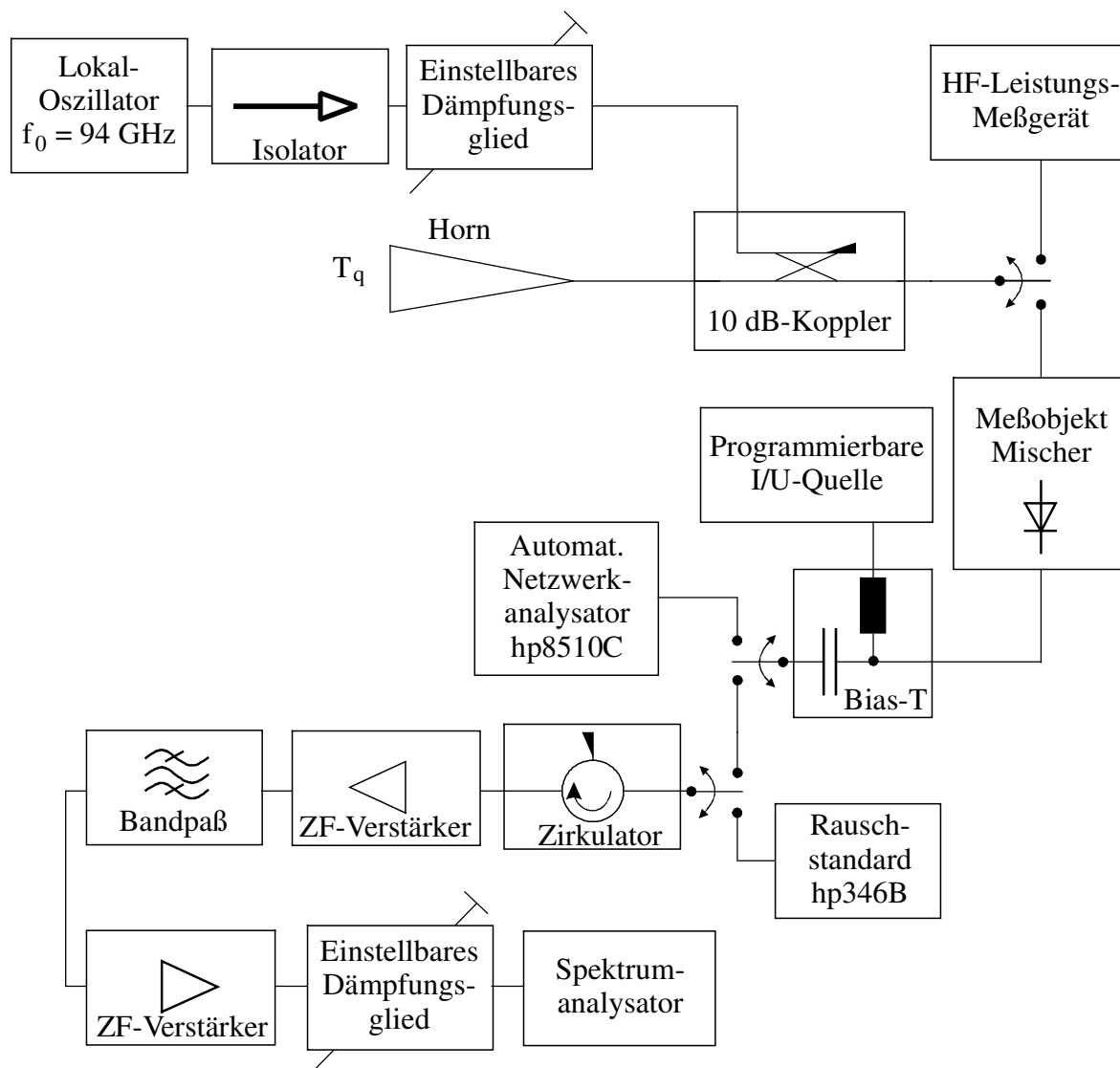


Abb. 6.13: Aufbau des Meßplatzes zur Bestimmung des Rauschens am Mischer-Ausgang bei einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz. Für Zwischenfrequenzen von 10 GHz erweitert sich der Aufbau um einen zusätzlichen Mischer in der Registrierschaltung (siehe Abb. 3.15).

6.4.2 Der Reflexionsfaktor am Zwischenfrequenz-Ausgang

Der Reflexionsfaktor $r_{\text{ein},0}$, der vom Meßsystem in den Mischerausgang gesehen wird, kann gemessen und berechnet werden. Die Messung wird mit dem Aufbau gemäß Abb. 6.13 durchgeführt. Für die Berechnung gilt das Signalflußdiagramm in Abb. 6.14, das verschiedene Streuparameter-Matrizen miteinander verknüpft. Teile der Abb. 6.14 finden sich in Abb. 6.2 wieder. Die Netzwerke F und M stellen das koaxiale Tiefpaßfilter und den Diodenmount des Mixers dar. Die Streuparameter werden mit dem HF-Simulationsprogramm HFSS berechnet. Die Netzwerke C und L sind der Vollständigkeit halber eingezeichnet. Sie haben bei den wesentlich tieferen Zwischenfrequenzen keinen Einfluß. Der Diodenreflexionsfaktor bei der Zwischenfrequenz $r_{D,0}$ wird auf eine Impedanz Z bezogen. Die Diodenimpedanz $Z_{D,0}$ wird durch das Mischer-Simulationsprogramm berechnet (siehe Abb. 6.6). Weiterhin ist im Diagramm in Abb. 6.14 die ZF-Einbettungsimpedanz $Z_{e,0}$ zu finden. Das Tor 7 ist die Anschlußebene des koaxialen Filterausgangs mit nachfolgenden Komponenten. Die Verbindungsstelle zwischen Tiefpaßfilter und Diodenmount stellt wie in Abb. 6.2 das Tor 3 dar. Das Tor 6b ist wieder das ZF-Tor der Diode, und das Hohlleitertor geht in diese Berechnung nicht ein, weil die Zwischenfrequenz weit unterhalb der Cut-Off-Frequenz des W-Band-Hohlleiters liegt.

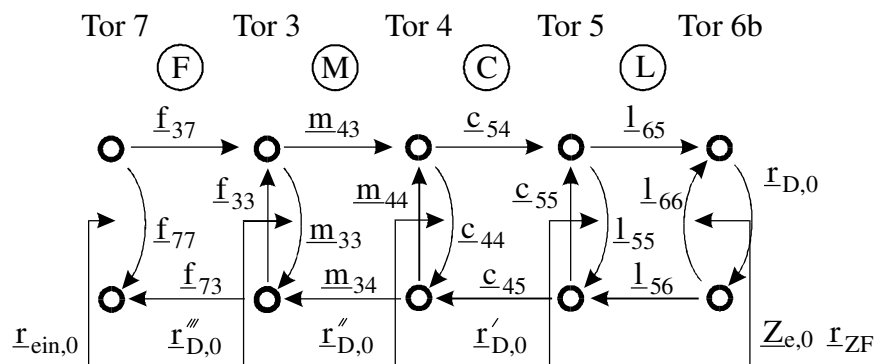


Abb. 6.14: Signalflußdiagramm zur Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors $r_{\text{ein},0}$ am Zwischenfrequenz-Ausgang des Diodenmischers.

Abb. 6.15 zeigt den Betrag des Reflexionsfaktors am Mischerausgang für die Simulation und die Messung mit dem Netzwerkanalysator. Beide Kurven zeigen die gleiche Periodizität über der Kurzschlußschieberstellung, und der Betrag der maximalen Abweichung der Reflexionsfaktoren beträgt etwa 0,03. Dieses Ergebnis ist unter Berücksichtigung der im einzelnen angesprochenen möglichen Simulations- und Meßfehler als gut zu bezeichnen.

Die Berechnung von $r_{\text{ein},0}$ befindet sich im Anhang A.6.4.

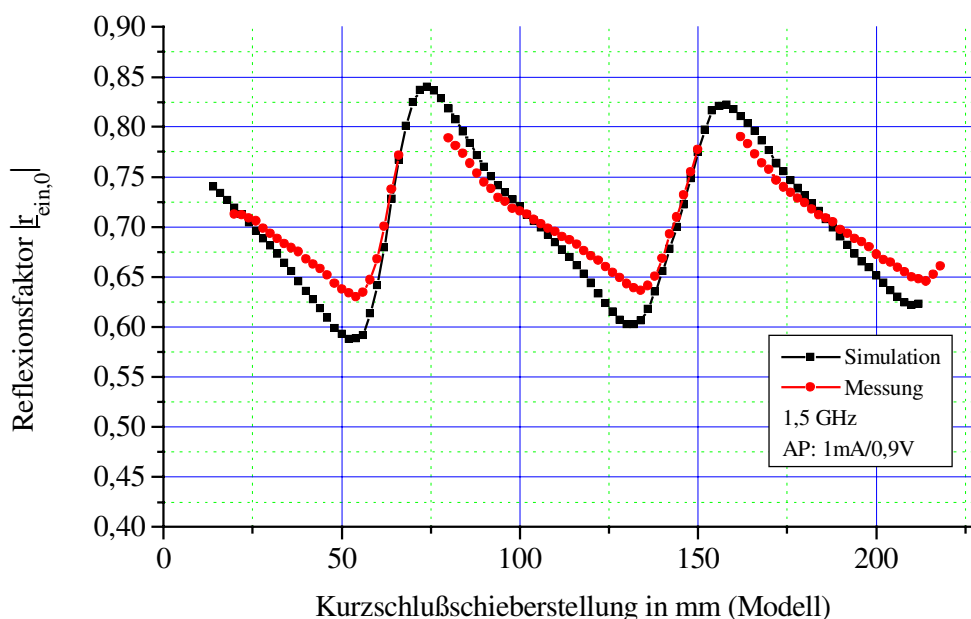


Abb. 6.15: Betrag des Reflexionsfaktors $|\Gamma_{\text{ein},0}|$ am Mischerausgang für eine Zwischenfrequenz von 1,5 GHz für die Diode D644-08 und einem Arbeitspunkt von 1 mA/0,9 V.

6.5 Vergleich der Rauschleistungen am Mischerausgang

Die gemessenen Rauschleistungen am Ausgang werden mit simulierten und gemessenen Ausgangsreflexionsfaktoren in Temperaturen umgerechnet. Für die Simulation des Mischerrauschens werden die Rauschparameter, die sich bei der Rauschanalyse nach Abschnitt 3.3 ergeben, eingesetzt. Die Arbeitspunkte müssen für die Simulation des Mischerrauschens sehr genau eingestellt werden; es sind lediglich Abweichungen kleiner 0,1% tolerierbar. Für Arbeitspunkte mit hohen Gleichströmen machen sich große relative Abweichungen durch sprunghafte Änderungen in den simulierten Kurven bemerkbar. Dies geschieht bei der iterativen Einstellung des Arbeitspunktes durch die Annäherung eines größeren oder eines kleineren Ist-Wertes an den gewünschten Soll-Wert.

Für die Fehlerabschätzung der Meßwerte gelten die gleichen Überlegungen, die in Abschnitt 3.3.5 für das Diodenrauschen aufgestellt wurden.

6.5.1 Ausgangs-Rauschtemperatur der Diode D644-08

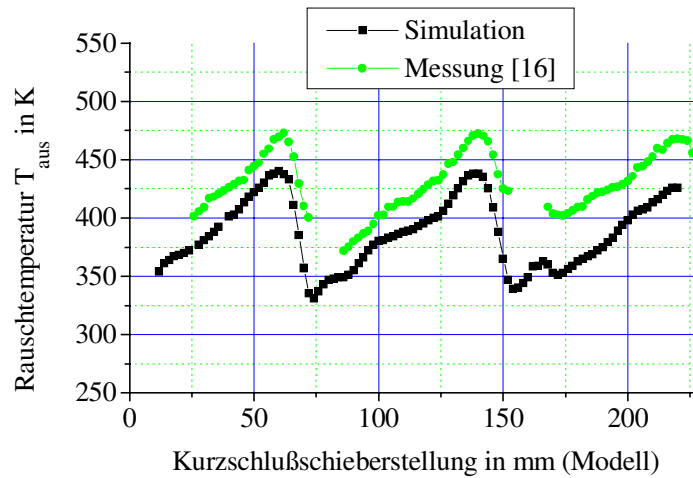


Abb. 6.16: Rauschtemperatur am Ausgang des Mixers für eine Zwischenfrequenz von 1,5 GHz und einen Arbeitspunkt: 1 mA/0,9 V. Der qualitative Verlauf beider Kurven stimmt überein. Es tritt ein Temperaturversatz von ca. 30 K auf, was einem Fehler von unter 10% entspricht. Neben der möglicherweise fehlerhaften Berechnung sind Kalibrier- oder Meßfehler zu berücksichtigen.

6.5.2 Ausgangs-Rauschtemperatur der Diode DA357-1

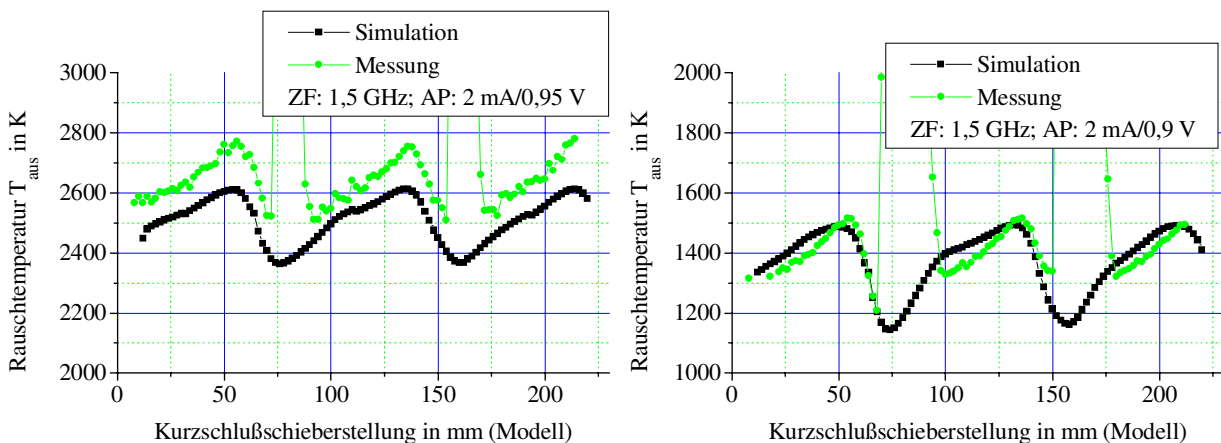


Abb. 6.17: Rauschtemperatur am Ausgang des Mixers für eine Zwischenfrequenz von 1,5 GHz und die Arbeitspunkte: 2 mA/0,95 V und 2 mA/0,9 V. Die qualitativen Verläufe der Rauschtemperaturen stimmen bis auf die Bereiche, in denen der Arbeitspunkt aufgrund zu geringer LO-Leistung nicht eingestellt werden kann, gut überein. Der Fehler liegt bei der linken Darstellung unter 10%. Alle bisher angesprochenen möglichen Ungenauigkeiten gelten auch für diese Darstellungen.

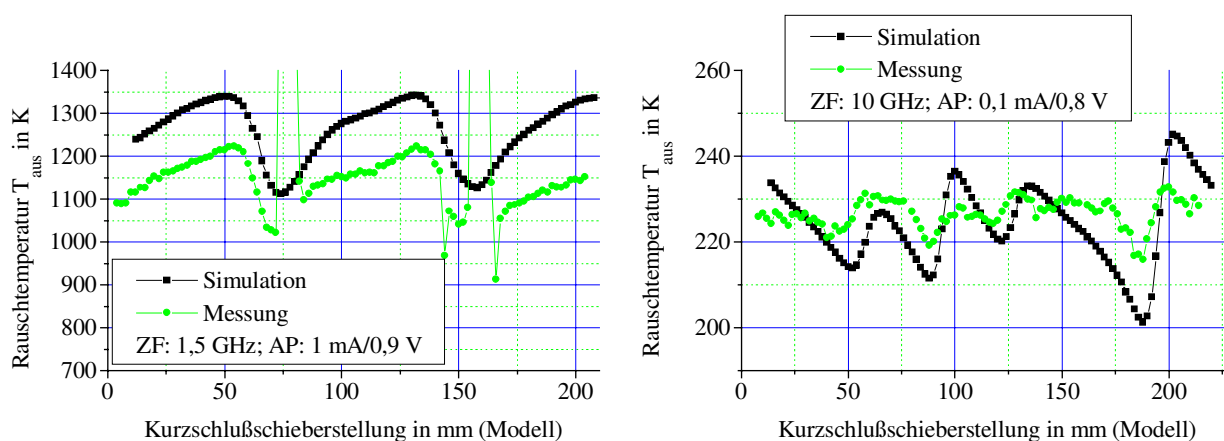


Abb. 6.18: Links befindet sich die Rauschtemperatur am Ausgang des Mixers für eine Zwischenfrequenz von 1,5 GHz und einen Arbeitspunkt: 1 mA/0,9 V. Rechts daneben ist die wesentlich kleinere Rauschtemperatur für 10 GHz und einen AP: 0,1 mA/0,8 V. Der durch den Tieftpaßcharakter des Trapping-Rauschens hervorgerufene Unterschied ist sehr deutlich zu sehen.

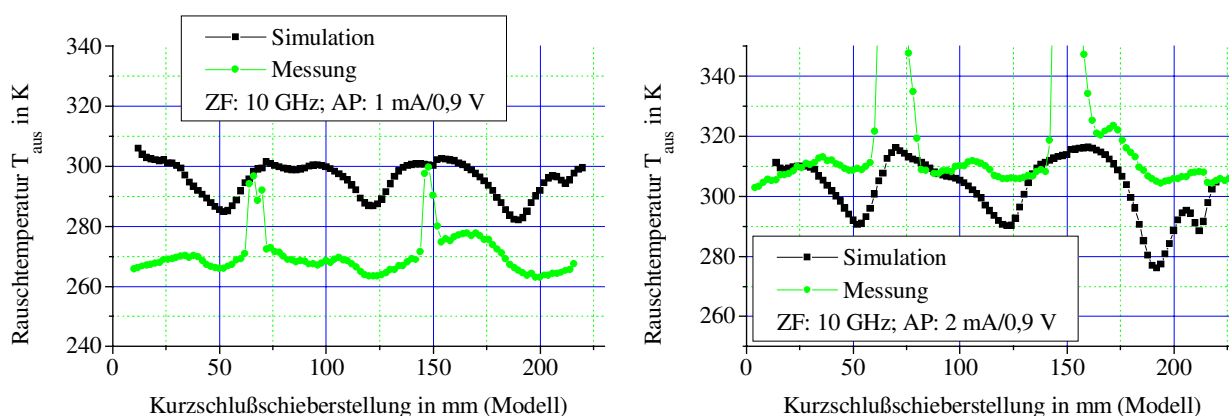


Abb. 6.19: Rauschtemperatur am Ausgang des Mixers für eine Zwischenfrequenz von 10 GHz und die Arbeitspunkte: 2 mA/0,9 V und 1 mA/0,9 V. Das Rauschen des Mixers liegt für diese Einstellungen in der Nähe der Umgebungstemperatur T_0 und ist daher sehr schwierig zu messen. Kleine Fehler bei der Messung der Rauschleistung und der Bestimmung des Reflexionsfaktors machen sich sehr stark bemerkbar. Der relative Fehler liegt trotz erschwelter Meßbedingungen weiterhin unterhalb 10%.

6.5.3 Rauschspektren der einzelnen Dioden

Die mit den Meßplätzen aus Abschnitt 3.3.3 ermittelten Rauschtemperaturen sind in den folgenden Abb. 6.20 bis 6.22 für ausgewählte Diodenströme über der Frequenz aufgetragen. Der Bereich der sinnvollen Zwischenfrequenzen für einen Mischer mit 94 GHz-Lokaloszillatorfrequenz liegt zwischen 1 – 20 GHz. Das Mischer-Simulationsprogramm berechnet für fehlende Aussteuerung der Dioden bzw. vernachlässigbar kleine Lokaloszillator-Amplituden das Spektrum der Rauschtemperatur $T_{\text{aus}}(\hat{U}_{\text{LO}} = 0)$ am Mischerausgang, welche gleich der Diodenrauschtemperatur T_d nach Gl. (3.41) ist.

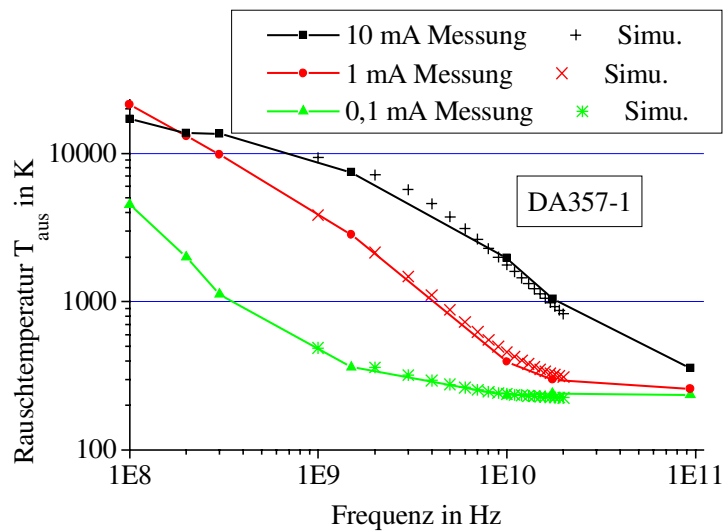


Abb. 6.20: Rauschspektrum der Diode DA357-1. Die Messung und die Simulation erfolgt ohne Lokaloszillator-Signal.

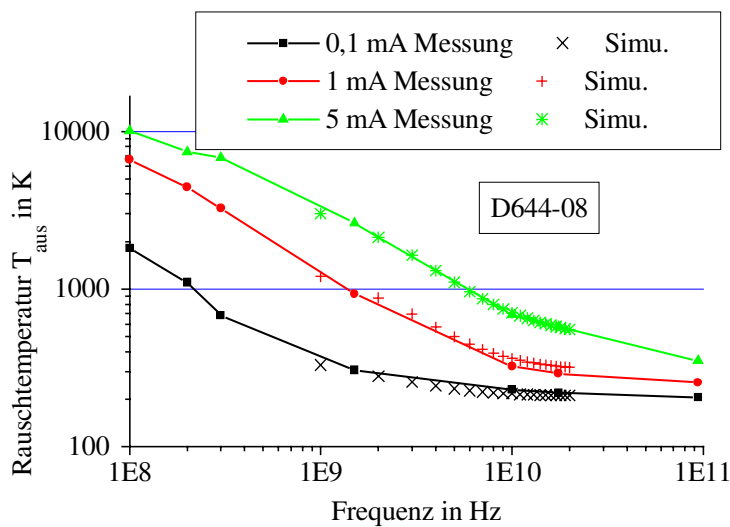


Abb. 6.21: Rauschspektrum der Diode D644-08. Die Messung und die Simulation erfolgt ohne Lokaloszillator-Signal.

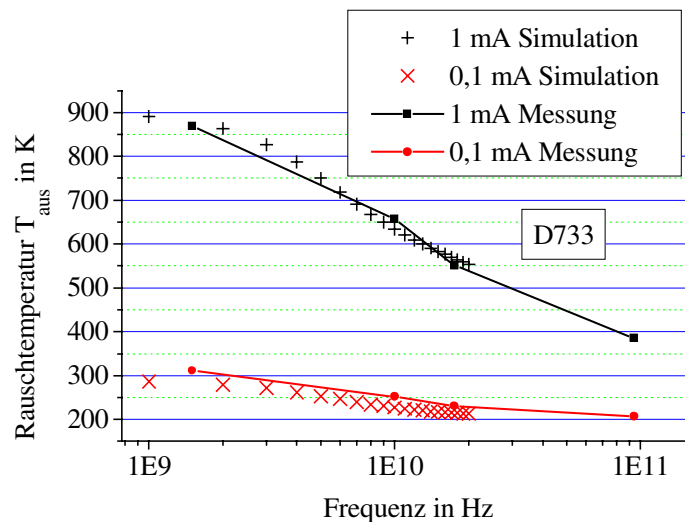


Abb. 6.22: Rauschspektrum der Diode D733. Die Messung und die Simulation erfolgt ohne Lokaloszillator-Signal.

Die gemessenen und berechneten Rauschspektren stimmen gut überein. Bei der Bewertung der Ergebnisse muß berücksichtigt werden, daß das verwendete Rauschmodell für einen großen Frequenz- und Strombereich gilt (siehe dazu Abschnitt 3.3.6). Die gemessenen Werte sind mit geraden Linien verbunden, so daß es zwischen zwei gemessenen Stützstellen zu größeren Abweichungen kommt. In den Abb. 6.20 bis 6.22 beschreiben die simulierten Ergebnisse (Kreuze) den typischen Verlauf eines Systems mit Tiefpaßcharakter.

6.5.4 Ergebnis des Vergleichs der Ausgangs-Rauschtemperaturen

Grundsätzlich liegen alle berechneten bzw. simulierten Ergebnisse im Bereich der gemessenen Temperaturen. Bei den meisten Abbildungen läßt sich ein qualitativ gleicher Verlauf der Rauschtemperaturen erkennen. Für die Messung und Simulation ist außerordentlich wichtig, daß die Arbeitspunkte sehr genau eingestellt werden. Geringe Abweichungen der Strom- und Spannungswerte führen zu großen Änderungen bei der Berechnung der Temperaturen.

Weiterhin reagiert die berechnete Rauschtemperatur am Ausgang sehr stark auf Variationen der ermittelten Diodenparameter (z. B. Idealitätsfaktor). Bei der Messung liegen die mit dem Aufbau in Abb. 6.13 ermittelten Rauschleistungen im Bereich von -60 dBm und sind daher gegenüber Störeinflüssen sehr empfindlich. Änderungen von $0,3$ dB in den Leistungen zur Kalibrierung führen auf Temperaturdifferenzen von 30 K.

Der Abschnitt 6.5.3 zeigte die mit den Meßplätzen aus Abschnitt 3.3.3 aufgenommenen Rauschspektren der drei ausführlich untersuchten Dioden. Unausgesteuerte Mischer müssen folglich mit der Dioden-Temperatur am Ausgang rauschen. Die Simulationsergebnisse mit

vernachlässigbar kleiner Lokaloszillatoramplitude geben für ausgewählte Ströme die Verhältnisse im Bereich der sinnvoll einzusetzenden Zwischenfrequenzen sehr gut wieder.

Die in den gemessenen Werten auftretenden Lücken im Kurvenverlauf (siehe Abb. 6.16 bis 6.19) sind durch den Meßaufbau und die begrenzte Leistung des Gunn-Oszillators entstanden. An diesen Stellen läßt sich der gewählte Arbeitspunkt nicht einstellen, und somit sind nicht repräsentative Bereiche zu sehen. Das Simulationsprogramm ist natürlich in der Lage, die Lokaloszillatoramplitude unbegrenzt zu erhöhen. In den Diagrammen ist das abrupte Ansteigen der Rauschleistung bei nicht ausreichender LO-Leistung deutlich zu sehen. Wie schon erwähnt, gilt gleiches für unzureichende Genauigkeit während der Einstellung des Arbeitspunktes bei der Messung sowie bei der Simulation.

Wichtig für die Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes sind aufgrund der schwierigen Meßbedingungen die qualitativ gleichen Temperaturverläufe. Die relativen Fehler bleiben kleiner als 10%. Unter Berücksichtigung aller Fehlereinflüsse kann behauptet werden, daß der Berechnungsalgorithmus zur Simulation des Mischerrauschens korrekt ist.

6.6 Bewertung des Simulationspakets

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen haben die theoretischen Überlegungen der vorausgehenden Kapitel sehr gut verifiziert. Diese Aussage kann getroffen werden, wenn man die im Verlauf der Arbeit angenommenen Näherungen und möglichen Fehlereinflüsse nochmals betrachtet:

Es kann zu Fehlern bei der Bestimmung der Diodendaten und der Diodenkapazität kommen.

Das aufgestellte Rauschmodell der Dioden beschreibt die Rauschtemperaturen für den gesamten Arbeitsbereich hinreichend gut. Die begrenzte Anzahl der Rauschparameter läßt jedoch eine exakte Übereinstimmung von Messung und Modell nicht zu.

Die Verwendung der berechneten Einbettungsimpedanzen wird durch drei verschiedene Methoden bestätigt. Es ergeben sich jedoch für die höheren Harmonischen entsprechend größere Abweichungen, was auf die eingeführten Näherungen in der jeweiligen Bestimmungsmethode zurückzuführen ist.

Das programmierte Mischer-Simulationsprogramm ist aufgrund seines Umfangs nicht grundsätzlich von Fehlerquellen frei.

Dazu kommen letztendlich noch mögliche Meßfehler bei der Verifikation sowie bei der Bestimmung des Diodenrauschens.

Unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten sind somit die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse als sehr gut zu bewerten. Die Programme können zu umfangreichen theoretischen Untersuchungen herangezogen werden.

Kapitel 7

Simulationsergebnisse und Auswertung

Nach seiner Verifikation kann das Mischer-Simulationsprogramm für die Berechnung von mm-Wellenmischern eingesetzt werden. Für die hier präsentierten Simulationsergebnisse werden die Parametersätze der Dioden D644-08 und DA357-1 verwendet. Da das Ziel der Arbeit die Untersuchung des Rauschens, speziell des Überschußrauschens, in Mischern ist, werden die Parameter der verfügbaren Dioden ohne Variationen in das Programm eingelesen. Als veränderliche Größen werden in diesem Ergebniskapitel die Parameter des Mischeraufbaus und die Arbeitspunkte der Dioden angenommen. Der Einsatz der beiden Dioden in anderen Mischern wird durch Variation der Geometrie simuliert. Die Einbettungsimpedanzen werden mit der analytischen Berechnungsmethode ermittelt. Das Simulationspaket wird eingesetzt, um die Dioden in Mischeraufbauten mit verschiedenen in der Höhe reduzierten Hohlleitern zu untersuchen. Zur bequemen Auswertung ergeben sich zwei- und dreidimensionale Darstellungen des Konversionsverlustes, der Mischer-Rauschtemperatur und der Ausgangs-Rauschtemperatur für verschiedene Zwischenfrequenzen, Kurzschlußschieberstellungen und Arbeitspunkte. Zur besseren Auswertung sind auf dem Boden der 3D-Graphiken die Höhenlinien projiziert, mit deren Hilfe die optimalen Einstellungsbereiche ermittelt werden können. Das Rauschverhalten bei verschiedenen Höhen wird exemplarisch an der Diode D644-08 untersucht. Weitere Ergebnisse für die Dioden D644-08 und DA357-1 befinden sich bzgl. Rauschtemperaturen und Rauschzahlen für verschiedene Aussteuerungen in Tabellen. Das Programm eignet sich für die Suche nach optimalen Arbeitspunkten für Diodenmischer. Die Lokaloszillatorfrequenz ist fest auf 94 GHz eingestellt, da der originale Aufbau des Mischers für diese Frequenz ausgelegt ist. Die maximale Zwischenfrequenz wird somit durch die Cut-Off-Frequenz des Hohlleiters festgelegt.

Die Untersuchungen beginnen mit der Bestätigung, daß der minimale Konversionsverlust bei reaktivem Spiegelfrequenzabschluß und Leistungsanpassung bei der Signalfrequenz erreicht wird (Abschnitt 7.1). Danach werden die berechneten Rauschtemperaturen für unterschiedliche Mischerhöhen verglichen (Abschnitt 7.2). Die Variation des Arbeitspunktes bzw. der Aussteuerung und Gleichvorspannung behandelt der Abschnitt 7.3. Anschließend wird die Mischerrauschtemperatur am Zwischenfrequenzgang untersucht und für diese Betrachtung in ihre Bestandteile zerlegt (Abschnitt 7.4).

7.1 Minimale Konversionsverluste

Aus der Literatur [60] ist bekannt, daß sich die geringsten Konversionsverluste für reaktive Spiegelfrequenzabschlüsse ergeben. Weiterhin muß für den Signalfrequenzabschluß Leistungsanpassung gelten. Für reale Mischer ist diese für das Konversionsverhalten beste Einstellung der Parameter schwierig zu finden. Das Mischer-Simulationsprogramm kann für die Diode D644-08 und einen fest vorgegebenen Arbeitspunkt von 1 mA/0,9 V die ideale Zwischenfrequenz und Kurzschlußschieberstellung ermitteln. Die reduzierte Hohlleiterhöhe des Mixers beträgt 1/6 seiner Breite und ist damit gleich der Höhe des Original-Mixers.

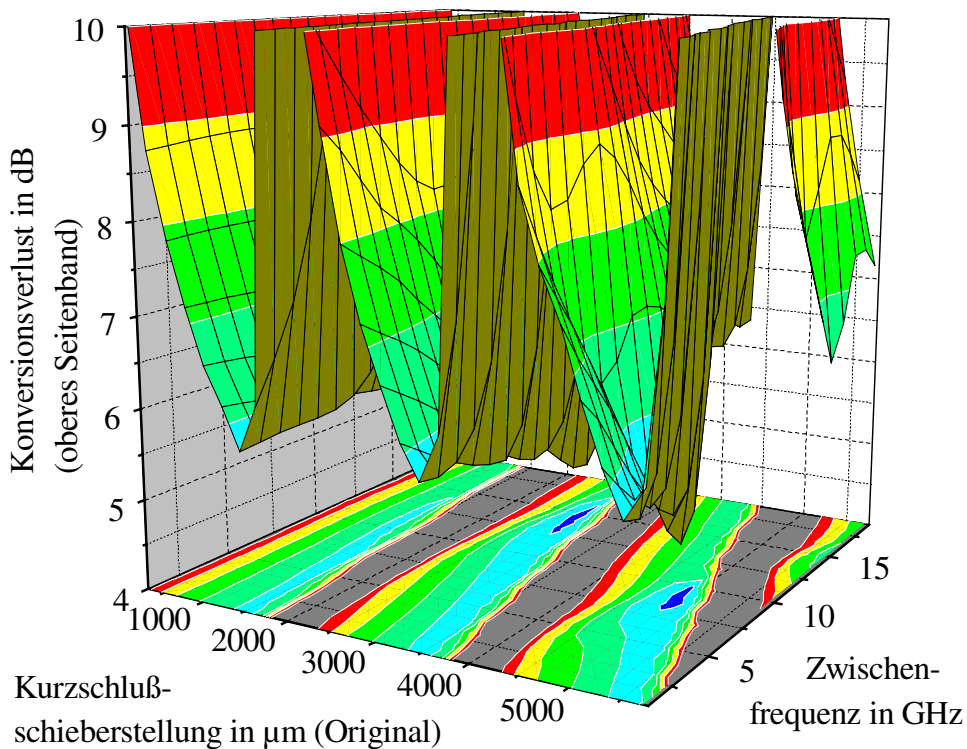


Abb. 7.1: Darstellung des Konversionsverlustes für das obere Seitenband bei verschiedenen Zwischenfrequenzen und Kurzschlußschieberstellungen für die Diode D644-08. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V. Der minimale Konversionsverlust beträgt:
 $G_{K,01}(4,9 \text{ mm}; 9 \text{ GHz}) = 4,58 \text{ dB}$. Der Konversionsverlust des Spiegelfrequenzpfades lautet: $G_{K,0-1}(4,9 \text{ mm}; 9 \text{ GHz}) = 26,7 \text{ dB}$.

Aus den dreidimensionalen Abb. 7.1 und 7.2 lassen sich die minimalen Konversionsverluste bestimmen. Die besten Ergebnisse sind für die entsprechenden Zwischenfrequenzen in Abb. 7.3 als Schnitte der 3D-Graphiken zu sehen. Für das eingezeichnete Minimum tritt bei der jeweiligen Spiegelfrequenz ein Maximum im Konversionsverlust auf. Die anschließenden Abb. 7.4 und 7.5 zeigen die Impedanzverhältnisse für diese optimalen Einstellungen. Der Spiegelfrequenzabschluß wird in beiden Fällen durch ein reines Blindelement gebildet. Ein

reaktiver Spiegelfrequenzabschluß tritt im untersuchten Bereich mehrmals auf. Das absolute Minimum des Konversionsverlustes wird allerdings für Leistungsanpassung am Signalfrequenztor erreicht. Zur Verdeutlichung sind zusätzlich die Diodenimpedanzen bei den Seitenbandfrequenzen eingetragen.

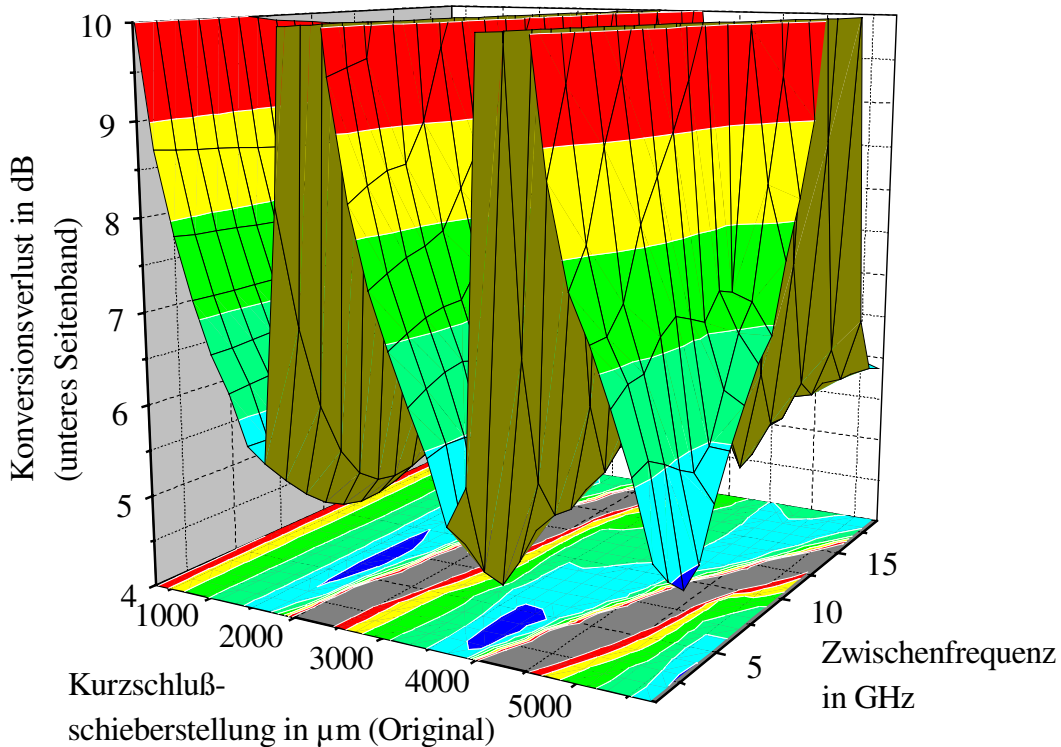


Abb. 7.2: Darstellung des Konversionsverlustes am unteren Seitenband für verschiedene Zwischenfrequenzen und Kurzschlußschieberstellungen für die Diode D644-08. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V. Der minimale Konversionsverlust beträgt: $G_{K,0-1}(3,85 \text{ mm}; 3 \text{ GHz}) = 4,45 \text{ dB}$. Für gleiche Einstellungen ergibt sich für das obere Seitenband: $G_{K,01}(3,85 \text{ mm}; 3 \text{ GHz}) = 21,78 \text{ dB}$.

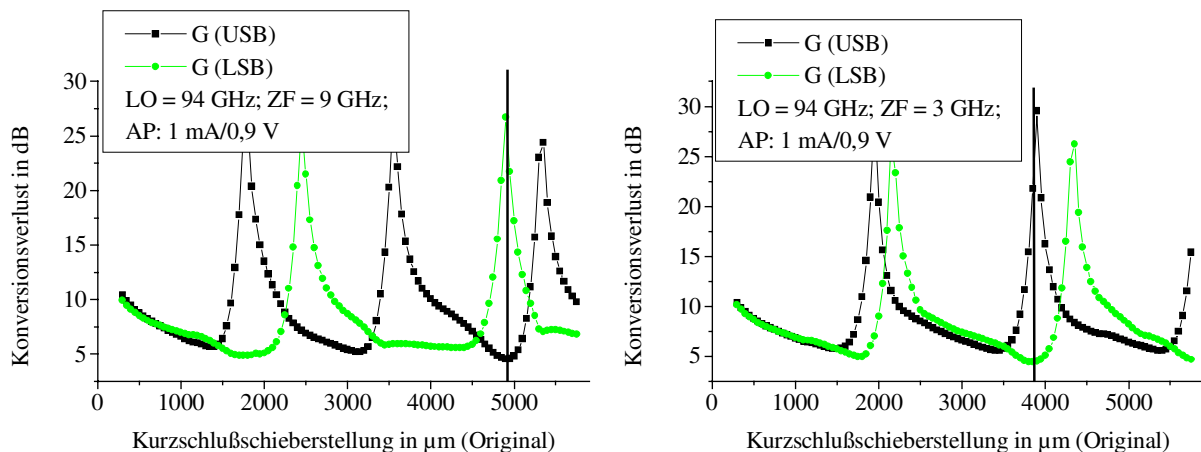


Abb. 7.3: Minimale Konversionsverluste für die Diode D644-08.

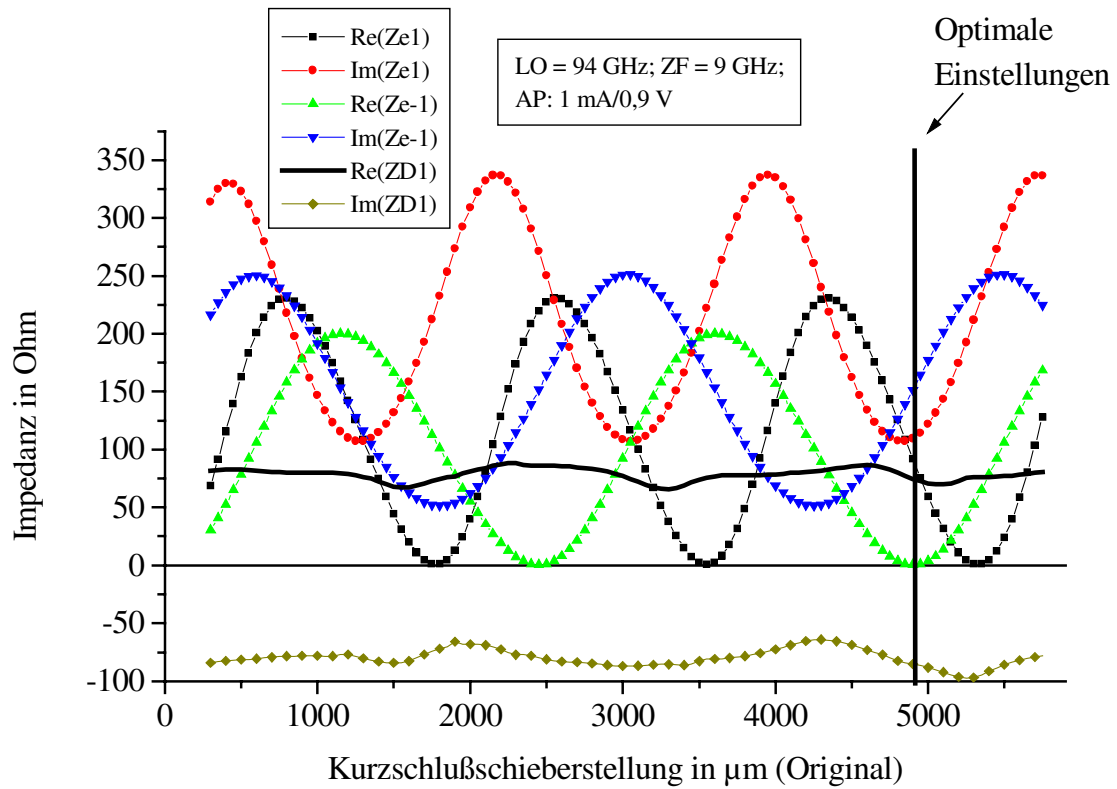


Abb. 7.4: Darstellung der Impedanzverhältnisse für minimale Konversionsverluste im oberen Seitenband der Diode D644-08.

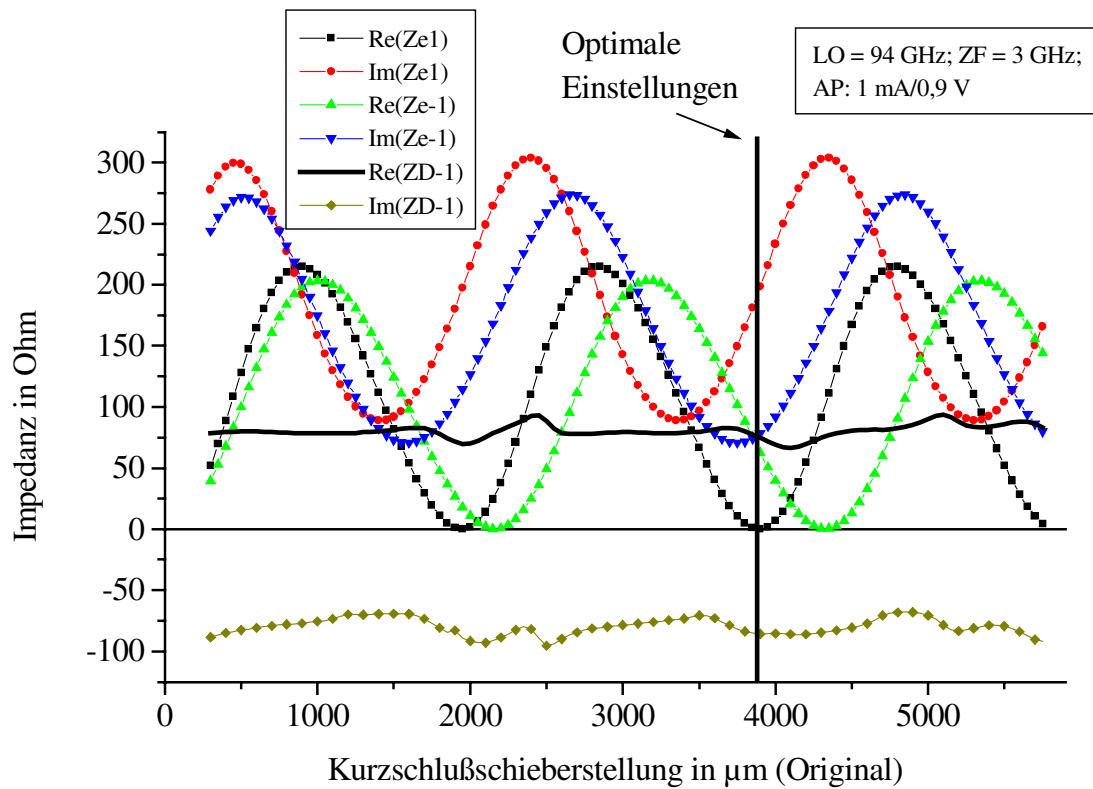


Abb. 7.5: Darstellung der Impedanzverhältnisse für minimale Konversionsverluste im unteren Seitenband der Diode D644-08.

Die senkrechte Gerade in den Abb. 7.3 bis 7.5 kennzeichnet die Kurzschlußschieberstellung für den minimalen Konversionsverlust. Der Realteil der jeweiligen Einbettungsimpedanz bei der Spiegelfrequenz ist null. Die Einbettungsimpedanz am jeweiligen Signaltor ist konjugiert komplex zur Diodenimpedanz. Wenn sich der Arbeitspunkt verändert, entstehen neue Impedanzverhältnisse, und die hier erhaltenen optimalen Einstellungen für die Kurzschlußschieberstellung und die Zwischenfrequenz werden ungültig.

7.2 Rauschtemperaturen für verschiedene Hohlleiterhöhen

In den folgenden Abb. 7.6 bis 7.10 ist die Rauschtemperatur des Mischers T_{SSB} für einen festen Arbeitspunkt für das obere und untere Seitenband dargestellt. Die Höhe des reduzierten Hohlleiters wechselt zwischen $1/6$, $1/8$ und $1/10$ der W-Band-Hohlleiterbreite. Weiterhin wird der Kurzschlußschieber über einen Bereich von 5,5 mm verschoben, so daß etwas mehr als eine Hohlleiterwellenlänge des 94 GHz-Lokaloszillators überstrichen wird. Die Zwischenfrequenz wird durch die Cut-Off-Frequenz des Hohlleiters am unteren Seitenfrequenzband begrenzt.

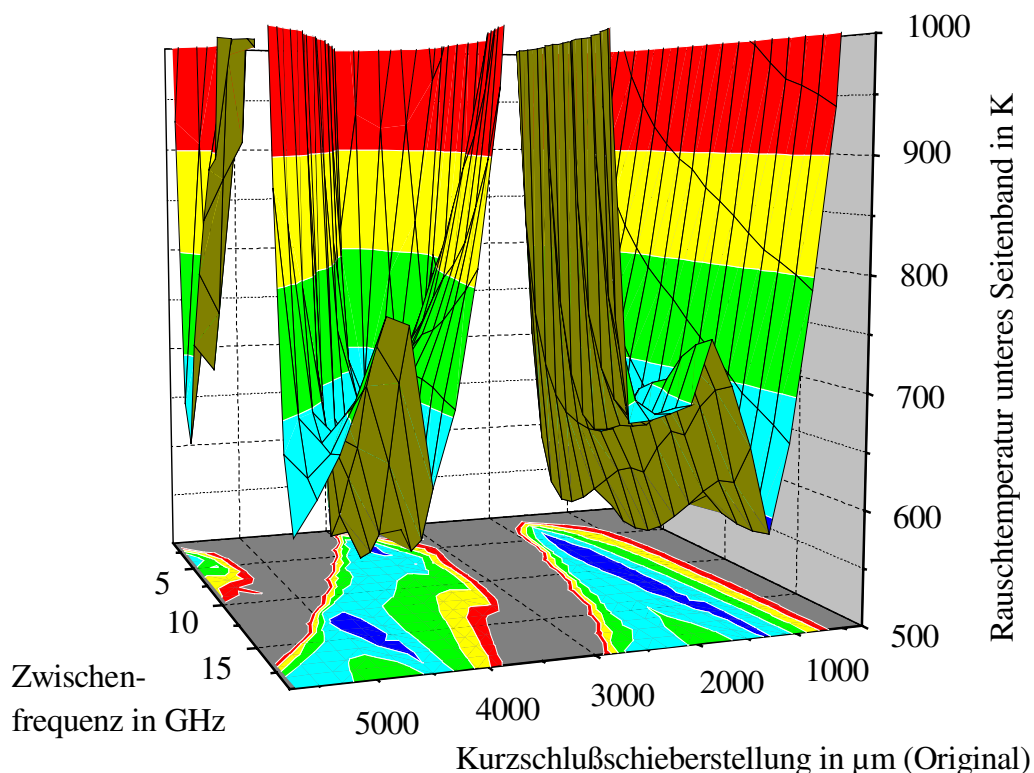


Abb. 7.6: Rauschtemperatur des unteren Seitenbandes für eine Oszillatorfrequenz von 94 GHz bei einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/6$. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V. Das Rauschminimum liegt bei $T_{SSB,LSB}(1,6 \text{ mm}; 8 \text{ GHz}) = 540 \text{ K}$. Der Konversionsverlust für das untere Seitenband bei dieser Einstellung beträgt: $G_{K,0-1} = 5,07 \text{ dB}$. Für die Spiegelfrequenz ergibt sich: $G_{K,01} = 8,4 \text{ dB}$.

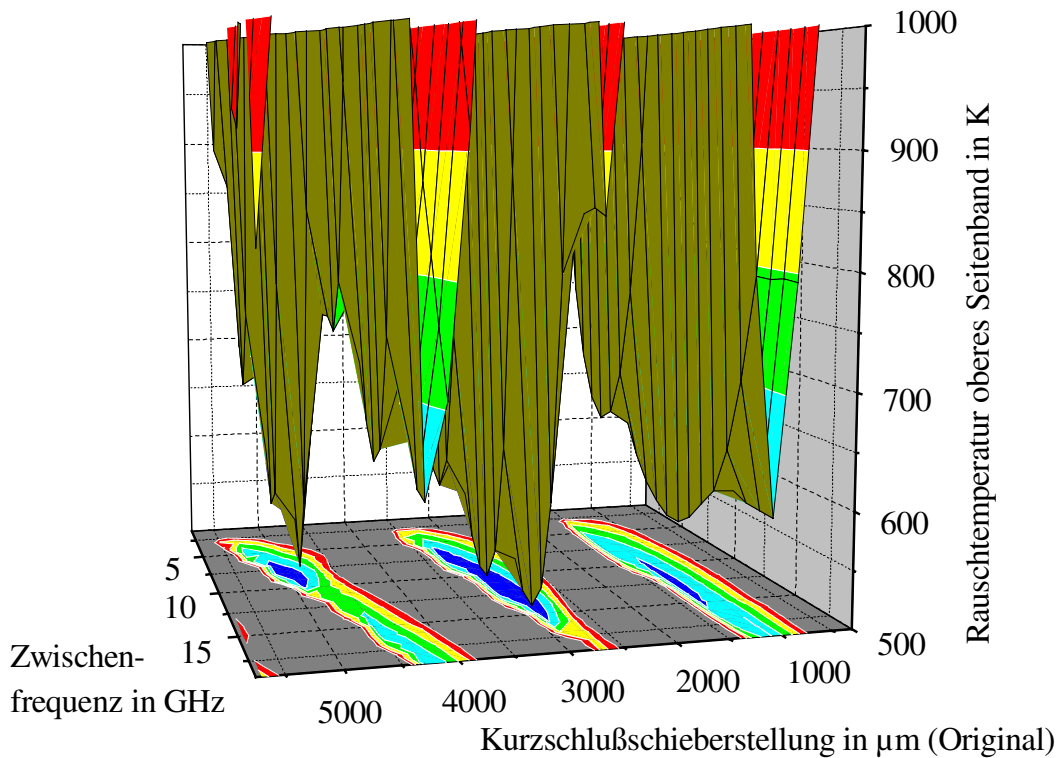


Abb. 7.7: Rauschtemperatur des oberen Seitenbandes für eine Oszillatorfrequenz von 94 GHz bei einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/6$. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V. Das Rauschminimum liegt bei $T_{SSB,USB}(3 \text{ mm}; 13 \text{ GHz}) = 485 \text{ K}$. Der Konversionsverlust für das obere Seitenband bei dieser Einstellung lautet: $G_{K,01} = 6,09 \text{ dB}$. Für die Spiegelfrequenz ergibt sich: $G_{K,0-1} = 6,31 \text{ dB}$.

Beim Vergleich der Abb. 7.6 mit 7.2 und Abb. 7.7 mit 7.1 zeigen sich an den Stellen mit geringstem Konversionsverlust auch kleine Rauschleistungen. Die absoluten Minima der Rauschtemperaturen befinden sich allerdings bei anderen Einstellungen. Neben den Konversionsverlusten haben natürlich auch die Rauschparameter bzw. der Charakter der Rauschquellen ihren Anteil am Verlauf der Rauschtemperaturen. Es zeigt sich, daß nicht unbedingt für jede Konfiguration eine hohe Zwischenfrequenz bessere Rauscheigenschaften des Mixers gewährleistet. Es ergibt sich der aus der Literatur bekannte Unterschied zwischen Rausch- und Leistungsanpassung.

Ein Vergleich der Rauschtemperaturen ergibt für kleiner werdende Hohlleiterhöhen immer bessere bzw. tiefere Werte. Die Temperatur $T_{SSB,LSB}$ verringert sich von 540 K für $h = d/6$ über 409 K für $h = d/8$ auf 400 K für $h = d/10$. - Die Konversionsverluste verringern sich in gleicher Weise von 5,07 dB auf 4,64 dB. - Diese optimalen Rauschtemperaturen ergeben sich für unterschiedliche Zwischenfrequenzen. Für die Rauschtemperaturen des oberen Seitenbandes $T_{SSB,USB}$ besitzt der Mischer mit $h = d/8$ den geringsten Wert mit 425 K. Die minimalen Temperaturen für diesen Aufbau ergeben sich jeweils bei derselben Zwischenfrequenz von 19 GHz.

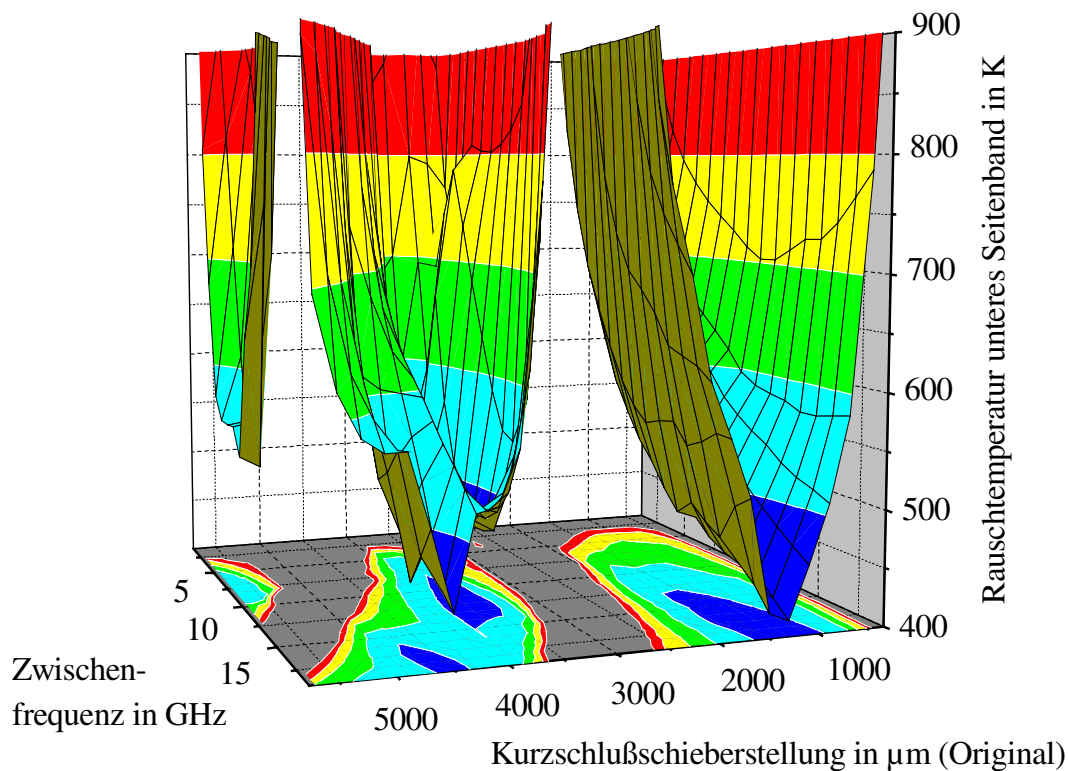


Abb. 7.8: Rauschtemperatur des unteren Seitenbandes für eine Oszillatorfrequenz von 94 GHz bei einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/8$. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V. Das Rauschminimum beträgt $T_{\text{SSB,LSB}}(1,35 \text{ mm}; 19 \text{ GHz}) = 409 \text{ K}$. Der Konversionsverlust für das untere Seitenband bei dieser Einstellung lautet: $G_{\text{K},0-1} = 4,85 \text{ dB}$. Für die Spiegelfrequenz gilt: $G_{\text{K},01} = 6,85 \text{ dB}$.

Die Abb. 7.6 und 7.8 geben die Rauschtemperaturen für das untere Seitenband der Mischer-aufbauten mit um $1/3$ und $1/4$ reduzierter Hohlleiterhöhe wieder. Ein Mischer erreicht nur für eine kleine Menge möglicher Einstellungen Rauschtemperaturen unter 600 K, und der Aufbau mit geringerer Höhe weist sogar mehr Einstellungsmöglichkeiten mit Temperaturen unterhalb 500 K auf. Für das obere Seitenband ergeben sich die gleichen, jedoch etwas schwächer ausgeprägten Zusammenhänge. In Abb. 7.7 fällt die Rauschtemperatur nur an einer Stelle unter 500 K. Die in der Literatur bevorzugt eingesetzten Mischer mit um $1/4$ reduzierter Hohlleiterhöhe liefern im Vergleich zum in dieser Arbeit aufgebauten Mischer die besseren Ergebnisse. Eine weitere Reduzierung der Höhe liefert keine wesentlichen Verbesserungen.

Der Rauschtemperaturverlauf des oberen Seitenbandes für eine reduzierte Hohlleiterhöhe von $h = d/10$ in Abb. 7.10 besitzt als Minimum $T_{\text{SSB,USB}}(1 \text{ mm}; 19 \text{ GHz}) = 477 \text{ K}$. Bemerkenswert ist die von den anderen Darstellungen abweichende Aufteilung der Einstellungsmöglichkeiten mit niedrigen Rauschtemperaturen. Die vorgestellten Ergebnisse geben einen Eindruck über die Möglichkeiten zur Optimierung eines Mixers bzgl. der Rauschtemperatur.

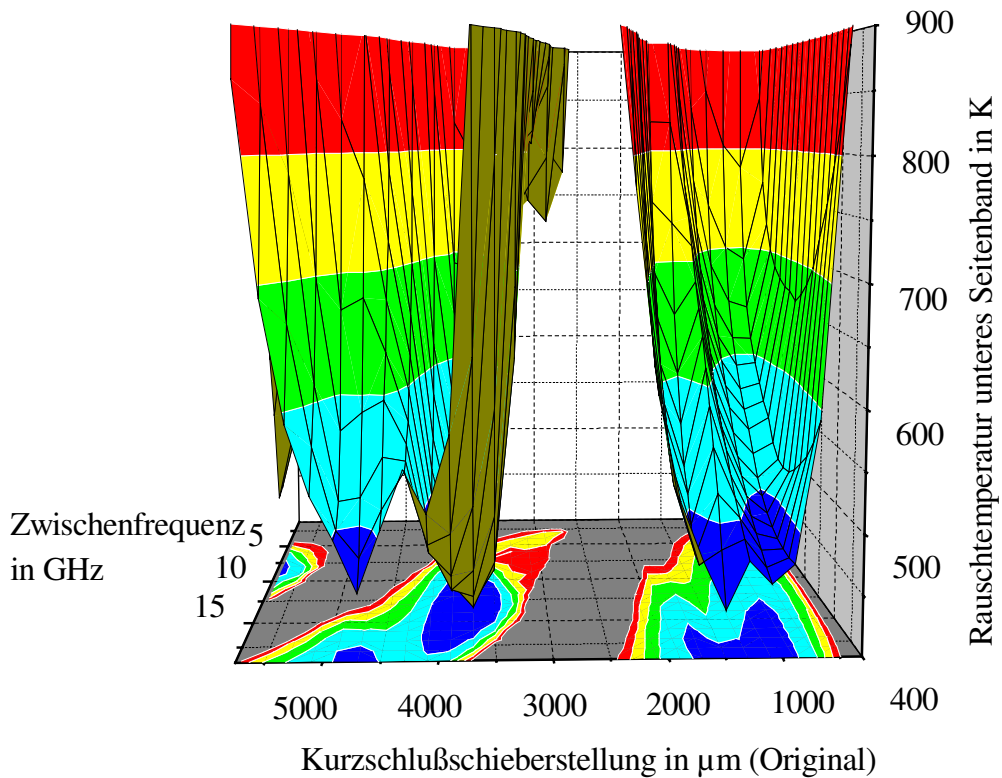


Abb. 7.9: Rauschtemperatur des unteren Seitenbandes bei einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/10$. Der Arbeitspunkt lautet: 1 mA/0,9 V. Das Rauschminimum ist $T_{\text{SSB,LSB}}(3,65 \text{ mm}; 13 \text{ GHz}) = 400 \text{ K}$. $G_{\text{K},0-1} = 4,64 \text{ dB}$. ($G_{\text{K},01} = 8,12 \text{ dB}$).

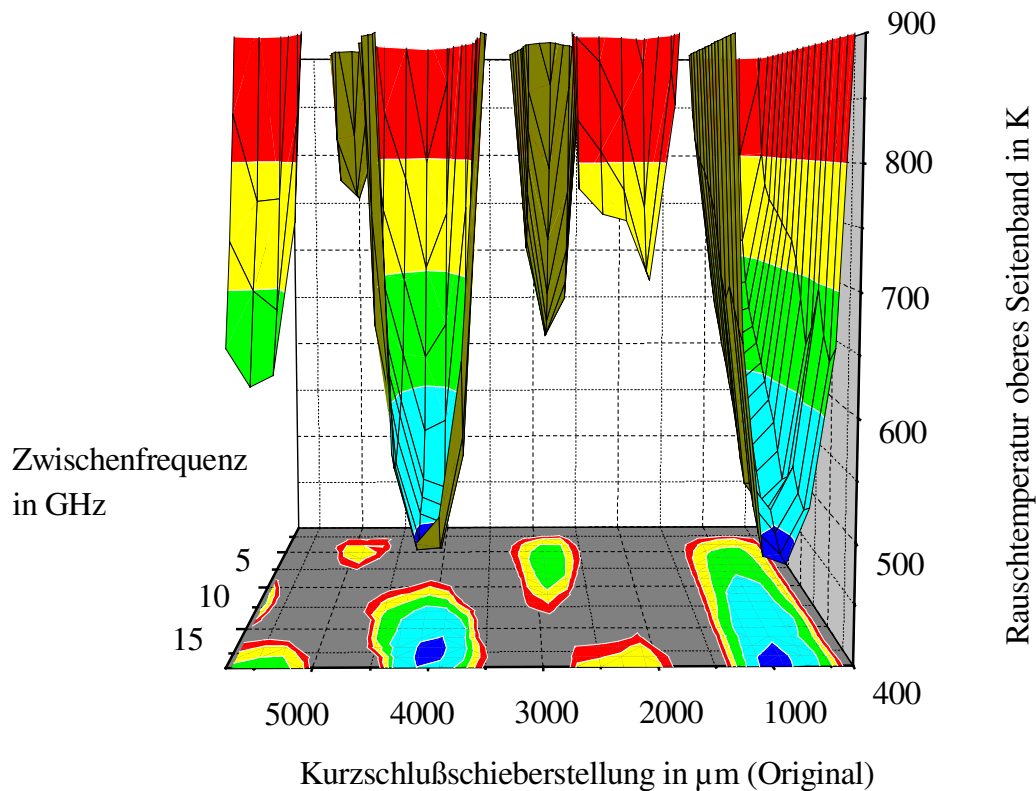


Abb. 7.10: Rauschtemperatur des oberen Seitenbandes bei einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/10$. Der Arbeitspunkt ist: 1 mA/0,9 V.

7.3 Variation des Arbeitspunktes

Nachdem in Abschnitt 7.1 eine optimale Konstellation bzgl. Kurzschlußschieberstellung und Zwischenfrequenz für einen Diodenmischer vorgestellt wurde, werden in diesem Abschnitt für den gleichen Mischer die Auswirkungen von Arbeitspunktänderungen auf das Mischerrauschen untersucht. Die Diode D644-08 befindet sich in einem Aufbau mit um 1/3 reduzierter Hohlleiterhöhe. Für zwei Arbeitspunkte (0,8 mA/0,8 V und 0,1 mA/0,8 V) werden die Rauschtemperaturverläufe dargestellt. Die zeitlichen Verläufe der Diodenspannung U_d und des Diodenstromes I_d über einer LO-Periode sind in den Abb. 4.3 und 4.4 zu finden. Die Abb. 7.11 und 7.12 stellen die Temperaturverläufe für das jeweilige Seitenband mit der geringsten Rauschtemperatur vor. Die jeweiligen Konversionsverluste für die gefundene optimale Einstellung bzgl. der Temperatur sind ebenfalls angegeben.

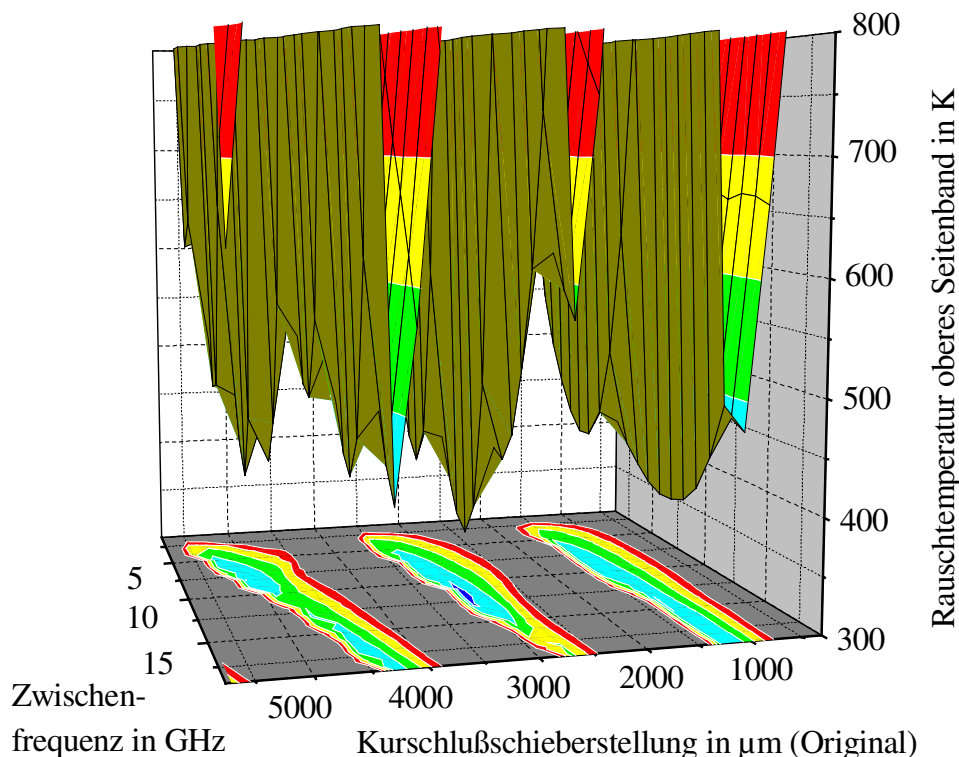


Abb. 7.11: Rauschtemperatur des oberen Seitenbandes für eine Oszillatorfrequenz von 94 GHz und einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/6$ für die Diode D644-08. Der Arbeitspunkt ist: 0,8 mA/0,8 V. Das Rauschminimum beträgt:
 $T_{\text{SSB,USB}}(3,05 \text{ mm}; 13 \text{ GHz}) = 360 \text{ K}$.

Für eine größere Aussteuerung der Diode D644-08, welche sich mit der Arbeitspunktwahl von 0,8 mA/0,8 V ergibt, läßt sich für das obere Seitenband und der Mischergeometrie mit dem um 1/3 in der Höhe reduzierten Hohlleiter eine minimale Rauschtemperatur von 360 K erzielen. Der zugehörige Konversionsverlust beträgt $G_{K,01} = 4,51 \text{ dB}$. Am unteren Seitenband ergibt sich für die gleiche Einstellung: $G_{K,0-1} = 7,18 \text{ dB}$.

Die nicht abgebildete minimale Rauschtemperatur für das untere Seitenband ergibt sich zu $T_{SSB,LSB}(1,25 \text{ mm}; 19 \text{ GHz}) = 395 \text{ K}$. In diesem Fall lauten die Konversionsverluste: $G_{K,0-1} = 5,6 \text{ dB}$ und $G_{K,01} = 10,6 \text{ dB}$.

Wird der Arbeitspunkt zu kleineren Strömen verschoben und die LO-Amplitude ebenfalls vermindert, was der Arbeitspunkt $0,1 \text{ mA}/0,8 \text{ V}$ beinhaltet, so ergibt sich für das untere Seitenband des Mischers eine minimale Rauschtemperatur von 446 K (siehe Abb. 7.12). Hier ergibt sich für das untere Seitenfrequenzband ein Konversionsverlust von $G_{K,0-1} = 5,23 \text{ dB}$ und für die gleichen Einstellungen $G_{K,01} = 9,77 \text{ dB}$ für das obere Band.

Das obere Seitenband dagegen besitzt für diese Konstellation lediglich eine minimale Rauschtemperatur von $T_{SSB,USB}(3,15 \text{ mm}; 13 \text{ GHz}) = 506 \text{ K}$ und für diese Einstellung die Konversionsverluste $G_{K,01} = 6,24 \text{ dB}$ und $G_{K,0-1} = 5,75 \text{ dB}$.

Die Minima für die oberen Seitenbänder der beiden ausgewählten Mischerkonstellationen befinden sich beide bei der Frequenz 13 GHz und der Kurzschlußschieberstellung $3,1 \text{ mm}$. Die Rauschtemperatur für den Fall größerer LO-Aussteuerung und höheren Gleichstroms für die Arbeitspunkteinstellung ist geringer. Die minimale Rauschtemperatur für den Arbeitspunkt

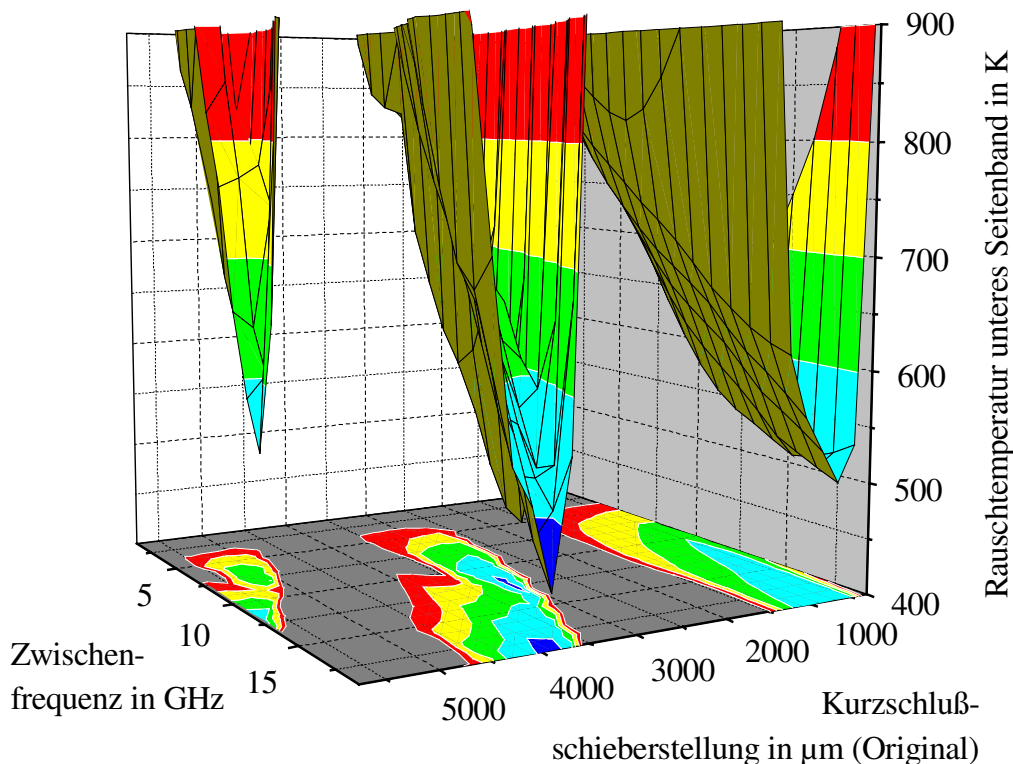


Abb. 7.12: Die Rauschtemperatur des unteren Seitenbandes für eine Oszillatorfrequenz von 94 GHz und einer reduzierten Hohlleiterhöhe von $h = d/6$ für die Diode D644-08. Der Arbeitspunkt ist: $0,1 \text{ mA}/0,8 \text{ V}$. Das Rauschminimum liegt bei $T_{SSB,LSB}(3,9 \text{ mm}; 19 \text{ GHz}) = 446 \text{ K}$.

Arbeitspkt.	U in V	$G_{K,0-1}$ in dB	$T_{SSB,LSB}$ in K	T_{aus} in K	F
2 mA	1,0	8,86	2078	270	8,18
(1,0275 V)	0,975	6,85	1100	227	4,8
KSS =	0,95	6,07	842	208	3,92
1700 μ m	0,925	5,54	696	194	3,42
	0,9	5,11	597	184	3,08
	0,875	4,75	526	176	2,82
	0,85	4,46	476	170	2,66
	0,825	4,21	440	167	2,54
	0,8	3,98	413	165	2,44
	0,775	3,78	392	165	2,38
	0,75	3,46	371	168	2,3
1 mA	0,975	9,49	2257	254	8,8
(0,994 V)	0,95	6,51	918	205	4,18
KSS =	0,925	5,49	655	185	3,28
1800 μ m	0,9	5,02	556	175	2,94
	0,875	4,79	512	170	2,78
	0,85	4,7	493	167	2,72
	0,825	4,66	487	166	2,7
	0,8	4,65	486	167	2,7
	0,775	4,64	489	168	2,72
	0,75	4,61	491	170	2,72
0,1 mA	0,9	15,2	6688	201	25,26
(0,9078 V)	0,875	9,1	1346	165	6,56
KSS =	0,85	7,36	804	148	4,52
2900 μ m	0,825	6,54	622	138	3,8
	0,8	6,07	535	132	3,44
	0,775	5,75	484	129	3,22
	0,75	5,5	449	126	3,06
	0,725	5,3	422	124	2,94
	0,7	5,12	401	123	2,84

Tabelle 7.1: Verschiedene den Mischer charakterisierende Parameter für einen Kehrlage-Abwärtsmischer mit einer Zwischenfrequenz von 10 GHz und einer LO-Frequenz von 94 GHz. Die Simulationsergebnisse ergeben sich für die Diode D644-08. In Klammern ist die Kennlinienspannung ($= U(\hat{U}_{LO} = 0)$) beim jeweiligen Strom angegeben.

Arbeitspkt.	U in V	$G_{K,0-1}$ in dB	$T_{SSB,LSB}$ in K	T_{aus} in K	F
5 mA	1,025	18,3	70029	1034	242,6
(1,0364 V)	1,0	10,2	6043	576	21,94
KSS =	0,975	8,3	2918	430	11,16
2050 μ m	0,95	7,27	1854	347	7,5
	0,925	6,33	1374	320	5,84
	0,9	5,41	1105	318	4,92
	0,875	4,58	929	324	4,32
	0,85	3,84	808	334	3,9
2 mA	0,95	11,03	5834	460	21,2
(0,9725 V)	0,925	8,03	2259	356	8,88
KSS =	0,9	6,73	1445	307	6,08
2000 μ m	0,875	5,91	1095	281	4,88
	0,85	5,29	898	266	4,2
	0,825	4,77	773	257	3,77
	0,8	4,28	688	257	3,48
1 mA	0,925	13,94	9550	385	34,62
(0,937 V)	0,9	8,74	2158	288	9,11
KSS =	0,875	7,12	1290	250	6,1
4600 μ m	0,85	6,32	997	233	5,07
	0,825	5,79	846	223	4,53
	0,8	5,37	750	218	4,19
	0,775	5,04	683	214	3,96
0,6 mA	0,9	12,58	5453	301	20,6
(0,914 V)	0,875	8,56	1749	244	7,77
KSS =	0,85	7,15	1138	219	5,62
4650 μ m	0,825	6,4	904	207	4,77
	0,8	5,92	784	201	4,34
	0,775	5,6	714	197	4,09
	0,75	5,4	674	194	3,96

Tabelle 7.2: Verschiedene den Mischer charakterisierende Parameter für einen Kehrlage-Abwärtsmischer mit einer Zwischenfrequenz von 10 GHz und einer LO-Frequenz von 94 GHz. Die Simulationsergebnisse ergeben sich für die Diode DA357-1.

1 mA/0,9 V ergibt sich ebenfalls bei der Kurzschlußschieberstellung 3 mm und der Zwischenfrequenz 13 GHz. Daher kann angenommen werden, daß sich eine Arbeitspunktänderung nur geringfügig auf die Rauschtemperatur auswirkt.

Das simulierte Verhalten des Mixers bzgl. seiner Rauscheigenschaften ist für die Dioden D644-08 und DA357-1 in den Tabellen 7.1 und 7.2 dargestellt. Es werden verschiedene

Arbeitspunkte an einem Kehrlage-Abwärtsmischer mit einer Zwischenfrequenz von 10 GHz eingestellt. Die Genauigkeit der Großsignalanalyse beträgt $k_s = 1\%$, und der Arbeitspunkt wird mit $0,1\%$ sehr genau eingestellt. Die Kurzschlußschieberstellungen sind für einen Strom fest vorgegeben. Die Spannung wird verändert und damit jeweils eine andere Aussteuerung der Diode erzeugt. Die gewählten Arbeitspunkte liegen für die angegebene Kurzschlußschieberstellung in einem breiten Rauschminimum (vgl. Die Abb. 7.6 bis 7.12). Die Diodenspannung wird, ausgehend von der Kennlinienspannung beim jeweiligen Strom, in kleinen Schritten verringert. Die Ausgangs-Rauschtemperatur ist für vernachlässigbare Aussteuerungen gleich der Diodenrauschtemperatur (siehe Abb. 3.20, 3.24, 6.20, 6.21 und Anhang A.3.1), und für wachsende LO-Amplituden wird sie kleiner und nähert sich einem Endwert. Die Konversionsverluste und damit die Rauschtemperaturen am unteren Seitenfrequenzband werden immer kleiner. Bei hohen Strömen (Flachbandfall) werden für die gewählten Einstellungen höhere Konversionsgewinne erzielt. Die Rauschzahlen F verhalten sich ähnlich. Kleine Aussteuerungen ergeben hier allerdings sehr hohe Konversionsverluste bzw. Rauschtemperaturen und damit Rauschzahlen. Diese Werte sind im Gegensatz zu den Rauschzahlen bei hohen LO-Amplituden nicht beachtenswert und nur der Vollständigkeit halber angegeben. Die Diode D644-08 erreicht bei dem Diodenstrom 2 mA eine minimale Rauschzahl von 2,3 oder 3,6 dB. Bei einem Strom von 1 mA ergibt sich nur noch 2,7 oder 4,3 dB. Die Diode DA357-1 besitzt eine höhere Rauschleistung, und daher ist die Rauschzahl nur für sehr große Aussteuerungen kleiner 4 bzw. 6 dB. Weiterhin besitzt die Diode DA357-1 gegenüber der Diode D644-08 einen größeren Konversionsverlust, d. h. schlechtere Übertragungseigenschaften.

Bei Erhöhung der Lokaloszillatorleistung ergibt sich ab einem bestimmten Wert keine weitere Verringerung des Konversionsverlustes; vielmehr nähert er sich einem Endwert. Dieser in Abb. 7.13 dargestellte Zusammenhang wird bei den verwendeten Dioden auch meßtechnisch beobachtet [16].

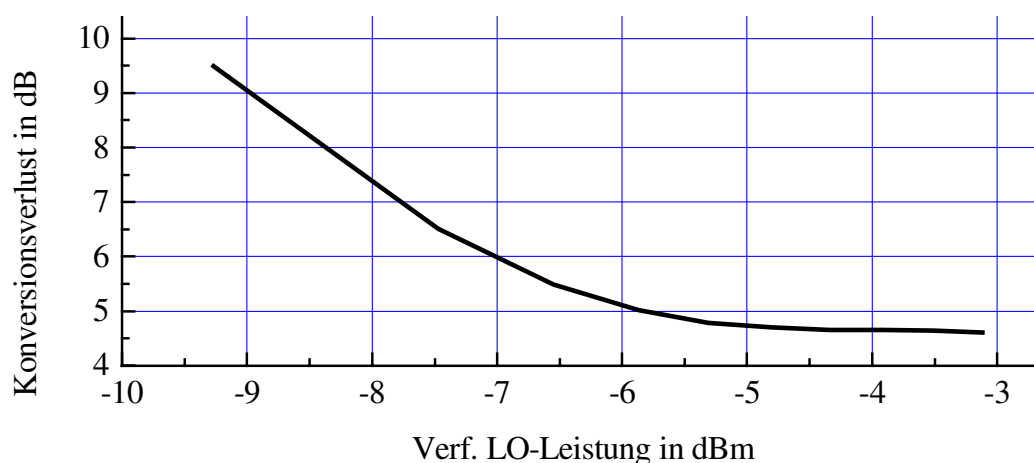


Abb. 7.13: Simulierter Konversionsverlust für die Diode D644-08 und dem Arbeitspunktstrom 1 mA. Der Realteil der Einbettungsimpedanz bei 1,8 mm (Original) ist 26Ω .

7.4 Zusammensetzung des Rauschens am Mischerausgang

Der Verlauf der Ausgangsrauschtemperatur T_{aus} für die Diode D644-08 fällt sehr schnell über der Frequenz auf eine nahezu konstante Rauschtemperatur von etwa 200 K ab (siehe Abb. 7.14). Die Grenzfrequenzen einiger Rauschquellen mit Tiefpaßcharakter sind für den gewählten Arbeitspunkt schon bei einer Zwischenfrequenz von etwa 5 GHz überschritten.

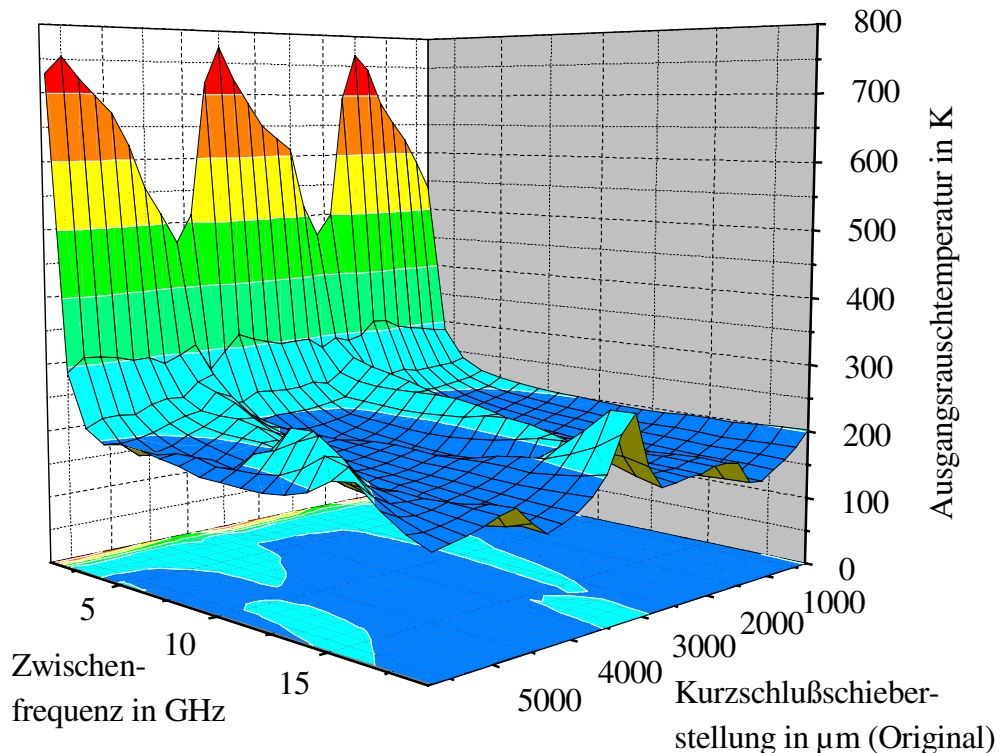


Abb. 7.14: Ausgangs-Rauschtemperatur des Mixers mit um 1/3 reduzierter Hohlleiterhöhe für die Diode D644-08 und einen Arbeitspunkt: 1 mA/0,9 V.

In Abb. 7.14 findet sich der Temperaturverlauf nach Abb. 6.16 wieder, der zur Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes gemessen wurde. Die Kontur des Rauschleistungsverlaufes über der Kurzschlußschieberstellung für die Zwischenfrequenz 1 GHz besitzt qualitativ den gleichen Verlauf wie die Meßergebnisse für 1,5 GHz. Der Einfluß der Einbettungsimpedanzen und Zwischenfrequenzen ist in dieser Darstellung nicht so groß wie für die Mischer-Rauschtemperaturen, weil die Konversionsverluste nicht in die Berechnung eingehen. Es ist allerdings deutlich zu erkennen, daß sich für schlechte Einstellungen bzgl. des Konversionsverlustes (siehe Abb. 7.8) auch eine erhöhte Ausgangs-Rauschtemperatur ergibt.

In den folgenden Abb. 7.15 bis 7.17 wird die Rauschtemperatur der Diode DA357-1 in einem Mischer mit um ¼ reduzierter Höhe betrachtet.

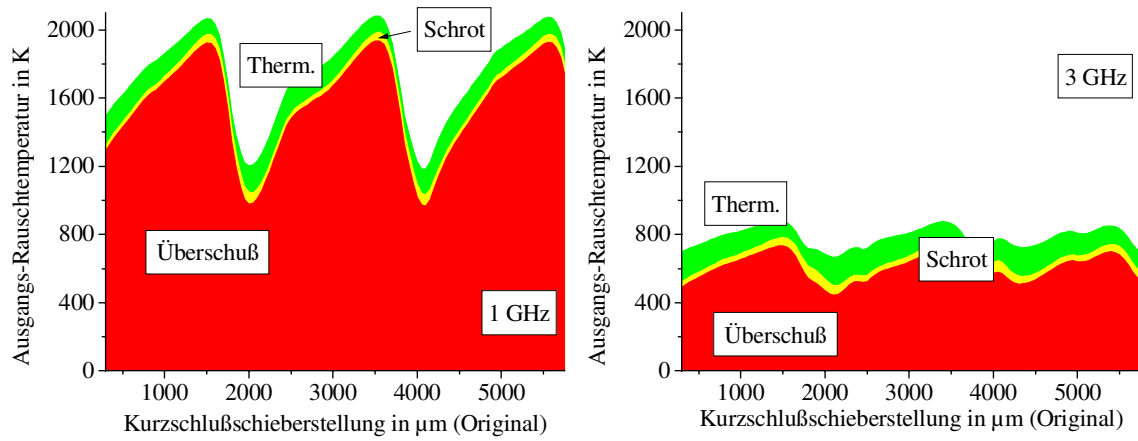


Abb. 7.15: Ausgangs-Rauschtemperaturanteile eines Mischers mit um $\frac{1}{4}$ reduzierter Höhe und der Diode DA357-1 .

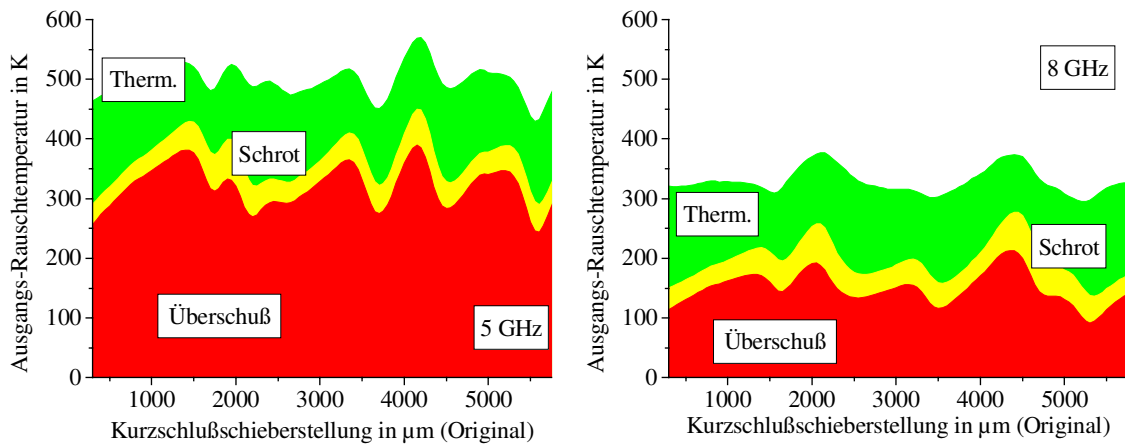


Abb. 7.16: Ausgangs-Rauschtemperaturanteile eines Mischers mit um $\frac{1}{4}$ reduzierter Höhe und der Diode DA357-1 .

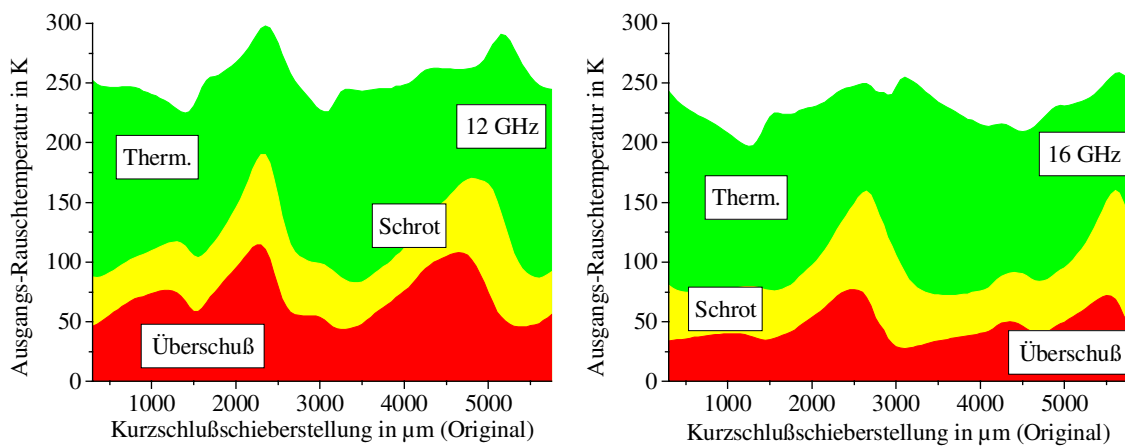


Abb. 7.17: Ausgangs-Rauschtemperaturanteile eines Mischers mit um $\frac{1}{4}$ reduzierter Höhe und der Diode DA357-1.

Die Diode DA357-1 besitzt im Gegensatz zur Diode D644-08 ein wesentlich ausgeprägteres Überschußrauschen. Darum werden weitere theoretische Untersuchungen mit der Diode DA357-1 in einem um $\frac{1}{4}$ in der Höhe reduzierten Hohlleiter durchgeführt. Der Arbeitspunkt ist auf 2 mA/0,9 V festgelegt; es liegt also keine große Aussteuerung vor (siehe Tabelle 7.2). Die Ausgangs-Rauschtemperatur wird für verschiedene Zwischenfrequenzen in drei Bestandteile aufgeteilt; dabei handelt es sich um das thermische Rauschen, das Schrotrauschen und um die Summe aller anderen Rauschkomponenten, die unter Überschußrauschen zusammengefaßt werden. In den Abb. 7.15 bis 7.17 ist die Frequenzabhängigkeit des Überschußrauschens zu sehen. Der Rauschtemperaturverlauf in Abb. 7.15 ist unter Berücksichtigung der veränderten Mischgeometrie mit den Verläufen in Abb. 6.17 ($d = h/6$) zu vergleichen. Das thermische Rauschen und das Schrotrauschen behalten trotz veränderter Frequenz und Einbettungs-impedanzen annähernd konstante Temperaturen. Das Überschußrauschen zeigt deutlichen Tiefpaßcharakter und verringert sich bis auf Werte, die von den frequenzunabhängigen Anteilen (Hot-Electron-Rauschen) stammen. Durch die quadratische Abhängigkeit der Rauschkomponenten vom Strom reagieren diese Anteile stärker auf veränderte Umgebungen der Diode. Die gewellte Kurvenform wird hauptsächlich durch das Überschußrauschen bestimmt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird anhand von GaAs-Schottky-Dioden in mm-Wellenmischern eine ausführliche Untersuchung des Überschußrauschens vorgenommen. Dazu wird ein Mischer aufgebaut und verschiedene Dioden eingesetzt. Weiterhin entstehen diverse Simulationsprogramme, mit denen theoretische Untersuchungen durchgeführt werden können. Dazu gehört ein Mischer-Simulationsprogramm, welches auf der Grundlage der Harmonischen Balance beruht, und ein weiteres zur analytischen Bestimmung der Einbettungsimpedanzen. Es werden weiterhin das HF-Simulationspaket HFSS und ein um den Faktor vierzig vergrößertes Mischermmodell eingesetzt. Als Mischelemente kommen vier GaAs-Schottky-Dioden mit Anodendurchmessern von $0,5\ \mu\text{m}$ bis $1,5\ \mu\text{m}$ zum Einsatz. Die gesamten Untersuchungen finden bei Raumtemperatur statt. Der Mischer wird für die Untersuchungen ausschließlich mit einer Lokaloszillatorfrequenz von 94 GHz betrieben.

Für die Simulation eines mm-Wellenmischers werden zunächst die Parameter der verwendeten Dioden benötigt. Nach der Auswertung der Kennlinie wird eine ausführliche Rauschanalyse durchgeführt. Es werden diverse Rauschmeßplätze für den Frequenzbereich 100 MHz bis 94 GHz vorgestellt. Im Bereich tiefer Frequenzen ergeben sich Rauschtemperaturverläufe, die mit den bisher in der Literatur zu findenden Ansätzen für Rauschquellen nicht beschrieben werden können: Die gemessenen Verläufe enthalten ein Maximum und streben für höhere Ströme wieder gegen kleinere Temperaturwerte. Dieses Verhalten wird für höhere Frequenzen immer schwächer, wobei sich das Maximum in den Bereich höherer Ströme verlagert. Mit stromabhängigen Zeitkonstanten für das Trapping-Rauschen ist es möglich diese Verläufe über dem gesamten Frequenzbereich sehr gut nachzubilden. Dazu wird aus den gemessenen Rauschtemperaturen unter Einsatz eines Optimierungsverfahrens ein universelles Rauschmodell gebildet. Die simulierten und gemessenen Rauschtemperaturen der Diode stimmen gut überein, so daß die Verwendung der angenommenen Rauschursachen bestätigt wird, und diese bei der Berechnung berücksichtigt werden müssen. In das Mischer-Simulationsprogramm wird somit ein Rauschmodell integriert, welches für den gesamten Frequenzbereich Gültigkeit besitzt.

Die Dioden werden im Flußgebiet betreiben, und somit kommt es zu einer resistiven Mischung. Die Diode besitzt im Flußgebiet eine Kapazität, die sich nicht mit dem für das Sperrgebiet gültigen Wurzelansatz beschreiben läßt. Es wird beobachtet, daß die Diodenkapazität in der Nähe des Flachbandfalls nicht gegen sehr große Werte strebt, sondern nur den drei- bis fünffachen Wert der Kapazität bei Spannung null erreicht. Für die Ermittlung des

Kapazitätsverlaufs wird eine Rauschmessung bei 94 GHz und eine Konversionsverlust-Messung durchgeführt. Aus diesen Meßergebnissen läßt sich ein empirischer Ansatz für den Kapazitätsverlauf ableiten, der gute Ergebnisse im Mischer-Simulationsprogramm liefert.

Die Einbettungsimpedanzen der GaAs-Schottky-Diode sind weitere Eingabedaten des Programmes. Diese den Mischeraufbau charakterisierenden Daten werden auf drei unterschiedliche Weisen ermittelt.

Es wird ein mit dem Faktor 1:40 skaliertes Modell aufgebaut, an dem mit dem verfügbaren Netzwerkanalysator bis zur achtfachen Lokaloszillatorfrequenz ($894 \text{ GHz}/40 = 18,8 \text{ GHz}$) gemessen werden kann.

Eine andere Methode berechnet die Einbettungsimpedanzen analytisch. Dazu wird der Whisker als Antenne im Hohlleiter betrachtet, und die Hohlleiterwände gehen mit Hilfe der Spiegelungsmethode in die Rechnung ein. Es ergibt sich eine kompakte Berechnungsvorschrift, die sich in einem Ersatzschaltbild des Mischers darstellen läßt. Darin werden alle höheren Moden im Hohlleiter betrachtet. Die Einbettungsimpedanzen können mit dieser Methode sehr schnell für veränderte Mischergeometrien bestimmt werden.

Die dritte Methode setzt das Simulationspaket HFSS der Firma Hewlett Packard ein. Die berechneten Streuparametersätze lassen sich in geeigneter Weise miteinander verknüpfen und es ergeben sich die gesuchten Einbettungsimpedanzen. Wegen der fehlenden Anpassung am Mischereingang werden die Streuparameter zusätzlich zur Verifikation des Mischer-Simulationsprogramms eingesetzt.

Trotz diverser von der jeweiligen Bestimmungsweise abhängiger Vernachlässigungen, stimmen die Ergebnisse der drei vorgestellten Methoden sehr gut überein. Jede Methode besitzt ihre Vor- und Nachteile, und somit ist ihr Einsatz von der jeweiligen Situation abhängig. Es werden Untersuchungen zu den Toleranzen der Mischer-Geometrie und den nicht-reproduzierbaren Verhältnissen (infolge der manuellen Kontaktierung des Mischelementes) in der Nähe der Diode durchgeführt.

Das Mischer-Simulationsprogramm beschreibt das Rauschen eines Mischers unter Berücksichtigung der einzelnen Rauschkomponenten der Diode. Dabei handelt es sich um thermisches Rauschen, Schrotrauschen, Hot-Electron-Rauschen, Trapping-Rauschen und das zusätzlich eingeführte Hot-Electron-Trapping, welches stromabhängige bzw. feldstärkeabhängige Zeitkonstanten besitzt. Die Rauschanalyse des Programms integriert die einzelnen Rauschkomponenten unter Beachtung der Korrelationen in die Simulation. Dabei wird ausführlich auf die frequenzabhängigen Komponenten eingegangen. Das Mischer-Simulationsprogramm liefert die Möglichkeit, einen Mischer in allen Einzelheiten zu untersuchen.

Durch Aussteuerung der Diode und Verschiebung des Kurzschlußschiebers ändern sich am Ein- und Ausgang die Anpassungsverhältnisse des Mischers. Bei der Messung des Konversionsverlustes werden keine Schaltungen verwendet, um diese Veränderungen zu kompensieren. Vielmehr werden zur Verifikation der simulierten Konversionsverluste die mit dem HFSS berechneten Streuparameter eingesetzt. Das Mischer-Simulationsprogramm

berechnet lediglich den verfügbaren Konversionsverlust und gibt nicht die real vorliegenden Verhältnisse bzgl. Fehlanpassungen wieder. Zur Verifikation des Mischer-Simulationsprogrammes bzgl. des Konversionsverlustes und des Mischerrauschens am Zwischenfrequenzgang werden zwei weitere Meßplätze aufgebaut. Die gemessenen Werte stimmen gut mit den simulierten überein. Die Rauschmessungen besitzen im schlechtesten Fall eine Abweichung von 10%, welche sich mit den diskutierten äußerst schwierigen Meßbedingungen begründen läßt. Der Vergleich liefert eine sehr gute qualitative Übereinstimmung der Rauschtemperaturen.

Mit dem gesamten Simulationspaket sind u. a. theoretische Untersuchungen bzgl. des Überschußrauschens in mm-Wellenmischern durchführbar. Es lassen sich günstige Einstellungen des Kurzschlußschiebers und der Zwischenfrequenz mit optimalem Konversionsverlust und geringstem Mischerrauschen finden. Weiterhin läßt sich die Mischer-Rauschtemperatur in ihre Komponenten aufteilen und in allen Einzelheiten darstellen. Die frequenzabhängigen Anteile des Überschußrauschens nehmen mit steigender Zwischenfrequenz ab, und die Ausgangs-Rauschtemperatur erreicht einen nahezu konstanten Wert.

Abschließend läßt sich sagen, daß ein brauchbares Simulationspaket zur Untersuchung und Berechnung von mm-Wellenmischern entstanden ist. Eine experimentelle Verifikation bestätigt die theoretischen Überlegungen.

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. K.-H. Löcherer bedanken, daß er diese Arbeit angeregt, ihre Durchführung unterstützt und mir die Gelegenheit zur fachlichen Weiterbildung gegeben hat. Weiterhin gebührt ihm der Dank für die vielen Ratschläge und Hinweise bzgl. des Inhalts und der Form dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Graul danke ich vielmals für die Übernahme des Korreferats und die rasche Durchsicht des Manuskriptes. Den Vorsitz der Promotionsprüfung hat freundlicherweise Herr Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kuchenbecker übernommen, dem ich dafür ebenfalls meinen Dank aussprechen möchte.

Ferner bedanke ich mich bei meinen Kollegen für das sehr gute Betriebsklima am Institut für Hochfrequenztechnik. Die vielen hilfreichen Diskussionen und die gemeinsame Lösung verschiedener Probleme haben mir sehr viel Freude bereitet.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls und den Studenten, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten zur Durchführung der Arbeit beigetragen haben, gilt mein Dank für die gute und kreative Zusammenarbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOVITZ, M.; STEGUN, J.A.: Handbook of Mathematical Functions; Dover Publications; New York; 1972
- [2] ADAMSKI, M.E.; FABER, M.T.: Modelling of Schottky-Diode Characteristics for Terahertz Applications; MIKON'94; X. Intern. Microwave Conference Poland; 1994
- [3] AHRENS, B.: Rauschmessungen an cryogenisch gekühlten GaAs-Schottky-Dioden bei 94 GHz; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D4/952; 1995
- [4] BHAPKAR, U.V.; CROWE, T.W.: Analysis of the High Frequency Series Impedance of GaAs Schottky Diodes by a Finite Difference Technique; IEEE Trans. on MTT-40; No. 5; 1992
- [5] BITTEL, H.; STORM, L.: Rauschen; Springer-Verlag; 1971
- [6] BLUM, A.: Skriptum zur Vorlesung Elektronik III; Universität des Saarlandes; 1995
- [7] BREWER, M.; RÄISÄNEN, A.V.: Dual-Harmonic Noncontacting Millimeter Waveguide Backshorts: Theory, Design, and Test; IEEE Trans. on MTT-30; No. 5; 1982
- [8] CAMPBELL, J.S.; WRIXON, G.T.: Finite Element Analysis of Skin Effect Resistance in Submillimeter Wave Schottky Barrier Diodes; IEEE Trans. on MTT-30; No. 5; 1982
- [9] CARIUS, M.: Untersuchungen und Kalibrierung an einem 94 GHz-Rauschsystem; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D2/92; 1992
- [10] CHANG, C.Y.; FRANCIS, K.: GaAs High-Speed Devices; John Wiley & Sons; 1994
- [11] COLLIN, R.E.: Field Theory of Guided Waves; IEEE-Press; New York; 1991
- [12] CROWE, T.; MATTAUCH, R.: Analysis and Optimization of Millimeter- and Submillimeter-Wavelength Mixer Diodes; IEEE Trans. on MTT-35; No. 2; 1987
- [13] CROWE, T.; MATTAUCH, R.: Conversion Loss in GaAs Schottky-Barrier Mixer Diodes; IEEE Trans. on MTT-34; No. 7; 1986
- [14] DIEUDONNE, J.-M.; ADELSECK, B.; SCHMEGNER, K.-E.; RITTMEYER, R.; COLQUHOUN, A.: Technology Related Design of Monolithic Millimeter-Wave Schottky Diode Mixers; IEEE Trans. on MTT-40; No. 7; 1992

- [15] DRAGONE, C.: Analyses of thermal and shot noise in pumped resistive diodes; Bell System Techn. Journal Vol. 47; No. 9; 1968
- [16] DREIER, L.: Rauschuntersuchungen an GaAs-Schottky-Dioden für den Einsatz in mm-Wellenmischern; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D9/97; 1997
- [17] DUDLEY, D.G.: Mathematical Foundations for Electromagnetic Theory; IEEE-Press; Series on Electromagnetic Waves; New York; 1994
- [18] EISENHART, R.L.; KHAN, P.J.: Theoretical and Experimental Analysis of a Waveguide Mounting Structure; IEEE Trans. on MTT-19; No. 8; 1971
- [19] FABER, M.T.; ADAMSKI, M.E.: Unified Noise Model of a Submillimeter-Wave Schottky-Barrier Diode; MIKON'94; X. Intern. Microwave Conference Poland; 1994
- [20] FRISS, H.T.: Noise Figures of Radio Receivers; Proceedings of the I.R.E.; July 1944
- [21] GEISSLER, R.: Ein- und Zweiseitenband-Rauschzahl von Meßobjekten im Mikro- und Millimeterwellengebiet; ntz Band 37; 1984
- [22] GRÜB, A.: Technologieentwicklung für Terahertz-Schottkydioden und Nanometerstrukturen; VDI-Verlag; 1992
- [23] HAUS, H.A.: Description of the Noise Performance of Amplifiers and Receiving Systems; Proceedings of the IEEE; March 1963
- [24] HEGAZI, G.M.; JELENSKI, A.; YNGVESSON, K.S.: Limitations of Microwave and Millimeter-Wave Mixer due to Excess Noise; IEEE Trans. on MTT-33; No. 12; 1985
- [25] HELD, D.N., KERR, A.R.: Conversion Loss and Noise of Microwave and Millimeter-Wave Mixers: Part 1 - Theory; IEEE Trans. on MTT-26; No. 2; 1978
- [26] HELD, D.N., KERR, A.R.: Conversion Loss and Noise of Microwave and Millimeter-Wave Mixers: Part 2 - Experiment; IEEE Trans. on MTT-26; No. 2; 1978
- [27] HJELMGREN, H.: Numerical Modeling of Hot Electrons in n-GaAs Schottky-Barrier Diodes; IEEE Trans. on Electron Devices Vol. 37; No. 5; 1990
- [28] HJELMGREN, H.; KOLLBERG, E.; LUNDGREN, L.: Numerical Simulations of the Capacitance of Forward-Biased Schottky-Diodes; Solid-State Electronics Vol. 34; No. 6; 1991
- [29] HOFFMANN, M.: Noise Figures of Frequency Converters and their Dependence on Various Mixing Products; IEEE-Workshop RF and Microwave Noise; TU Ilmenau; 1996
- [30] JELENSKI, A.; GRÜB, A.; KROZER, V.; HARTNAGEL, H.L.: New Approach to the Design and Fabrication of THz Schottky Barrier Diodes; IEEE Trans. on MTT-41; No. 4; 1993

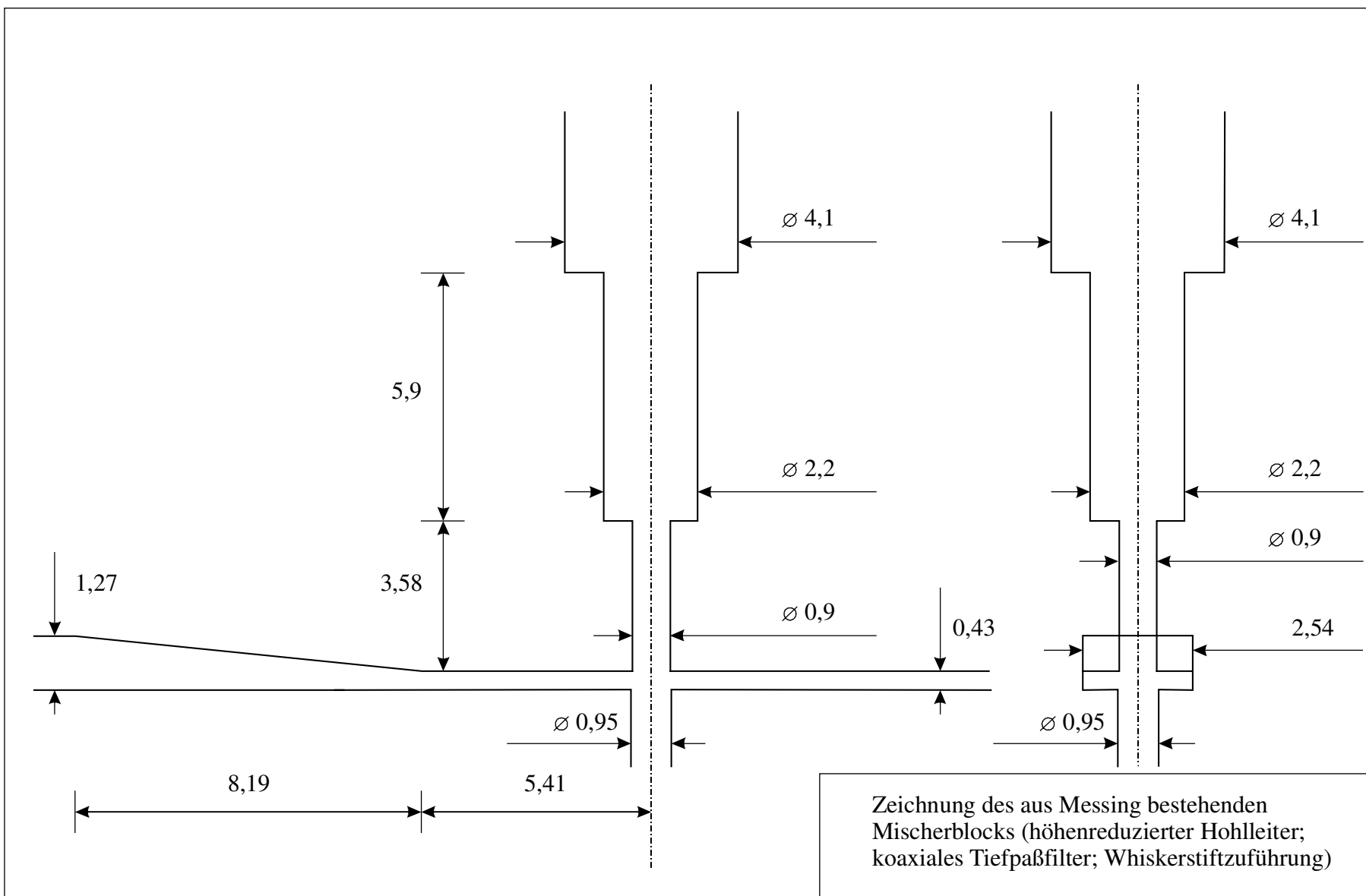
- [31] JELENSKI, A.; KOLLBERG, E.; ZIRATH, H.: Broad-Band Noise Mechanisms and Noise Measurements of Metal-Semiconductor Junctions; IEEE Trans. on MTT-34; 1986
- [32] KEEN, N.: Hot-Electron Noise Limitations in Submillimetre-Wave Schottky-Barrier Mixer Diodes; Electronics Letters; Vol. 21; No. 1; 1985
- [33] KERR, A.R.: A Technique for Determining the Local Oscillator Waveforms in a Microwave Mixer; IEEE Trans. on MTT-23; No. 10; 1975
- [34] KERR, A.R.: Low-Noise Room-Temperature and Cryogenic Mixers for 80-120 GHz; IEEE Trans. on MTT-23; No. 10; 1975
- [35] KOLLBERG, E.L.; ZIRATH, H.; JELENSKI, A.: Temperature-Variable Characteristics and Noise in Metal-Semiconductor Junctions; IEEE Trans. on MTT-34; No. 9; 1986
- [36] KOLLBERG, E.L.; ZIRATH, H.G.: A Cryogenic Millimeter-Wave Schottky-Diode Mixer; IEEE Trans. on MTT-31; No. 2; 1983
- [37] KOTTEN, K.: Realisierung eines Zweipol-Rauschmeßsystems; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D9/91; 1991
- [38] LETHO, A.O.; RÄISÄNEN, A.V.: Embedding Impedance of a Millimeter Wave Schottky Mixer: Scaled Model Measurements and Computer Simulations; Intern. Journal of Infrared and Millimeter Waves Vol. 4; No. 4; 1983
- [39] LIN, C.I.; SIMON, A.; HARTNAGEL, H.L.: Substrateless Schottky Diodes for THz Applications; 8th Int. Symposium on Space Terahertz Technology; Harward Univerity; Mass.; 1997
- [40] LÖCHERER, K.-H.: Elektronisches Rauschen; Vorlesungsskriptum; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; 1994
- [41] MAAS, S.A.: Microwave Mixers; Artech House; 1993
- [42] MAGNUS, W.; OBERHETTINGER, F.; SONI, R.P.: Formulas and theorems for the special functions of mathematical physics; Springer Verlag; Berlin; 1966
- [43] MARCUVITZ, N.: Waveguide Handbook; IEE Electromagnetic Waves Series 21; McGraw-Hill; 1986
- [44] MARQUARDT, J.: Wellenausbreitung I, Leitungen; Vorlesungsskriptum; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; 1996
- [45] MARQUARDT, J.: Wellenausbreitung II, Antennen; Vorlesungsskriptum; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; 1996
- [46] MICHEL, H.J.: Zweitor-Analyse mit Leistungswellen; Teubner Verlag; 1981
- [47] MOLL, J.L.: Physics of Semiconductors; McGraw-Hill Physical and Quantum Electronics Series; 1964

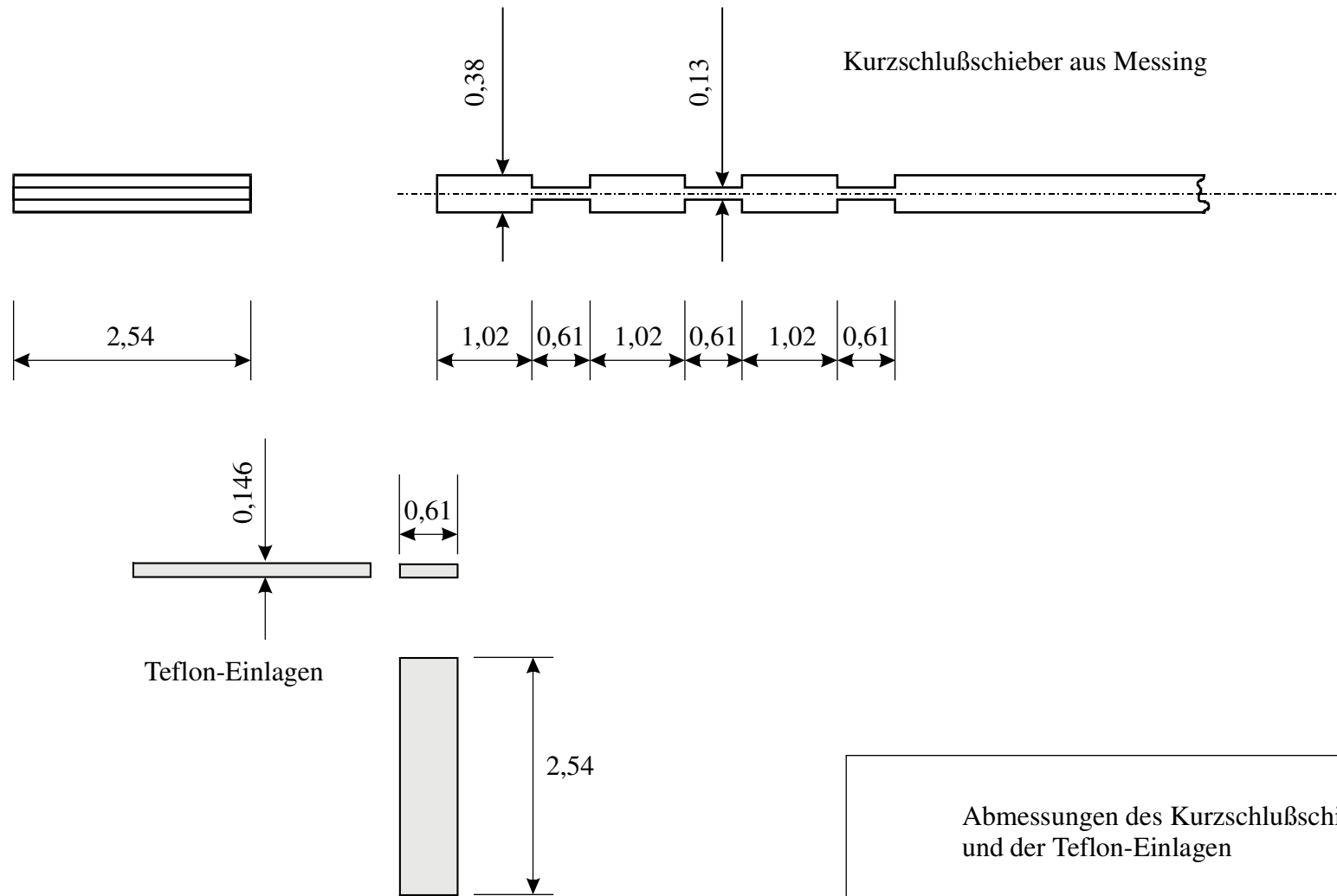
- [48] N. N.: hp 346B Noise Source; Test & Measurement Product Information; Hewlett Packard; 1994
- [49] N. N.: hp 8510C Family Network Analyzer; Technical Specifications 45 MHz to 110 GHz; Hewlett Packard; 1996
- [50] N. N.: hp 85180A High-Frequency Structure Simulator; User's Reference; Release 3.0; Hewlett Packard; 1994
- [51] N. N.: IRE Standards on Electron Tubes: Definition of Terms; Proc. IRE; Vol. 45; July 1957
- [52] NORTH, D.O.: Discussion on Noise Figures of Radio Receivers; Proceedings of the I.R.E.; February 1945
- [53] OTTO, D.V.: The Admittance of Cylindrical Antennas Driven From a Coaxial Line; Radio Science Vol. 2; No. 9; 1967
- [54] PALCZEWSKI, S.; JELENSKI, A.; GRÜB, A.; HARTNAGEL, H.L.: Noise Characterization of Schottky Barrier Diodes for High-Frequency Mixing Applications; IEEE Microwave and Guided Wave Letters; Vol. 2; No. 11; 1992
- [55] PALCZEWSKI, S.; LOZOWSKI, A.; GALWAS, B.: Noise behaviour of Si and GaAs mm-Wave Schottky barrier diodes in wide Range of bias currents; MIOP Mikrowellen und Optronik Konferenz; 1995
- [56] RÄISÄNEN, A.V.; XU, J.: Impedance Modeling of a Whisker Mounted in a Rectangular Waveguide; IEEE Microwave and Guided Wave Letters; Vol. 3; No. 3; 1993
- [57] RÄISÄNEN, A.V.; XU, J.: Whisker Embedding Impedance for Millimeter Wave Diode Circuits; IEEE MTT-S; 1993
- [58] ROMANOFSKY, R.: On the Relationship Between Schottky Barrier Capacitance and Mixer Performance at Cryogenic Temperatures; IEEE Microwave and Guided Wave Letters; Vol. 6; No. 8; 1996
- [59] SCHAUMBURG, H.: Halbleiter; Teubner Verlag; 1991
- [60] SCHIEK, B.; SIWERIS, H.J.: Rauschen in Hochfrequenzschaltungen; Hüthig-Verlag; 1990
- [61] SCHRÖDER, A.: Bestimmung der Einbettungsimpedanzen eines Millimeterwellen-Mischers mit einem Hochfrequenz-Simulationsprogramm; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Studienarbeit S2/97; 1997
- [62] SCHROTH, J.: Rauscharme Millimeterwellen-Mischer mit whiskerkontaktierten Schottky-Barrier-Dioden; Wiss. Ber. AEG-Telefunken 54; 1984

- [63] SEIDEL, L.K.; CROWE T.W.: Fabrication and Analysis of GaAs Schottky Barrier Diodes Fabricated on thin Membranes for Terahertz Applications; Int. Journal of IR and Millimeterwaves; Vol. 10; No. 7; 1989
- [64] SIEGEL, P.H.; KERR, A.R.: Computer analysis of microwave millimeter-wave mixers; IEEE Trans. on MTT-28; 1980
- [65] SIEGEL, P.H.; KERR, A.R.: The Measured and Computed Performance of a 140-220 GHz Schottky Diode Mixer; IEEE Trans. on MTT-32; No. 12; 1984
- [66] SIEGEL, P.H.; KERR, A.R.; HWANG, W.: Topics in the Optimization of Millimeter-Wave Mixers; NASA Technical Paper; 1984
- [67] SIEGEL, P.H.; MEHDI, I.; EAST, J.: Improved Millimeter-Wave Mixer Performance Analysis at Cryogenic Temperatures; IEEE Microwave and Guided Wave Letters; Vol. 1; No. 6; 1991
- [68] SIMON, A.; HARTNAGEL, H.L.: Schottky Diode Developments for Submillimeter Wave Applications; IEEE-MTT/AP German Newsletter; 11/1997
- [69] SIMONYI, K. Theoretische Elektrotechnik; VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften; 1979
- [70] SKEIK, R.: Simulation des Rauschverhaltens eines 94-GHz Diodenmischers; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D9/96; 1996
- [71] SLOMKE, D.: Komponenten für einen Lock-In-Verstärker; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Studienarbeit S2/90; 1990
- [72] STEPHAN, A.: Messungen von Einbettungsimpedanzen an einem Diodenmischer-Modell; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Studienarbeit S3/96; 1996
- [73] STOLTE, J.: Untersuchung eines Frequenzvervierfachers in Hohlleitertechnik; Dissertation Institut f. HF-Technik Hannover; 1994
- [74] STUHRMANN, G.: Aufbau eines 94 GHz-Rauschmeßplatzes; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D8/91; 1991
- [75] SZE, S.M.: Physics of Semiconductor Devices; John Wiley & Sons; 1981
- [76] TRANEL, K.-H.: Berechnung und Untersuchung von koaxialen Filtern; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D3/89; 1989
- [77] UHLIR, A.: Shot Noise in p-n Junction Frequency Converters; The Bell System Technical Journal; 1958
- [78] VIOLA, T.J.; MATTAUCH, R.J.: Unified theory of high-frequency noise in Schottky barriers; J. Appl. Phys; Vol. 44; No. 6; June 1973

- [79] WIEBUSCH, G.: Analytische Bestimmung der Einbettungsimpedanzen eines Millimeterwellen-Mischers; Institut für HF-Technik; Universität Hannover; Diplomarbeit D10/97; 1997
- [80] WILLIAMSON, A.G.: Analysis and Modeling of Coaxial Line/Rectangular Waveguide Junction; IEE Proceedings Vol. 129; Part H; No. 5; 1982
- [81] WILLIAMSON, A.G.: Analysis and Modeling of Single Post Waveguide Mounting Structures ; University of Auckland; Department of Electrical Engineering; School of Engineering Report No. 250; 1981
- [82] WILLIAMSON, A.G.: Analysis and Modeling of Single-Post Waveguide Mounting Structure; IEE Proceedings Vol. 129; Part H; No. 5; 1982
- [83] WILLIAMSON, A.G.: Analysis of a Coaxial Line- Rectangular Waveguide Junction; University of Auckland; Department of Electrical Engineering; School of Engineering Report No. 236; 1980
- [84] WILLIAMSON, A.G.: Analysis of Various Coaxial Line- Rectangular Waveguide Junctions Including Double Coax Entry and/or Waveguide Short Circuit Cases; University of Auckland; Department of Electrical Engineering; School of Engineering Report No. 240; 1980
- [85] WILLIAMSON, A.G.: Computer Programs for the Cross-Coupled Junction and Coax Gap Two-Gap Coaxial Line/Rectangular Waveguide Junction; University of Auckland; Department of Electrical Engineering; School of Engineering Report No. 324; 1983
- [86] WILLIAMSON, A.G.: Cross-Coupled Coaxial-Line/Rectangular-Waveguide Junction; IEEE Trans. on MTT-33; No. 3; 1985
- [87] WILLIAMSON, A.G.: Analysis and Modeling of 'Two-Gap' Coaxial Line Rectangular Waveguide Junction; IEEE Trans. on MTT-31; No. 3; 1983
- [88] ZIRATH, H.: High-frequency noise and current-voltage characteristics of mm-wave platinum n-n+-GaAs Schottky barrier diodes; J. Appl. Phys. 60 (4); 1986
- [89] ZIRATH, H.; NILSEN, S.; HJELMGREN, H.; RAMBERG, L.; KOLLBERG, E.: Temperature Variable Noise and Electrical Characteristics of Au-GaAs Schottky Barrier Millimeter-Wave Mixer Diodes; IEEE Trans. on MTT-36; No. 11; 1988

Anhang zu Kapitel 2: Zeichnung des Mischerblocks (alle Maße in mm)





Kurzschlußschieber aus Messing

2,54

1,02

0,61

1,02

0,61

1,02

0,61

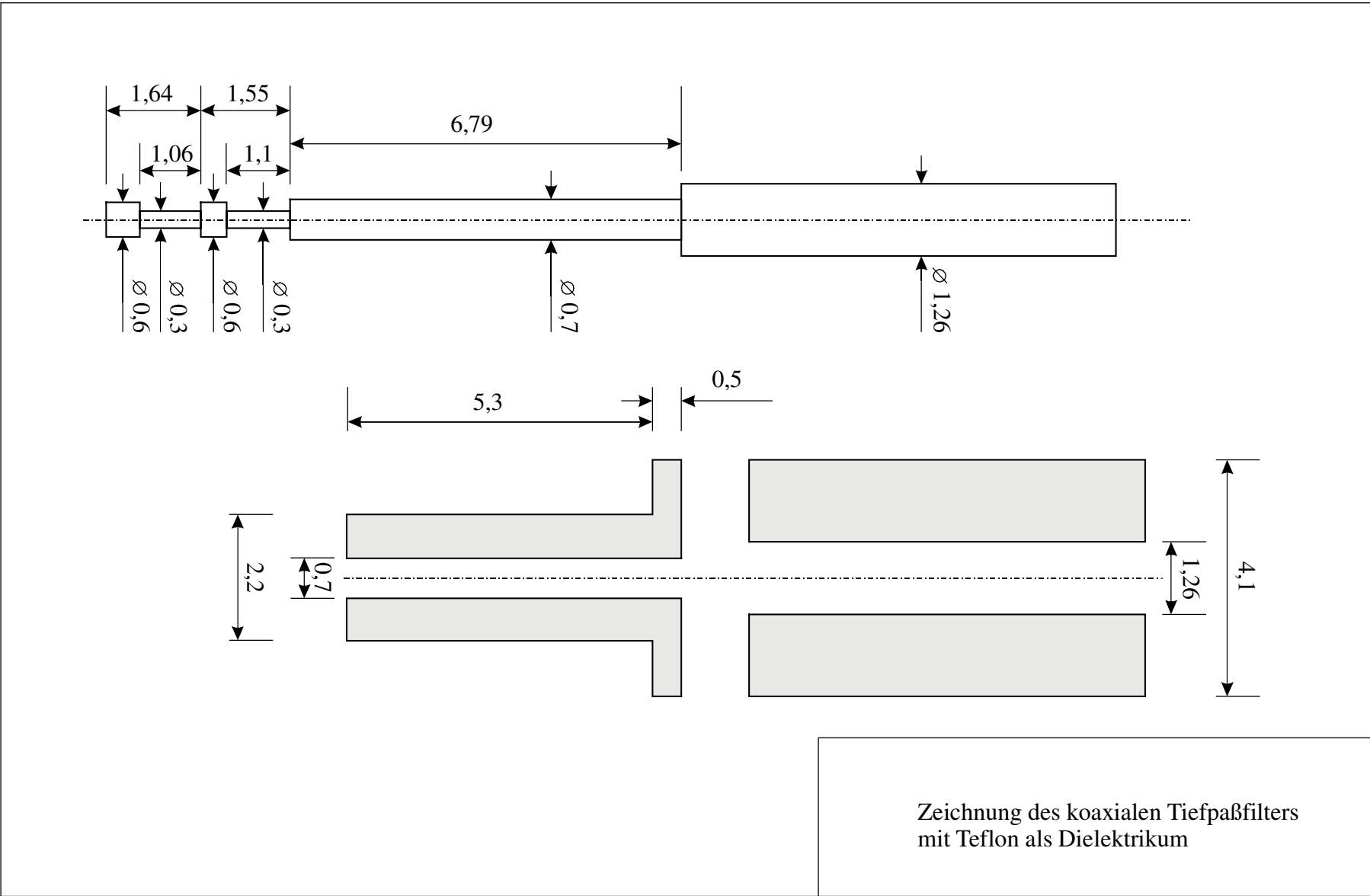
0,146

0,61

Teflon-Einlagen

2,54

Abmessungen des Kurzschlußschiebers
und der Teflon-Einlagen



Anhang zu Kapitel 3: Dioden-Rauschtemperaturen

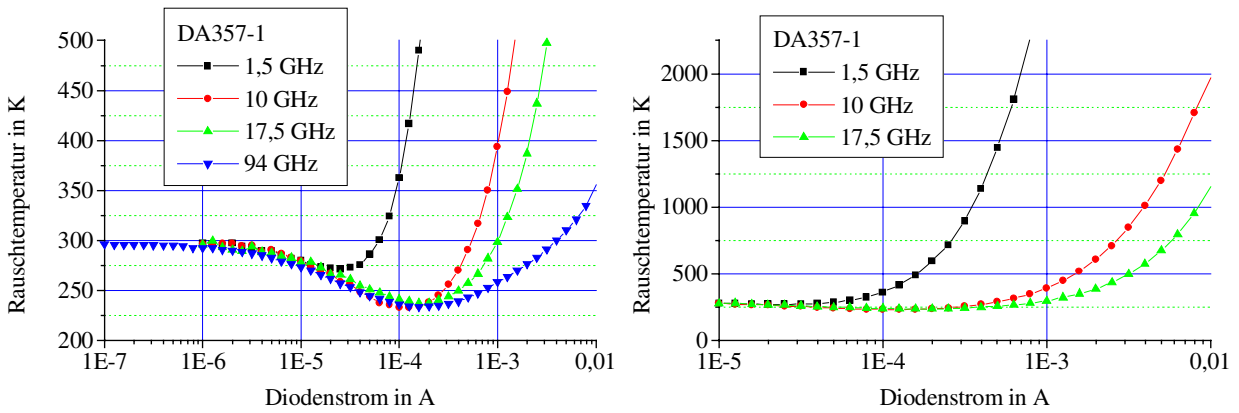


Abb. A3.1: Gemessene Rauschtemperaturverläufe der Diode DA357-1.

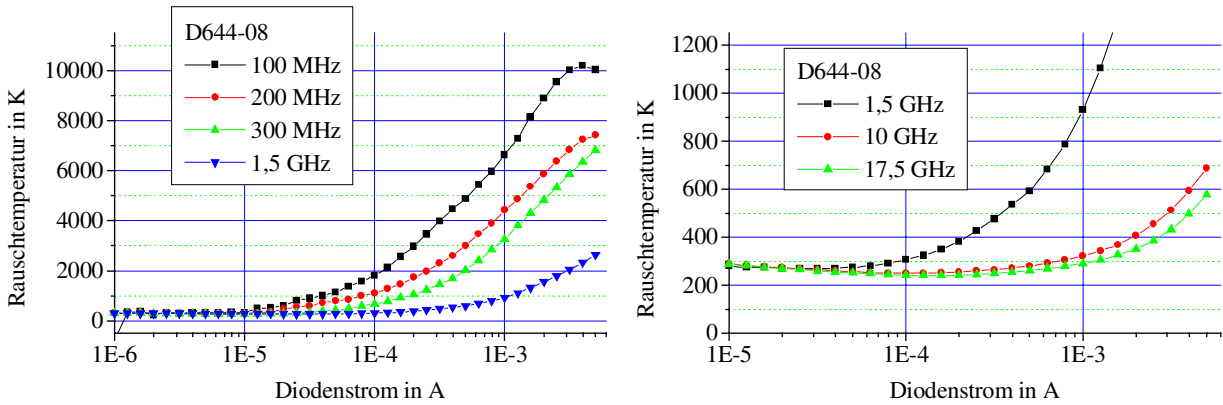


Abb. A3.2: Gemessene Rauschtemperaturverläufe der Diode D644-08. In der linken Darstellung ist ein Rauschtemperaturverlauf mit Maximum zu sehen.

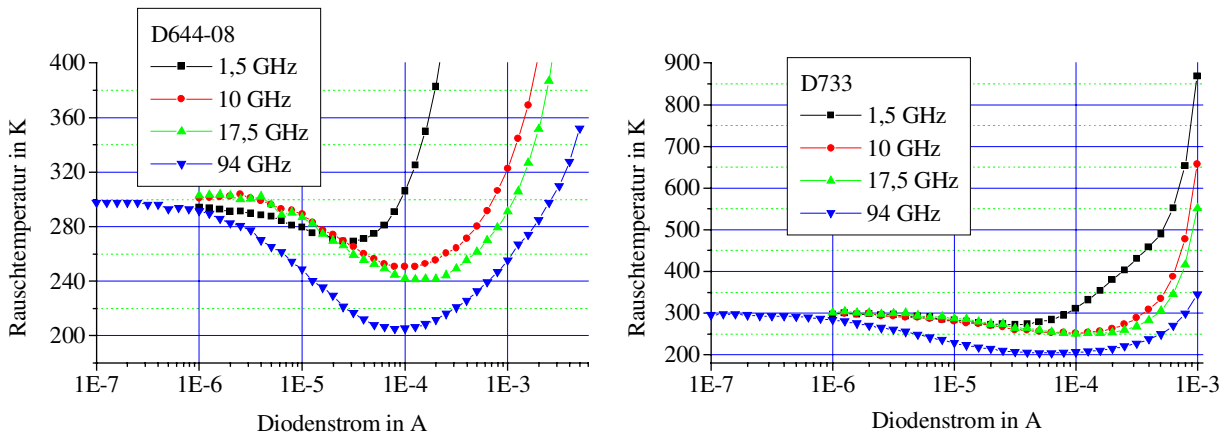


Abb. A3.3: Gemessene Rauschtemperaturverläufe der Dioden D644-08 und D733.

Anhang zu Kapitel 4

A.4.1: Berechnung der Korrelation des Hot-Electron-Rauschens in gepumpten Dioden

Der quadratische Mittelwert einer vom Strom abhängigen Rauschstromquelle lautet im allgemeinen:

$$\langle i_c^2 \rangle = N(t) = K \cdot I^\beta \Delta f \quad (\text{A4.1})$$

Der Diodenstrom hat in gepumpten Dioden einen mit der LO-Frequenz periodischen zeitlichen Verlauf.

$$N(t) = K \cdot i(t)^\beta \Delta f \quad (\text{A4.2})$$

In der Rechnung treten nur quasi-sinusförmige Signale in einem infinitesimal schmalen Frequenzbereich Δf auf. Die Rauschleistungsgröße

$$\sqrt{N(t)} = w(t) \cdot n(t) \quad (\text{A4.3})$$

wird als ein quasi-sinusförmiges Zeitsignal behandelt.

$$n(t) = \sqrt{K} \cdot i(t)^{\frac{\beta}{2}} = \sqrt{K} \sum_{r=-\infty}^{\infty} I_{\beta,r} e^{jr\omega_{LO}t} \quad (\text{A4.4})$$

stellt mit

$$I_{\beta,k} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} i(t)^{\frac{\beta}{2}} \cdot e^{-jk\omega_{LO}t} dt \quad (\text{A4.5})$$

eine zeitabhängige Gewichtung (Amplitudenmodulation) dar, und

$$w(t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left(\sqrt{\Delta f} \cos((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s) \right) \quad (\text{A4.6})$$

ist das frequenzunabhängige quasi-sinusförmige Rauschsignal bei einer Seitenbandfrequenz $\omega_{ZF}/2\pi$. Damit folgt für das quasi-sinusförmige Zeitsignal des Rauschens.

$$\sqrt{N(t)} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{r=-\infty}^{\infty} I_{\beta,r} e^{jr\omega_{LO}t} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left(e^{j((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} + e^{-j((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} \right) \quad (\text{A4.7})$$

$$\sqrt{N(t)} = \frac{\sqrt{\Delta f \cdot K}}{2} \cdot \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,r} \cdot \left(e^{j(((s+r)\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} + e^{-j(((s-r)\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} \right) \quad (\text{A4.8})$$

$$\sqrt{N(t)} = \frac{\sqrt{\Delta f \cdot K}}{2} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left(\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s} \cdot e^{j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t} + \underline{I}_{\beta,s-k} \cdot e^{-j\varphi_s} \cdot e^{-j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t} \right) \quad (\text{A4.9})$$

$$\begin{aligned} \sqrt{N(t)} &= \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \operatorname{Re} \left\{ \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left(\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s} \cdot e^{j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t} \right) \right\} \\ &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot e^{j(\omega_{ZF} + k\omega_{LO})t} + \sum_{k=1}^{\infty} \underline{N}_{\text{LSB},k} \cdot e^{j(\omega_{ZF} - k\omega_{LO})t} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A4.10})$$

Ein Koeffizientenvergleich liefert für die oberen und unteren Seitenbänder.

$$\underline{N}_{\text{USB},k} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s} \quad (\text{A4.11})$$

$$\underline{N}_{\text{LSB},k} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,-k-s} \cdot e^{j\varphi_s} \quad (\text{A4.12})$$

Mit $\langle e^{j\varphi_s} \cdot e^{-j\varphi_r} \rangle = \begin{cases} 1, & r = s \\ 0, & r \neq s \end{cases}$ (A4.13)

folgt $\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{USB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s-r} = \Delta f \cdot K \cdot \underline{I}_{\beta,k-r}^2$ (A4.14)

und $\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{LSB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s+r} = \Delta f \cdot K \cdot \underline{I}_{\beta,k+r}^2$ (A4.15)

mit $\underline{I}_{\beta,k}^2 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} i(t)^\beta \cdot e^{-jk\omega_{LO}t} dt$ (A4.16)

Die Transformation der Rauschspannungsquellen in Rauschstromquellen wird in A.4.2 gezeigt.

A.4.2: Berechnung der Korrelation des frequenzabhängigen Trapping-Rauschens in gepumpten Dioden

Die Rauschleistungsgröße $\sqrt{N(t)}$ wird wie im Anhang A.4.1 als ein zusammengesetztes quasi-sinusförmiges Zeitsignal behandelt. Hierin stellt nun

$$w(t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[\sqrt{\frac{\Delta f}{1 + (\tau(s\omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2}} \cos((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s) \right] \quad (\text{A4.17})$$

ein frequenzabhängiges Zeitsignal („rosa“ Rauschen) und

$$n(t) = \sqrt{K} \cdot i(t)^{\frac{\beta}{2}} = \sqrt{K} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,k} e^{jk\omega_{LO}t}, \quad (\text{A4.18})$$

wieder die zeitabhängige Gewichtung (Amplitudenmodulation) dar. Es gilt weiterhin

$$\underline{I}_{\beta,k} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} i(t)^{\frac{\beta}{2}} \cdot e^{-jk\omega_{LO}t} dt. \quad (\text{A4.19})$$

Damit folgt für das quasi-sinusförmige Zeitsignal des Rauschens.

$$\sqrt{N(t)} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{r=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,r} e^{jr\omega_{LO}t} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{e^{j((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} + e^{-j((s\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2}} \quad (\text{A4.20})$$

$$\sqrt{N(t)} = \frac{\sqrt{\Delta f \cdot K}}{2} \cdot \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \underline{I}_{\beta,r} \cdot \frac{e^{j(((s+r)\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)} + e^{-j(((s-r)\omega_{LO} + \omega_{ZF})t + \varphi_s)}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2}} \quad (\text{A4.21})$$

$$\sqrt{N(t)} = \frac{\sqrt{\Delta f \cdot K}}{2} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s} \cdot e^{j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t} + \underline{I}_{\beta,s-k} \cdot e^{-j\varphi_s} \cdot e^{-j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2}} \quad (\text{A4.22})$$

$$\begin{aligned} \sqrt{N(t)} &= \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \operatorname{Re} \left\{ \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{LO} + \omega_{ZF}))^2}} \cdot e^{j(k\omega_{LO} + \omega_{ZF})t} \right\} \\ &= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot e^{j(\omega_{ZF} + k\omega_{LO})t} + \sum_{k=1}^{\infty} \underline{N}_{\text{LSB},k} \cdot e^{j(\omega_{ZF} - k\omega_{LO})t} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A4.23})$$

Ein Koeffizientenvergleich liefert für die oberen und unteren Seitenbänder.

$$\underline{N}_{\text{USB},k} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot e^{j\varphi_s}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}} \quad (\text{A4.24})$$

$$\underline{N}_{\text{LSB},k} = \sqrt{\Delta f \cdot K} \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,-k-s} \cdot e^{j\varphi_s}}{\sqrt{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}} \quad (\text{A4.25})$$

Mit $\langle e^{j\varphi_s} \cdot e^{-j\varphi_r} \rangle = \begin{cases} 1, & r = s \\ 0, & r \neq s \end{cases}$ (A4.26)

folgt $\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{USB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s-r}}{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}$ (A4.27)

und $\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{LSB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s+r}}{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}$. (A4.28)

Rauschspannungsquellen müssen in Rauschstromquellen umgewandelt werden. Das quasi-sinusförmige Zeitsignal einer vom Strom und von der Frequenz abhängigen Rauschgröße in Form einer Rausch-Spannungsquelle lautet mit Gl. (3.28):

$$\sqrt{N(t)} = w(t) \cdot n(t) \quad (\text{A4.29})$$

mit $w(t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left(\frac{R_{S,s}}{|R_{S,s} + \underline{Z}_{e,s}|} \sqrt{\frac{\Delta f}{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}} \cos((s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}})t + \varphi_s) \right)$ (A4.30)

und $n(t)$ gemäß Gl. (A4.19).

Damit folgt

$$\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{USB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{R_{S,s}^2}{|R_{S,s} + \underline{Z}_{e,s}|^2} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s-r}}{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2} \quad (\text{A4.31})$$

und $\langle \underline{N}_{\text{USB},k} \cdot \underline{N}_{\text{LSB},r}^* \rangle = \Delta f \cdot K \cdot \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{R_{S,s}^2}{|R_{S,s} + \underline{Z}_{e,s}|^2} \frac{\underline{I}_{\beta,k-s} \cdot \underline{I}_{\beta,s+r}}{1 + (\tau(s\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{ZF}}))^2}$. (A4.32)

Anhang zu Kapitel 5: Darstellung einiger im Text verwendeter Beziehungen

$$\begin{aligned}
D_n^{11} = & \frac{1}{q_n^2} \cdot \{K_0(q_n kb) I_0(q_n ka) - K_0(q_n ka) I_0(q_n kb) + (I_0(q_n kw) (K_0(q_n kb) - K_0(q_n ka)) \\
& + K_0(q_n kw) \cdot (I_0(q_n ka) - I_0(q_n kb))) + \left[\frac{I_0(q_n kb) - I_0(q_n ka)}{I_0(q_n kw)} \right. \\
& \left. + \frac{I_0(q_n kw) \cdot (K_0(q_n kb) - K_0(q_n ka))}{I_0(q_n kw) S(q_n kw, q_n kd, e/d)} + \frac{K_0(q_n kw) \cdot (I_0(q_n ka) - I_0(q_n kb))}{I_0(q_n kw) S(q_n kw, q_n kd, e/d)} \right] \} \quad (A5.1)
\end{aligned}$$

mit $S(q_n kw, q_n kd, e/d)$ nach Gl. (5.20).

$$\begin{aligned}
\bar{D}_n^{11} = & -\frac{\pi}{2 \cdot q_n^2} \cdot \{J_0(\bar{q}_n kb) Y_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n ka) Y_0(\bar{q}_n kb) + (J_0(\bar{q}_n kw) (Y_0(\bar{q}_n kb) - Y_0(\bar{q}_n ka)) \\
& + Y_0(\bar{q}_n kw) (J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb))) + \left[\frac{J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right. \\
& \left. + j \frac{J_0(\bar{q}_n kw) \cdot (Y_0(\bar{q}_n kb) - Y_0(\bar{q}_n ka))}{J_0(\bar{q}_n kw) S(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d)} + j \frac{Y_0(\bar{q}_n kw) \cdot (J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb))}{J_0(\bar{q}_n kw) S(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d)} \right] \} \quad (A5.2)
\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
\bar{S}(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d) = & H_0^{(2)}(\bar{q}_n kw) + J_0(\bar{q}_n kw) \\
& \cdot \left[\sum_{i=-\infty; i \neq 0}^{\infty} H_0^{(2)}(2|i\bar{q}_n kd) - \sum_{i=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(2|i + e/d|\bar{q}_n kd) \right] \quad (A5.3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_n^{12} = & \frac{1}{q_n^2} \cdot \left[\frac{I_0(q_n kb) - I_0(q_n ka)}{I_0(q_n kw)} \right. \\
& \left. + \frac{I_0(q_n kw) \cdot (K_0(q_n kb) - K_0(q_n ka))}{I_0(q_n kw) S(q_n kw, q_n kd, e/d)} + \frac{K_0(q_n kw) \cdot (I_0(q_n ka) - I_0(q_n kb))}{I_0(q_n kw) S(q_n kw, q_n kd, e/d)} \right] \quad (A5.4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{D}_n^{12} = & \frac{1}{q_n^2} \cdot \left[\frac{J_0(\bar{q}_n kb) - J_0(\bar{q}_n ka)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right. \\
& \left. - j \frac{J_0(\bar{q}_n kw) \cdot (Y_0(\bar{q}_n kb) - Y_0(\bar{q}_n ka))}{J_0(\bar{q}_n kw) S(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d)} - j \frac{Y_0(\bar{q}_n kw) \cdot (J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb))}{J_0(\bar{q}_n kw) S(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d)} \right] \quad (A5.5)
\end{aligned}$$

$$D_n^{22} = \frac{1}{q_n^2} \cdot \left[\frac{1}{I_0(q_n kw) S(q_n kw, q_n kd, e/d)} - q_n kw \frac{I_1(q_n kw)}{I_0(q_n kw)} \right] \quad (\text{A5.6})$$

$$\bar{D}_n^{22} = -\frac{1}{\bar{q}_n^2} \cdot \left[\frac{2j}{\pi} \cdot \frac{1}{J_0(\bar{q}_n kw) \bar{S}(\bar{q}_n kw, \bar{q}_n kd, e/d)} - \bar{q}_n kw \frac{J_1(\bar{q}_n kw)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right] \quad (\text{A5.7})$$

$$jB_A = \underline{Y}'_{11} - \underline{Y}'_{12} \quad (\text{A5.8})$$

$$jB_B = \underline{Y}'_{12} \quad (\text{A5.9})$$

$$jB_C = \underline{Y}'_{22} - \underline{Y}'_{12} \quad (\text{A5.10})$$

mit

$$\begin{aligned} \underline{Y}'_{11} = & -\frac{2j\pi}{Z_0 kh \cdot \ln^2(b/a)} \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \cdot kh \cdot \cot(kh) + \frac{\pi J_0(kb)}{2 J_0(kw)} (J_0(kb) Y_0(kw) - J_0(kw) Y_0(kb)) \right. \\ & + \frac{\pi}{2} \left[\frac{J_0(ka) - 2 \cdot J_0(kb)}{J_0(kw)} \right] (J_0(ka) Y_0(kw) - J_0(kw) Y_0(ka)) - 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} D_n^{11} \\ & + \sum_{n=1}^N \left[\frac{\pi}{\bar{q}_n^2} \right] \left\{ (J_0(\bar{q}_n kb) Y_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n ka) Y_0(\bar{q}_n kb)) - \frac{J_0(\bar{q}_n kb) - J_0(\bar{q}_n ka)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right. \\ & \cdot (J_0(\bar{q}_n kw) (Y_0(\bar{q}_n kb) - Y_0(\bar{q}_n ka)) + Y_0(\bar{q}_n kw) (J_0(\bar{q}_n ka) - J_0(\bar{q}_n kb))) \left. \right\} \end{aligned} \quad (\text{A5.11})$$

$$\begin{aligned} \underline{Y}'_{12} = & \frac{2j\pi}{Z_0 kh \cdot \ln^2(b/a)} \left[\frac{J_0(kb) - J_0(ka)}{J_0(kw)} - 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} D_n^{12} \cos(n\pi z_s/h) \frac{\sin(n\pi s/h)}{(n\pi s/h)} \right. \\ & \left. - 2 \sum_{n=1}^N \frac{\cos(n\pi z_s/h)}{\bar{q}_n^2} \cdot \frac{\sin(n\pi s/h)}{(n\pi s/h)} \cdot \frac{J_0(\bar{q}_n kb) - J_0(\bar{q}_n ka)}{J_0(\bar{q}_n kw)} \right] \end{aligned} \quad (\text{A5.12})$$

$$\begin{aligned} \underline{Y}'_{22} = & \frac{2j\pi}{Z_0 kh} \left[-kw \frac{J_1(kw)}{J_0(kw)} + \sum_{n=N+1}^{\infty} \left(\frac{1}{q_n^2} + \frac{2kwkh}{\pi} \alpha_n \right) \left(\frac{\sin(n\pi s/h)}{(n\pi s/h)} \cos(n\pi z_s/h) \right)^2 \right. \\ & + 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} \left(D_n^{22} - \frac{kwkh}{\pi} \alpha_n - \frac{1}{2q_n^2} \right) \left(\frac{\sin(n\pi s/h)}{(n\pi s/h)} \cos(n\pi z_s/h) \right)^2 \\ & \left. - 2 \sum_{n=1}^N \left(\frac{kw J_1(\bar{q}_n kw)}{\bar{q}_n J_0(\bar{q}_n kw)} \right) \left(\frac{\sin(n\pi s/h)}{(n\pi s/h)} \cos(n\pi z_s/h) \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A5.13})$$

Anhang zu Kapitel 6

A.6.1: Berechnung des Transmissions- und Eingangsreflexionsfaktors

Die Berechnung der in Abschnitt 6.2 verwendeten Größen Transmissionsfaktor $\underline{t}_{D,1}$ und Eingangsreflexionsfaktor $\underline{r}_{\text{ein},1}$ erfolgt unter Verwendung der Hilfsgrößen K1 bis K5 und N, die aus Abb. 6.2 entnommen werden können.

$$N = 1 - \frac{\underline{m}_{32} \underline{m}_{23} \underline{t}_{22} \underline{f}_{33}}{(1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33})(1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22})} \quad (\text{A6.1})$$

$$K1 = \left(\frac{\underline{m}_{34} \underline{r}''_{D,1}}{1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33}} + \frac{\underline{r}''_{D,1} \underline{m}_{32} \underline{m}_{24} \underline{t}_{22}}{(1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33})(1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22})} \right) / N \quad (\text{A6.2})$$

$$K2 = \left(\frac{\underline{m}_{32} \underline{t}_{21}}{1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33}} + \frac{\underline{t}_{21} \underline{m}_{22} \underline{m}_{32} \underline{t}_{22}}{(1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33})(1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22})} \right) / N \quad (\text{A6.3})$$

$$K3 = \left(\frac{\underline{m}_{24} \underline{r}''_{D,1}}{1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22}} + \frac{\underline{r}''_{D,1} \underline{m}_{23} \underline{m}_{34} \underline{f}_{33}}{(1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33})(1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22})} \right) / N \quad (\text{A6.4})$$

$$K4 = \left(\frac{\underline{m}_{22} \underline{t}_{21}}{1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22}} + \frac{\underline{t}_{21} \underline{m}_{23} \underline{m}_{32} \underline{f}_{33}}{(1 - \underline{m}_{33} \underline{f}_{33})(1 - \underline{m}_{22} \underline{t}_{22})} \right) / N \quad (\text{A6.5})$$

$$K5 = \frac{\underline{m}_{42} \underline{t}_{21} + \underline{m}_{42} \underline{t}_{22} K4 + \underline{m}_{43} \underline{f}_{33} K2}{1 - \underline{m}_{44} \underline{r}''_{D,1} - \underline{m}_{42} \underline{t}_{22} K3 - \underline{m}_{43} \underline{f}_{33} K1} \quad (\text{A6.6})$$

$$\underline{t}_{D,1} = K5 \cdot \frac{\underline{l}_{65}}{(1 - \underline{l}_{66} \underline{r}_{D,1})} \cdot \frac{\underline{c}_{54}}{(1 - \underline{c}_{55} \underline{r}'_{D,1})} \quad (\text{A6.7})$$

$$\underline{r}_{\text{ein},1} = \underline{r}_{11} + \underline{r}_{12} \cdot (K3 \cdot K5 + K4) \quad (\text{A6.8})$$

$$\underline{r}''_{D,1} = \underline{c}_{44} + \frac{\underline{r}'_{D,1} \cdot \underline{c}_{45} \cdot \underline{c}_{54}}{1 - \underline{r}'_{D,1} \cdot \underline{c}_{55}} \quad (\text{A6.9})$$

$$\underline{r}'_{D,1} = \underline{l}_{55} + \frac{\underline{r}_{D,1} \cdot \underline{l}_{56} \cdot \underline{l}_{65}}{1 - \underline{r}_{D,1} \cdot \underline{l}_{66}} \quad (\text{A6.10})$$

Der Reflexionsfaktor $r_{D,1}$ der Diode wird auf eine normierende Impedanz bzw. Admittanz $Z=1/Y$ an Tor 6a bezogen. Die oben aufgeführten Gleichungen lassen sich in der angegebenen Form sehr gut mit einem Tabellenkalkulations-Programm berechnen.

A.6.2: Konversionsverluste der Diode D644-08

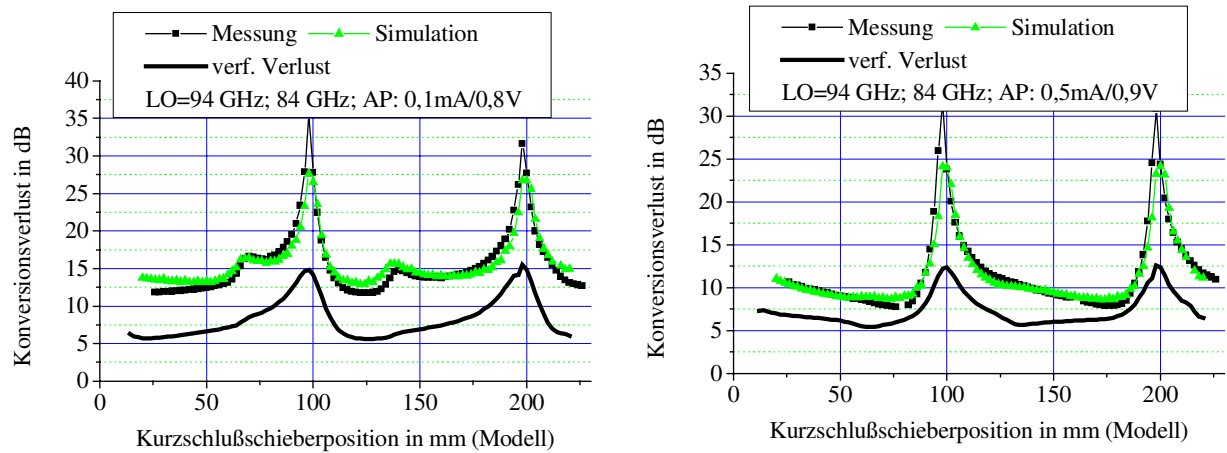


Abb. A6.1: Die Meß- und Simulationsergebnisse des Konversionsverlustes für die untere Seitenbandfrequenz 84 GHz, gemessen an der Diode D644-08.

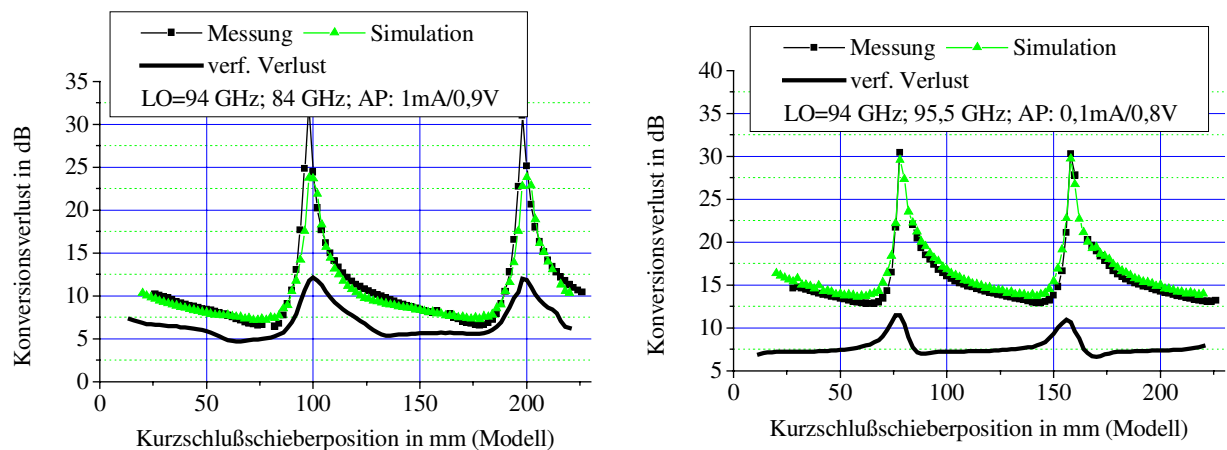


Abb. A6.2: Meß- und Simulationsergebnisse des Konversionsverlustes für die Diode D644-08.

A.6.3: Konversionsverluste der Diode DA357-1

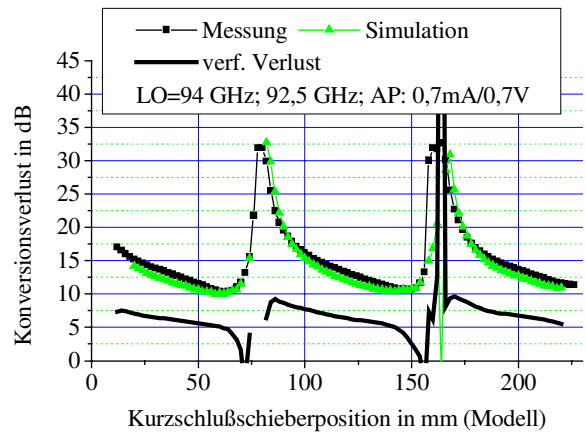
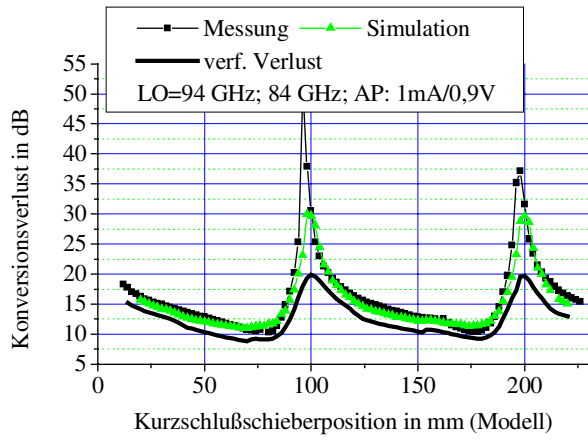


Abb. A6.3: Meß- und Simulationsergebnisse des Konversionsverlustes (DA357-1).

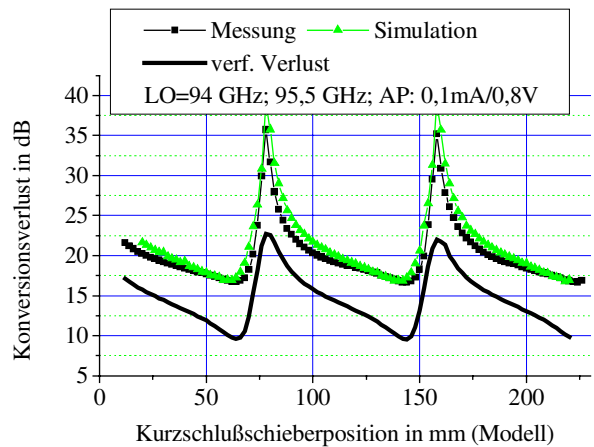
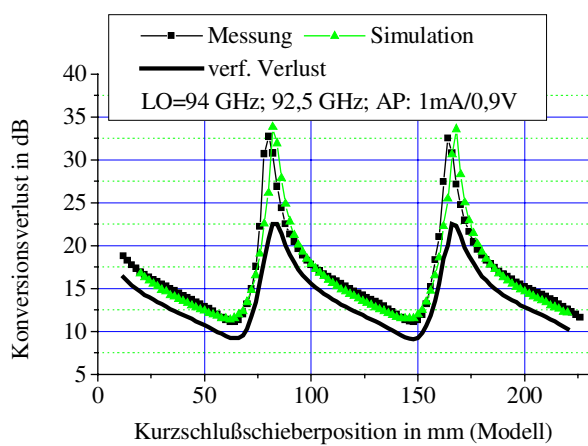


Abb. A6.4: Meß- und Simulationsergebnisse des Konversionsverlustes (DA357-1).

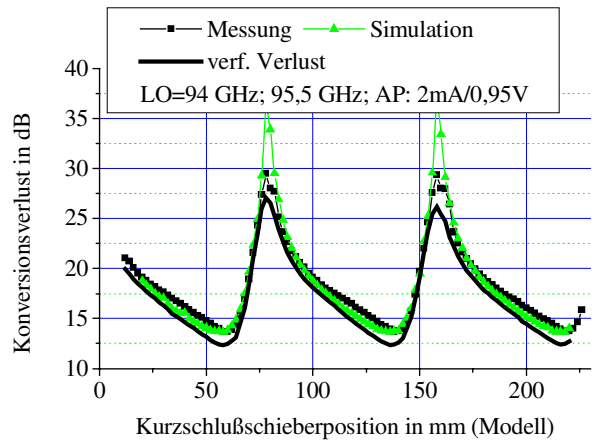
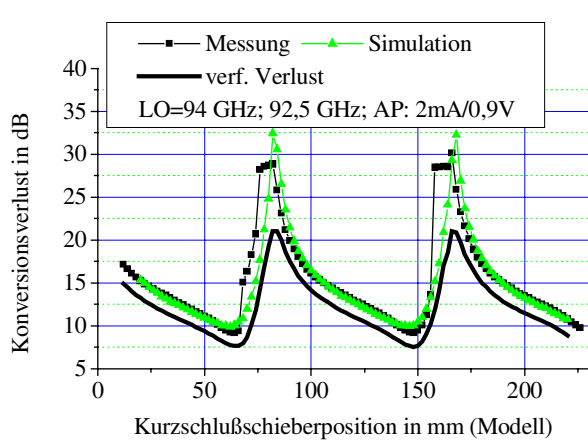


Abb. A6.5: Meß- und Simulationsergebnisse des Konversionsverlustes (DA357-1).

A.6.4: Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors

Die Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors $\underline{r}_{\text{ein},0}$ unter Verwendung der Größen aus Abb. 6.14.

$$\underline{r}'_{D,0} = \underline{l}_{55} + \frac{\underline{r}_{D,0} \cdot \underline{l}_{56} \cdot \underline{l}_{65}}{1 - \underline{r}_{D,0} \cdot \underline{l}_{66}} \quad (\text{A6.11})$$

$$\underline{r}''_{D,0} = \underline{c}_{44} + \frac{\underline{r}'_{D,0} \cdot \underline{c}_{45} \cdot \underline{c}_{54}}{1 - \underline{r}'_{D,0} \cdot \underline{c}_{55}} \quad (\text{A6.12})$$

$$\underline{r}'''_{D,0} = \underline{m}_{33} + \frac{\underline{r}''_{D,0} \cdot \underline{m}_{34} \cdot \underline{m}_{43}}{1 - \underline{r}''_{D,0} \cdot \underline{m}_{44}} \quad (\text{A6.13})$$

$$\underline{r}_{\text{ein},0} = \underline{f}_{77} + \frac{\underline{r}'''_{D,0} \cdot \underline{f}_{37} \cdot \underline{f}_{73}}{1 - \underline{r}'''_{D,0} \cdot \underline{f}_{33}} \quad (\text{A6.14})$$

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Frank-Hermann Gottwald
 Geburtstag, -ort: 06. Mai 1967 in Neustadt a. Rbge.
 Familienstand: verheiratet
 Eltern: Hermann und Elisabeth Gottwald, geb. Klein

Schulbildung, Studium

1973 - 1977 Grundschule Otternhagen
 1977 - 1979 Orientierungsstufe der Kooperativen Gesamtschule
 Neustadt
 1979 - 1986 Gymnasium der Kooperativen Gesamtschule Neustadt
 Abschluß: Abitur
 1986 - 1987 Grundwehrdienst
 1987 - 1993 Universität Hannover, Studium der Elektrotechnik
 mit Schwerpunkt Hochfrequenztechnik,
 Abschluß Dez. 1993: Diplom

Praktika

8/87 – 9/87 VW-Werk Hannover (Grundpraktikum)
 2/89 – 3/89 VW-Werk Hannover (Fachpraktikum)
 10/92 – 12/92 Teubner Industrie Elektronik
 1/93 – 2/93 Siemens AG Hannover

Tätigkeiten während des Studiums

1988 - 1989 Hilfwissenschaftler am Institut für Mechanik der
 Universität Hannover
 1990 - 1993 Lehrkraft im Studienkreis Wunstorf

Berufstätigkeit

1/94 – 3/94 Hilfwissenschaftler mit Abschluß am Institut für Hochfrequenztechnik
 an der Universität Hannover
 Seit 4/1994 Wissenschaftlicher Mitarbeiter mit der Möglichkeit zur Promotion am
 Institut für Hochfrequenztechnik an der Universität Hannover