

# Niederfrequenz-Rauschen und Intermodulationen von resistiven FET- Mischern

von  
Diplom-Ingenieur  
Michael Margraf

von der Fakultät IV  
der Technischen Universität Berlin  
zur Verleihung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur  
genehmigte Dissertation

Berlin 2004  
D 83







# Niederfrequenz-Rauschen und Intermodulationen von resistiven FET- Mischern

von Diplom-Ingenieur  
Michael Margraf

von der Fakultät IV – Elektrotechnik und Informatik  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften  
– Dr.-Ing. –  
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. H. Klar  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. G. Böck  
Gutachter: Dr.-Ing. W. Heinrich

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 19. Dezember 2003

Berlin 2004  
D 83



# Danksagung

Jede wissenschaftliche Arbeit kann nur durch die Hilfe und Unterstützung zahlreicher Menschen gelingen. Darum möchte ich mich zunächst bei allen bedanken, die direkt oder indirekt zur Fertigstellung des vorliegenden Werkes beigetragen haben. Alle hier namentlich zu nennen, würde mehrere Seiten füllen.

Insbesondere gilt mein Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. Böck, da er das aus Drittmitteln finanzierte Forschungsprojekt ins Leben rief und es mir ermöglichte in seinem Fachgebiet zu arbeiten und zu promovieren. Auch seine fachliche Hilfe war hierfür unverzichtbar.

Weiterhin will ich mich bei Herrn Dr. Kellner von der Infineon Technologies AG München bedanken für die Bereitstellung der finanziellen Mittel sowie für die Organisation und die Diskussionen. Ebenso gilt mein Dank Herrn Dr. Siweris und Herrn Dr. Werthof von der TriQuint Semiconductor GmbH München, die mir die für meine Arbeit benötigten Halbleiterbauteile überließen. Auch ihre fachlichen Diskussionen und Ratschläge haben mir oft weitergeholfen.

Ein weiteres Dankeschön will ich an Herrn Dr. Schlechtweg vom Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg richten. Er stellte mir freundlicherweise eine seiner Wafer-Scheiben und die dazugehörigen Kontaktspitzen für Messungen zur Verfügung.

Auch die Unterstützung von meinen Arbeitskollegen soll hier dankend erwähnt werden. Vor allem Herr Dipl.-Ing. Schmidt von Behren, Herr Dipl.-Ing. Horn und Herr Flucke haben mir durch ihre sachlichen Diskussionen und ihre Ermutigungen sehr geholfen.

Herrn Professor Dr.-Ing. Klar und Herrn Dr.-Ing. Heinrich danke ich dafür, daß sie sich bereit erklärt haben, den Promotionsausschuß zu bilden.

Zum Schluß möchte ich mich bei meiner Familie bedanken für ihre Unterstützung, für ihre Ermunterung und für die zahllosen Dinge, die sie sonst noch für mich getan haben.

Michael Margraf



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Elektronisches Rauschen</b>	<b>14</b>
1.1	Beschreibung von Rauscheigenschaften . . . . .	14
1.2	Generations-Rekombinations-Rauschen . . . . .	18
1.3	1/f-Rauschen . . . . .	21
1.4	CAE-Modelle für Widerstandsfluktuationen . . . . .	24
1.5	Messung von Niederfrequenzrauschen . . . . .	29
1.6	Amplitudenrauschen und dessen Messung . . . . .	33
1.7	Phasenrauschen und dessen Messung . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Modellierung von HEMTs</b>	<b>40</b>
2.1	Extrinsisches Ersatzschaltbild . . . . .	40
2.2	Das Standard-Modell . . . . .	42
2.3	Ein erweitertes Modell . . . . .	44
2.4	1/f-Rauschen des kalten FETs . . . . .	46
2.4.1	HEMT-Rauschen nach Peransin . . . . .	46
2.4.2	HEMT-Rauschen nach Berntgen . . . . .	49
2.4.3	Rauschen des FHC40LG . . . . .	50
2.4.4	Rauschen von MESFETs . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Resistive FET-Mischer</b>	<b>57</b>
3.1	Funktion und Selbstmischung . . . . .	57
3.2	Weitere Rauschursachen . . . . .	59
3.3	Meßaufbau . . . . .	60
3.4	Meß- und Simulationsergebnisse . . . . .	61
3.5	Weitere NF-Rauschuntersuchungen . . . . .	65
3.5.1	Der Einfluß von Gleichstrom . . . . .	66
3.5.2	Rauschen der parasitären Widerstände . . . . .	68
3.5.3	Richtung des Selbstmisch-Gleichstromes . . . . .	70
3.5.4	Rauschoptimierter Arbeitspunkt . . . . .	72
3.5.5	Einfluß von Gate-Weite und Frequenz . . . . .	73
3.6	Selbstmisch-Prozeß durch Kanal-Nichtlinearitäten . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Symmetrischer mm-Wellen-Mischer</b>	<b>79</b>
4.1	Der Aufbau . . . . .	79
4.2	Die verwendeten Modelle . . . . .	80
4.3	Entstehung von 1/f-Rauschen . . . . .	84
4.3.1	Rauschen vom PHEMT-Kanal . . . . .	84

4.3.2	Rauschen der Gate-Ladewiderstände . . . . .	88
4.4	Vergleich von Messung und Simulation . . . . .	93
4.5	Eine weitere MMIC-Ausführung . . . . .	97
4.6	Weitere Untersuchungen . . . . .	100
4.7	Weitere symmetrische Mischerstrukturen . . . . .	102
4.8	Ansätze zur Rauschreduzierung . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Nicht-Linearitäten von resistiven Mixern</b>	<b>107</b>
5.1	Die Transistor-Modelle . . . . .	107
5.2	Intermodulationen . . . . .	110
5.3	Skalierung der Eigenschaften . . . . .	113
5.4	Reduzierung von Verzerrungen . . . . .	118
5.5	Realisierung eines Mischer-MMICs . . . . .	121
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>128</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>131</b>
7.1	$1/N$ -Abhängigkeit der Hooge-Formel . . . . .	131
7.2	Korrektur additiver Störungen . . . . .	132
7.3	Technische Daten von Detektor-Dioden . . . . .	133
7.4	Modelle einiger Komponenten . . . . .	133
7.5	Technische Daten des FHC40LG . . . . .	135
7.6	Frequenzbänder von Hohlleitern . . . . .	135
7.7	77GHz-On-Wafer-Meßplatz . . . . .	136
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>137</b>

# Einleitung

Spätestens nach dem riesigen Erfolg der Mobiltelefone der zweiten Generation (GSM, DCS, DECT) sind Mikrowellen-Schaltungen für Sende- und Empfangsgeräte aus dem Alltag nicht mehr wegzudenken. Inzwischen existieren neben den schnurlosen Telefonapparaten schon zahllose weitere Geräte, die sich der Datenübertragung per Funk bedienen. Peripherie-Geräte mit Bluetooth, tragbare Rechner mit WLAN- bzw. HIPERLAN-Anschluß und Richtfunkstrecken vermehren sich rasend schnell, und auch bestehende Standards wie GSM werden stetig erweitert und ergänzt (GPRS, EDGE, UMTS). So wundert es niemanden, daß sich auf diesem Gebiet trotz sinkender Preise viel Geld verdienen läßt. Entsprechend groß ist allerdings auch der benötigte Forschungs- und Entwicklungsaufwand.

In den letzten beiden Jahrzehnten zeichnete sich ein weiterer Trend ab: Die Nutzung elektromagnetischer Zentimeter- und Millimeter-Wellen (im wesentlichen Frequenzen oberhalb von 10GHz), die vorher ausschließlich vom Militär und von einigen wenigen Forschern (z.B. Astrophysikern) verwendet wurden, erhielten Einzug in den industriellen Massenmarkt. Die bekanntesten Beispiele hierfür sind Mini-Radars bei 24GHz und 77GHz, die als Füllstandsmesser, Kfz-Abstandswarner oder ähnliches dienen. Das führt unter anderem zu einem erhöhten Interesse an monolithisch integrierten Schaltungen auf Gallium-Arsenid-Basis und teilweise auch schon auf Basis anderer III/V-Halbleiter wie Indium-Phosphid. Auf diesem Gebiet muß in Zukunft noch viel Forschung betrieben werden. Vor allem will man die Kosten senken (z.B. durch größere Wafer-Scheiben) und die Massenproduktion ausreifen.

Nachdem der Grundbedarf an mobilen Kommunikationsgeräten in den Industrieländern abgedeckt wurde, geht der Trend zu immer höheren Datenübertragungsraten. Weil praktisch alle brauchbaren Frequenzbereiche besetzt sind, kommen komplizierte Modulationsverfahren und Kodierungen zur Anwendung, um die vorhandene und mittlerweile sehr teure Bandbreite effektiver zu nutzen. Das stellt entsprechend hohe Anforderungen an die Elektronik. Für die Sende- und Empfangsbauteile bedeutet dies letztendlich einen erhöhten Dynamikbereich. Um diesen zu vergrößern, müssen die Verzerrungen und das Rauschen verringert werden. Seit Jahren arbeiten Ingenieure bereits verstärkt an diesen Themen. Trotzdem nimmt das Interesse nicht ab, da die erzielten Verbesserungen die steigenden Erwartungen nur bedingt erfüllen. Auch in den kommenden Jahren wird sich daran nichts ändern.

Mischer betrachtet man im allgemeinen als die wichtigsten Komponenten in einem Empfangszweig, weil sie als frequenzumsetzende Baugruppen unverzichtbar und meistens am kritischsten sind. Aus Platz- und Kostengründen verringert sich zwar ihre Anzahl pro Gerät zunehmens (Direkt-Konversions-Prinzip ersetzt mehr und mehr das Superheterodyn-Konzept), dadurch erhöhen sich allerdings die Anforderungen an den Mischern deutlich. Insbesondere das Niederfrequenz-Rauschen ist bei Homodyn-Empfängern ein entscheidendes Güte-Kriterium, denn es bestimmt die Empfindlichkeit des Gesamt-Systems. Automatische Verstärkungsregelungen können hier zwar Abhilfe schaffen, allerdings nur auf Kosten eines wesentlich höheren

Entwicklungs- und Kostenaufwandes und eines größeren Stromverbrauchs. Letzteres scheint sich bei den Handys der dritten Generation zu einem der entscheidendsten Probleme zu entfalten.

Resistive FET-Mischer erfreuen sich seit ihrer Einführung immer größerer Beliebtheit. Betrachtet man deren guten Merkmale, wird der Grund dafür schnell verständlich: Sie lassen sich praktisch in jedem Frequenzbereich einsetzen, sind einfach zu entwerfen und aufzubauen, erzeugen wenig Rauschen, benötigen wenig LO-Leistung, verzerren sehr wenig, verbrauchen keine Gleichstrom-Leistung und besitzen einen geringen Konversionsverlust. Kein anderes bekannte Mischer-Konzept kann diese vortrefflichen Eigenschaften erreichen. Deshalb dürfte die Verbreitung von resistiven FET-Mischern in Zukunft noch spürbar zunehmen, zumal es sich um ein relativ neues Konzept handelt.

Die praktische Erfahrung zeigt, daß die Hochfrequenz-Rauschzahl von resistiven FET-Mischern in den allermeisten Fällen ziemlich genau dem Konversionsverlust entspricht [45], [46], [50]. Das bedeutet, das theoretische Optimum wird bereits erreicht, und eine Verbesserung ist diesbezüglich nicht mehr möglich. Daher benötigt auch die Modellierung auf diesem Gebiet keine Forschung mehr. [28] beschreibt ein Hochfrequenz-Rauschmodell für resistive FET-Mischer. Ganz anders sieht die Situation beim Niederfrequenz-Rauschen dieser Mischer aus. Hierüber ist noch sehr wenig bekannt [29]. Forschungsarbeiten, die Verzerrungen von resistiven FET-Mischern untersuchen, existieren in großer Zahl [59], [58], [63]. Über Verbesserungen der Intercept-Punkte durch zusätzliche Maßnahmen wurde bei diesen Schaltungen noch so gut wie nichts berichtet.

Ohne leistungsstarke Simulationsprogramme lassen sich moderne Schaltungen schon lange nicht mehr erfolgreich entwerfen. Das Erstellen von geeigneten Modellen für nicht-lineare Bauteile (vor allem Transistoren) ist daher eine grundlegende Phase jeder Entwicklung. Auch hier muß noch Forschung betrieben werden. Insbesondere existiert kein Niederfrequenz-Rauschmodell für resistive FET-Mischer. Weiterhin sind Kenntnis und Verständnis der Vorgänge innerhalb eines Schaltungstyps sehr wichtig, um dessen Entwicklungszeit zu verkürzen. Nur so kann man mit dem immer schneller voranschreitenden technischen Neuerungen Schritt halten. Als ebenso wichtig erweisen sich Faustregeln für Aufwand und Nutzen einer Technik.

Glücklicherweise sind mit CAE-Programmen wie zum Beispiel *ADS* (Agilent), *Microwave Office* (AWR) oder *Serenade* (Ansoft) Schaltungssimulatoren verfügbar, die lineare (S-Parameter-Simulationen etc.) und nicht-lineare Moden (Harmonic Balance etc.) mit Rauschberechnungen beinhalten. Diese Programme besitzen universelle Komponenten, die neben den Standard-Modellen auch neue Ansätze aufnehmen können. Trotzdem bleibt das Erstellen von Transistor-Modellen eine aufwendige Arbeit, die viel Spezialwissen erfordert. Insbesondere ist wichtig, wo die Grenzen eines Modells liegen. Wenn man auf bereits fertige Modell-Bibliotheken zurückgreift, sollte dieses Wissen ebenfalls vorhanden sein, denn die allerwenigsten Modelle sind in der Lage alle Phänomene in allen Arbeitspunkten wirklichkeitsgetreu wiederzugeben. Beispielsweise implementieren fast alle FET-Modelle das  $1/f$ -Rauschen im Anlaufbereich nicht oder nicht richtig.

Die vorliegende Arbeit soll zum Fortschritt und besseren Verständnis auf dem Gebiet der Modellierung beitragen. Sie beschäftigt sich mit resistiven FET-Mischern und geht speziell auf das  $1/f$ -Rauschen und auf Intermodulationsprodukte ein. Nach den beiden zuletzt genannten Themen kann man diese Niederschrift in zwei Teile trennen: Kapitel 1 bis 4 behandelt vornehmlich Rauschen, Kapitel 5 geht auf Nichtlinearitäten ein. Das erste Kapitel

enthält eine Zusammenfassung darüber, was über niederfrequentes Rauschen bekannt ist, und dient zur Erklärung der in den folgenden Kapiteln verwendeten Nomenklatur. Es beschreibt weiterhin die Implementierung von  $1/f$ - und Generations-Rekombinations-Rauschen in den Modellen für gängige Simulationsprogramme (CAE-Programme) sowie die Messung von Widerstandsfluktuationen. Das zweite Kapitel beinhaltet die Modellierung von kalten Feldeffekt-Transistoren, d.h. bei einer Drain-Source-Spannung von ungefähr 0V. Dies geschieht am Beispiel eines Mikrowellen-HEMTs. Das dritte Kapitel präsentiert Meß- und Simulationsergebnisse eines nicht-symmetrischen, resistiven Mixers, sowie Möglichkeiten das niederfrequente Rauschverhalten zu optimieren. Dieses Kapitel beinhaltet den größten und wichtigsten Teil der Forschungsergebnisse dieser Arbeit. Im vierten Kapitel sind Messungen und Simulationen von symmetrischen, resistiven mm-Wellen-Mischern dargestellt. Das fünfte Kapitel berichtet von nicht-linearen Eigenschaften von kalten FETs und deren Simulation. Zunächst geht es um Intermodulationen von Verstärkern und Mixern. Dann wird ein resistiver Mischer vorgestellt und entworfen, der mit Hilfe einer Treiberstufe seinen eigenen Arbeitspunkt automatisch einstellt. Dadurch entfällt die ansonsten benötigte negative Spannung und gleichzeitig entsteht eine gewisse automatische Verstärkungsregelung. Das sechste und letzte Kapitel faßt schließlich die Erkenntnisse dieser Arbeit kurz zusammen. Wichtige Daten und Beschreibungen zu Bauteilen und ähnlichem sind im Anhang aufgelistet; im Literaturverzeichnis stehen die Quellennachweise, die im Text erwähnt wurden.

# Kapitel 1

## Elektronisches Rauschen

Kleine unregelmäßige (statistische) Schwankungen einer Größe bezeichnet man als Rauschen. Dieses Phänomen wird in allen Naturwissenschaften beobachtet und begrenzt die Empfindlichkeit einer jeden Messung. Die folgenden Informationen stammen, falls nicht anders vermerkt, aus [1], [2], [3]. In der Elektrotechnik existieren vier häufig auftretende Rauschursachen, die in zwei Kategorien eingeteilt werden können:

- Hochfrequenz-Rauschen (HF-Rauschen):
  - thermisches Rauschen (und Diffusionsrauschen)
  - Schrotrauschen
- Niederfrequenz-Rauschen (NF-Rauschen):
  - Generations-Rekombinations-Rauschen
  - $1/f$ -Rauschen

Neben diesen werden in einigen Bauteilen noch weitere Rauschquellen beobachtet (wie z.B. Lawinen-Rauschen), die wegen des seltenen Auftretens jedoch deutlich weniger Beachtung finden.

Von den vier oben beschriebenen Rauschursachen sind mit Ausnahme des  $1/f$ -Rauschens die physikalischen Ursachen und deren mathematische Beschreibung vollständig bekannt. Die beiden NF-Rauschquellen werden im folgenden genauer beschrieben. Sie besitzen interessanterweise viele Gemeinsamkeiten. Auch wenn in dieser Arbeit meistens vom  $1/f$ -Rauschen gesprochen wird, gelten die Aussagen daher sinngemäß auch für Generations-Rekombinations-Rauschen.

Niederfrequenz-Rauschen erlangte in letzter Zeit zunehmens Bedeutung. Zum einen, weil es in Oszillatoren und Verstärkern auf die Trägerfrequenz hochgemischt wird und so störendes Seitenband-Rauschen erzeugt [27]. Zum anderen, weil es die Rauschzahl von Direktkonversions-Empfängern bestimmt [11].

### 1.1 Beschreibung von Rauscheigenschaften

Weil der Zeitverlauf von Rauschgrößen unregelmäßig (nicht deterministisch) verläuft und deshalb wenig aussagekräftig ist, besitzt das sogenannte Leistungsdichte-Spektrum (kurz LDS) die größte Bedeutung bei der Beschreibung von Rauschen. Es gibt an, wie sich die

Leistung einer Größe über der Frequenz verteilt, d.h. ihre Werte entsprechen der Leistung innerhalb einer Bandbreite von 1Hz. Dabei bezeichnet der Ausdruck „Leistung“ nicht die physikalische Leistung, sondern drückt aus, daß es sich dabei um das Betragsquadrat handelt. Das Leistungsdichte-Spektrum (Frequenzbereich) und damit auch das Schwankungsquadrat bzw die Varianz (Zeit-Bereich) können also von jeder physikalischen Größe gebildet werden (Spannung, Strom, Widerstand usw.):

$$S_U(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\underline{U}_T(j\omega)|^2}{T}, \quad \overline{u^2(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} S_U(f) \cdot df \quad (1.1)$$

$$S_I(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\underline{I}_T(j\omega)|^2}{T}, \quad \overline{i^2(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} S_I(f) \cdot df \quad (1.2)$$

$$S_R(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\underline{R}_T(j\omega)|^2}{T}, \quad \overline{r^2(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} S_R(f) \cdot df \quad (1.3)$$

$$S_G(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\underline{G}_T(j\omega)|^2}{T}, \quad \overline{g^2(t)} = \int_{-\infty}^{\infty} S_G(f) \cdot df \quad (1.4)$$

mit $U$	- elektrische Spannung
$I$	- elektrischer Strom
$R$	- elektrischer Widerstand
$G$	- elektrischer Leitwert
$\underline{X}_T(j\omega)$	- Fourier-Transformation der Größe $X$ im Zeitintervall $T$
$S_U$	- LDS der Spannung, Einheit: V <sup>2</sup> /Hz
$S_I$	- LDS des Stromes, Einheit: A <sup>2</sup> /Hz
$S_R$	- LDS des Widerstandes, Einheit: Ω <sup>2</sup> /Hz
$S_G$	- LDS des Leitwertes, Einheit: S <sup>2</sup> /Hz
$\overline{x^2(t)}$	- Schwankungsquadrat (Varianz) der Größe $X$
$\omega$	- Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot f$
$t$	- Zeit

Die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion (kurz AKF) ergibt ebenfalls das Leistungsdichte-Spektrum. Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen zweiseitigen (mathematischen) Leistungsdichte-Spektrum (positive und negative Frequenzen) verwendet diese Arbeit immer das einseitige (physikalische), welches in der Realität gemessen wird und doppelt so groß (+3dB) ist. Weiterhin wird meistens das normierte Leistungsdichte-Spektrum (NLDS) benutzt:

$$N_X = \frac{S_X}{X^2} \quad (1.5)$$

mit $N_X$	- normiertes Leistungsdichte-Spektrum der Größe $X$ , Einheit: 1/Hz
$S_X$	- LDS der Größe $X$

An dieser Stelle soll ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß das ohmsche Gesetz selbstverständlich auch für Rauschgrößen im Frequenzbereich gilt:

$$S_I = \frac{S_U}{R^2} \quad (1.6)$$

- mit  $S_I$  - Leistungsdichte-Spektrum des Stromes durch den Widerstand  $R$   
 $S_U$  - Leistungsdichte-Spektrum der Spannung über den Widerstand  $R$   
 $R$  - ohmscher Widerstand

Eine Größe, die bei der Angabe von Verstärkerrauschen in der Niederfrequenz-Elektronik oft benutzt wird, ist die effektive, äquivalente Rauschdichte. Dabei handelt es sich um die Quadratwurzel des LDS:

$$\bar{e}_u = \sqrt{S_U} \quad (1.7)$$

$$\bar{e}_i = \sqrt{S_I} \quad (1.8)$$

- mit  $U$  - elektrische Spannung  
 $I$  - elektrischer Strom  
 $S_U$  - LDS der Spannung, Einheit:  $V^2/Hz$   
 $S_I$  - LDS des Stroms, Einheit:  $A^2/Hz$   
 $\bar{e}_u$  - effektive, äquivalente Rausch-Spannungsdichte, Einheit:  $V/\sqrt{Hz}$   
 $\bar{e}_i$  - effektive, äquivalente Rausch-Stromdichte, Einheit:  $A/\sqrt{Hz}$

Je nach Frequenzabhängigkeit des Rausch-LDS spricht man von weißem Rauschen (konstantes LDS), rosa Rauschen (LDS fällt mit 10dB pro Frequenz-Dekade) oder braunem Rauschen (LDS fällt mit 20dB pro Frequenz-Dekade).

Beim Addieren von Rauschgrößen muß man die Korrelation zwischen ihnen beachten. Mit anderen Worten ausgedrückt, entscheidend ist die statistische Abhängigkeit ihrer Amplitudenwerte im Zeitbereich. Diese Abhängigkeit wird rechnerisch durch die Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) beschrieben, oder im Frequenzbereich durch die Fouriertransformierte der KKF, dem sogenannten Kreuzspektrum:

$$\underline{S}_{X_1, X_2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{X_{T,1} \cdot X_{T,2}^*}{T} \quad (1.9)$$

- mit  $\underline{S}_{X_1, X_2}$  - (komplexes) Kreuzspektrum der Rauschgrößen  $x_1$  und  $x_2$   
 $X_{T,1}, X_{T,2}$  - Fouriertransformierte der Rauschgröße  $x_1, x_2$  im Zeitintervall  $T$   
 $*$  - konjugiert komplex

Oft verwendet man anstelle des Kreuzspektrums einen normierten Wert, den Korrelationskoeffizienten:

$$\underline{K} = \frac{\underline{S}_{X_1, X_2}}{\sqrt{S_{X_1} \cdot S_{X_2}}} \quad (1.10)$$

- mit  $\underline{K}$  - (komplexer) Korrelationskoeffizient  
 $\underline{S}_{X_1, X_2}$  - Kreuzspektrum der Rauschgrößen  $x_1$  und  $x_2$   
 $S_{X_1}, S_{X_2}$  - Leistungsdichte-Spektren der Rauschgröße  $x_1$  bzw.  $x_2$

Man erkennt, daß der Betrag des Korrelationskoeffizienten Werte von 0 (unkorreliert) bis 1 (vollständig korreliert) annehmen kann. Die Superposition von zwei Rauschgrößen berechnet sich mit Hilfe der erwähnten Größen folgendermaßen:

$$S_{X_{ges}} = S_{X_1} + S_{X_2} + 2 \cdot \text{Re}(\underline{S}_{X_1, X_2}) \quad (1.11)$$

$$= S_{X_1} + S_{X_2} + 2 \cdot \sqrt{S_{X_1} \cdot S_{X_2}} \cdot \text{Re}(\underline{K}) \quad (1.12)$$

mit	$S_{X_{ges}}$	- Leistungsdichte-Spektrum der Addition von $x_1$ und $x_2$
	$S_{X_1}, S_{X_2}$	- Leistungsdichte-Spektren der Rauschgröße $x_1$ bzw. $x_2$
	$\underline{K}$	- (komplexer) Korrelationskoeffizient
	$\underline{S}_{X_1, X_2}$	- Kreuzspektrum der Rauschgrößen $x_1$ und $x_2$
	$\text{Re}(\dots)$	- Realteil einer komplexen Größe

Oft besitzen zwei Rauschgrößen unterschiedliche Ursprünge (unabhängige Quellen) und sind daher unkorreliert. In diesem Fall besteht ihre Superposition aus der Addition der Rauschleistungsdichten, denn das Kreuzspektrum ist identisch Null. Bei der Superposition von vollständig korrelierten Rauschgrößen muß man dagegen „im Zeitbereich“ addieren:

$$\overline{x_{ges}^2(t)} = \left( \sqrt{x_1^2(t)} \pm \sqrt{x_2^2(t)} \right)^2 \quad (1.13)$$

mit	$x_{ges}$	- Addition von $x_1$ und $x_2$
	$\overline{x^2(t)}$	- Varianz von $x$
	$t$	- Zeit

Das Pluszeichen muß bei einer konstruktiven Superposition ( $\text{Re}(\underline{K}) = 1$ ) verwendet werden, das Minuszeichen für eine destruktive ( $\text{Re}(\underline{K}) = -1$ ).

In der vorliegenden Arbeit wird für Rauschgrößen stets das einseitige Leistungsdichte-Spektrum am Ausgang der Schaltung angegeben. Aus physikalischer Sicht ist dies die sinnvollste Beschreibung. Aus systemtechnischer Sicht hat sich jedoch die Beschreibung eines Zweitores mittels der sogenannten Rauschzahl durchgesetzt:

$$F = \frac{SNR_{ein}}{SNR_{aus}} = \frac{S_{aus}}{G \cdot S_{ein}} = 1 + \frac{S_{Z,aus}}{G \cdot S_{ein}} = 1 + \frac{S_{Z,aus}}{G \cdot k \cdot T_0} \quad (1.14)$$

$$NF = 10 \cdot \lg F \quad (1.15)$$

mit	$F$	- Rauschzahl
	$NF$	- Rauschmaß (in dB)
	$SNR_{ein}, SNR_{aus}$	- Signal/Rausch-Abstand am Ein- bzw. Ausgang
	$S_{ein}, S_{aus}$	- Rausch-LDS am Ein- bzw. Ausgang des Zweitores
	$G$	- Leistungsverstärkung des Zweitores
	$S_{Z,aus}$	- Rausch-LDS, das das Zweitor an seinem Ausgang erzeugt
	$k$	- Boltzmann-Konstante $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
	$T_0$	- Standardtemperatur $T_0=290\text{K}=16,85^\circ\text{C}$

Die Angabe einer Rauschzahl ist nur im Zusammenhang mit einer Quellenimpedanz (meistens  $50\Omega$ ) sinnvoll. Alle Größen in der obigen Formel beziehen sich auf Anpassung am Ein- und Ausgang. Durch Verwendung der Leistungsdichte-Spektren in Formel 1.14 erhält man die frequenzabhängige Rauschzahl bei einer Rauschbandbreite von 1Hz. Die Formel 1.14 zeigt auch die Schwäche der Rauschzahl-Definition: Sie hängt von der eingespeisten Eingangsrauschleistung ab, weil sich das Rauschen des 2-Tors natürlich nicht proportional zum Eingangsrauschen verhält. Daher definierte das IEEE die Rauschzahl bei einer äquivalenten Eingangsrauschtemperatur von 290K (rechter Term in Gleichung 1.14). Das erwies sich Anfang der 1960er als sinnvoll, weil dies die Temperatur des kalten Horizonts ist.

Bei Mischern muß man zwischen der Einseitenband- und der Zweiseitenband-Rauschzahl unterscheiden, je nachdem ob die Rauschzahl nur auf die Rauschleistung aus dem Nutzsigan-Band bezogen wird (=Einseitenband), oder auf die Rauschleistung aus Nutzsigan- und Spiegelfrequenz-Band (=Zweiseitenband). Es gilt:

$$F_{SSB} = 2 \cdot F \quad \text{bzw.} \quad NF_{SSB} = NF + 3\text{dB} \quad (1.16)$$

mit  $F_{SSB}, NF_{SSB}$  - Einseitenband-Rauschzahl bzw. -Rauschmaß  
 $F, NF$  - Zweiseitenband-Rauschzahl bzw. -Rauschmaß

Die Zweiseitenband-Rauschzahl wird oft auch als Standard-Rauschzahl bezeichnet. Formel 1.14 auf Mischer angewendet ergibt die Einseitenband-Rauschzahl. Welche der beiden Größen man letztendlich verwendet, ist natürlich egal. Beliebter scheint in der Literatur die Einseitenband-Rauschzahl zu sein, denn mit ihr ergibt sich die ungefähre Gleichheit von Rauschzahl und Konversionsverlust bei passiven Mischern.

Um die in dieser Arbeit angegebene Ausgangsrauschleistungsdichte  $S_{Z,aus}$  in die Einseitenband-Rauschzahl umzurechnen, verwendet man Formel 1.14. Sämtliche Rauschpegel, die später erwähnt werden, liegen deutlich über dem thermischen Rauschen bei Standard-Temperatur, so daß für die Umrechnung in das Einseitenband-Rauschmaß eine Addition genügt:

$$NF_{SSB} \approx 10 \cdot \lg \frac{S_{Z,aus}}{G \cdot k \cdot T_0} = S_{Z,aus} [\text{dBm/Hz}] - 10 \cdot \lg G + 174\text{dBm/Hz} \quad (1.17)$$

mit  $NF_{SSB}$  - (Einseitenband-) Rauschmaß  
 $S_{Z,aus}$  - vom Mischer erzeugtes Rausch-LDS am Ausgang  
 $G$  - Konversionsgewinn  
 $k$  - Boltzmann-Konstante  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K  
 $T_0$  - Standardtemperatur  $T_0=290\text{K}=16,85^\circ\text{C}$

## 1.2 Generations-Rekombinations-Rauschen

Der Name Generations-Rekombinations-Rauschen (GR-Rauschen) beinhaltet bereits seine Ursache: Enthält ein Material Generations-Rekombinations-Zentren, so werden diese in unregelmäßigen Abständen für eine bestimmte, charakteristische Zeit  $\tau$  (Relaxationszeit typisch  $1\mu\text{s} \dots 1\text{ms}$ ) von freien Ladungsträgern besetzt. Diese eingefangenen Teilchen tragen nicht zum Stromtransport bei. Folglich fluktuiert die Anzahl freier Ladungsträger und damit ebenfalls die Leitfähigkeit. Das Leistungsdichte-Spektrum (LDS) ist lorentz-förmig, d.h. es bleibt bis zur Eckfrequenz  $f_c$  konstant und fällt oberhalb mit 20dB pro Dekade ab:

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{S_N}{N^2} = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \cdot \frac{4 \cdot \tau}{1 + \omega^2 \cdot \tau^2} = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \cdot \frac{4 \cdot \tau}{1 + (f/f_c)^2} \quad (1.18)$$

mit  $S_X$  - LDS der Größe X  
 $R$  - ohmscher Widerstand  
 $N$  - absolute Anzahl an freien Ladungsträgern  
 $\overline{\Delta N^2}$  - Varianz der Ladungsträger-Anzahl  
 $\tau$  - Relaxationszeit der GR-Zentren  $1/\tau = 2\pi \cdot f_c$   
 $\omega$  - Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi \cdot f$

Um die Abhängigkeit des Rauschens von der Ladungsträger-Anzahl zu erhalten, muß man die Proportionalität der Varianz mit der Anzahl beachtet [1]:

$$\overline{\Delta N^2} \sim N \quad \Rightarrow \quad \frac{S_N}{N^2} \sim \frac{1}{N} \quad (1.19)$$

mit  $S_N$  - LDS der Ladungsträger-Anzahl  
 $N$  - absolute Anzahl an freien Ladungsträgern  
 $\overline{\Delta N^2}$  - Varianz der Ladungsträger-Anzahl

Lorentz-förmige Leistungsdichte-Spektren besitzen eine exponentiell abklingende Autokorrelationsfunktion:

$$r_{NN} = \overline{\Delta N^2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) \quad (1.20)$$

mit  $\overline{\Delta N^2}$  - Varianz der Ladungsträger-Anzahl  
 $\Delta t$  - Zeitverschiebung  
 $\tau$  - Relaxationszeit der GR-Zentren  $1/\tau = 2\pi \cdot f_c$

Die Generations-Rekombinations-Zentren können sich gegenseitig nicht beeinflussen, d.h. die Besetzung des einen freien Energieniveaus ändert die Besetzungswahrscheinlichkeit eines anderen nicht (statistische Unabhängigkeit). Als Konsequenz daraus besitzt GR-Rauschen keine räumliche Korrelation [9], oder anders ausgedrückt, die Korrelationslänge ist exakt Null. Das bedeutet, daß die Fluktuationen benachbarter Widerstandsgebiete auch dann noch vollständig unkorreliert sind, wenn sie nur eine Atomlage voneinander entfernt liegen.

Generations-Rekombinations-Zentren treten vor allem häufig in Halbleitern auf, da deren Energieband-Struktur die Entstehung von geeigneten Energie-Niveaus begünstigt. Hier erreicht das Rauschen aufgrund der relativ geringen Ladungsträger-Anzahl oft hohe Leistungsdichten. Das betrifft besonders Halbleiterbauteile für Millimeterwellen-Anwendungen, da ihre äußerst geringen Abmessungen nur extrem wenig Ladungsträger zulassen. Übermäßig hohes GR-Rauschen, das sich durch breite Streuung der Eckfrequenzen sogar zu einem kompletten 1/f-Spektrum aufweiten kann, ist ein Zeichen für unausgereifte Herstellungsprozesse. Weiterhin wurde ein Zusammenhang zwischen GR-Zentren und einigen anderen Eigenschaften von HEMTs und MESFETs festgestellt [16], [17]:

- Strom-Kollaps bei cryogenischen Temperaturen (meist unterhalb von 200K)
- Verschiebung der Schwellspannung bei cryogenischen Temperaturen
- Niederfrequenz-Dispersion der Steilheit und des Kanal-Leitwertes im Sättigungsbereich

Einige HEMTs und MESFETs besitzen die eben erwähnten Erscheinungen. Sie stammen von Energie-Niveaus, die sich in bestimmten Schichten im Transistor-Halbleiter befinden, und Elektronen einfangen. Innerhalb gewisser Temperaturbereiche sind sie aktiv und führen dann auch zu einem Generations-Rekombinations-Rauschspektrum.

Aus einem gemessenen Lorentz-Spektrum kann die Eckfrequenz nur recht ungenau abgelesen werden, denn der Übergang von konstantem zu quadratisch abfallendem Leistungsdichte-Spektrum ist stark abgerundet. Erschwerend kommt noch hinzu, daß das GR-Rauschen fast immer zusammen mit einem 1/f-Spektrum auftritt. Darum erfreut sich eine Methode großer

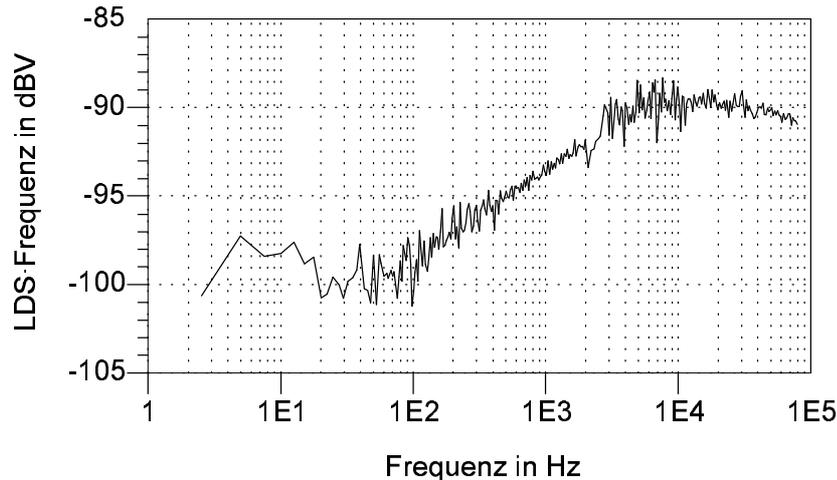


Bild 1.1: Diagramm zur Ermittlung der Eckfrequenz von GR-Rauschen, Beispiel von Infineon-HEMT 8F60 (Ordinate zeigt Produkt aus LDS und Frequenz)

Beliebtheit, bei der in einem Diagramm das Produkt aus LDS und Frequenz über der logarithmischen Frequenz-Achse aufgetragen wird. Während das  $1/f$ -Rauschen dann konstant ist, erscheint ein lokales Maximum genau bei der Eckfrequenz. Das Ablesen gestaltet sich nun einfacher und vor allem präziser. Bild 1.1 zeigt hierzu ein Beispiel. Es handelt sich um das Rauschspektrum des Mikrowellen-HEMTs 8F60 von Infineon. Sein GR-Spektrum (siehe Bild 2.7) besitzt eine Eckfrequenz von ca. 16kHz.

Die Aktivierungsenergie von GR-Rauschen besitzt für die Ursachenforschung große Bedeutung. Um sie zu ermitteln muß die Relaxationszeit bei unterschiedlichen Temperaturen gemessen werden. Die Temperatur-Abhängigkeit lautet [33]:

$$\frac{1}{\tau} \sim \sigma \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{k \cdot T}\right) \quad (1.21)$$

- mit  $\tau$  - Relaxationszeit der GR-Zentren  $1/\tau = 2\pi \cdot f_c$   
 $\sigma$  - Einfangsquerschnitt der GR-Zentren  
 $\Delta E_a$  - Aktivierungsenergie  
 $k$  - Boltzmann-Konstante  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K  
 $T$  - (absolute, thermodynamische) Temperatur

Demnach erhält man die Aktivierungsenergie, wenn das Produkt  $\tau \cdot T^2$  logarithmisch über  $1/T$  (Arrhenius-Diagramm) aufgetragen wird. Dann entsteht eine Gerade, deren Steigung der Aktivierungsenergie dividiert durch das Produkt aus Boltzmann-Konstante und dem natürlichen Logarithmus aus zehn entspricht, also  $\Delta E_a/(k \cdot \ln 10)$ . Das ist die am häufigsten gebrauchte Methode. (Um handliche Werte zu erhalten, trägt die Abzisse meistens die Skalierung  $1000/T$ .) Ebenso könnte man das Produkt  $\tau \cdot T^2$  logarithmisch über  $1/(k \cdot T \cdot \ln 10)$  auftragen. Die Steigungen der Geraden würde dann genau die Aktivierungsenergie ergeben. Allerdings läßt sich dann die Temperatur auf der x-Achse nicht mehr so leicht ablesen. Die Werte der Aktivierungsenergie liegen typischerweise zwischen 0,15eV und 0,8eV. Aus diesen Werten und ihrer Gate-Source-Spannungsabhängigkeit (bei FETs) können Material-Physiker Rückschlüsse über Lage und Ursprung der GR-Zentren erlangen. Ähnlich aussagekräftig für die Lokalisierung von GR-Rauschquellen kann der Einfangsquerschnitt  $\sigma$  sein. Man kann ihn

aus dem y-Achsenabschnitt im Arrhenius-Diagramm bestimmen, denn die fehlende Proportionalitätskonstante für Gleichung 1.21 ist zwar eine recht komplexe Formel, enthält jedoch nur Natur- und Materialkonstanten [36], [37].

Zu den bekanntesten Ursachen von Generations-Rekombinations-Rauschen zählen die sogenannten DX-Zentren (tiefe Störstellen) in AlGaAs, also Energie-Niveaus in der Bandlücke (verbotene Zone). Sie treten sehr häufig in Erscheinung und besitzen keine Gate-Source-Spannungsabhängigkeit [34], [35]. Viele andere der sehr zahlreichen Ursprünge von GR-Zentren sind relativ spezielle Erscheinungen und somit nur vereinzelt anzutreffen. Beispiele hierfür sowie Ansätze für deren Erkennungsmerkmale kann man [32] und [34] entnehmen.

### 1.3 1/f-Rauschen

1/f-Rauschen hat seinen Namen von der Frequenzabhängigkeit seines Leistungsdichte-Spektrums erhalten. Hin und wieder werden jedoch leichte Abweichungen vom Frequenzexponenten beobachtet ( $1/f^\alpha$  mit  $\alpha \approx 0,7 \dots 1,2$ ). Diese Rauschart ist so universell, daß sie in jeder Naturwissenschaft (auch in der Mathematik, der Soziologie usw.) auftaucht. Sie scheint ein mehr oder weniger typisches Kennzeichen von chaotischen Systemen zu sein. Eine Autokorrelationsfunktion existiert nicht, weil die Fourier-Transformation von  $S_x = 1/f$  nicht konvergiert. Trotzdem steht fest, daß die Korrelation zu vergangenen Zeitpunkten größer als bei anderen Rauschspektren ist. Man spricht von einem Prozeß mit Langzeitgedächtnis [8]. Die Leistung berechnet sich zu:

$$P = \int_{f_1}^{f_2} \frac{c}{f} df = c \cdot \ln \frac{f_2}{f_1} \quad (1.22)$$

mit  $P$  - Leistung im Frequenz-Intervall  $f_1 \dots f_2$   
 $c$  - Konstante  
 $f$  - Frequenz

Da der Logarithmus von allen Funktionen am langsamsten steigt, handelt es sich um die günstigste Konstellation, um bei konstanter Gesamtleistung einen möglichst breiten Frequenzbereich zu belegen. Jedes relative Frequenzintervall (Dekade, Oktave etc.) beinhaltet außerdem die gleiche Leistung. Es muß allerdings sowohl eine obere als auch eine untere Grenzfrequenz geben, von wo ab sich die Frequenzabhängigkeit ändert. Ansonsten ergäbe sich eine unendlich große Energie (IR- bzw. UV-Katastrophe). In der Elektrotechnik wurde jedoch weder die eine noch die andere jemals beobachtet, trotz Messungen bis hinunter zu  $10^{-6}$ Hz [12] und hinauf bis zu mehreren 100MHz [13].

Präzisions-Messungen ergaben eine gaußverteilte Amplituden-Dichteverteilung (ADV) [5], was wegen des zentralen Grenzwertsatzes der Wahrscheinlichkeitsrechnung bei chaotischen Systemen kaum anders zu erwarten ist.

Nach den physikalischen Ursachen des elektronischen 1/f-Rauschens wird noch geforscht. Die zahlreichen Veröffentlichungen lassen einen Grund für die Schwierigkeiten dabei erkennen: Die Rauschursachen unterscheiden sich von Bauteil zu Bauteil [5], [6], [15], [18]. Eine empirische Gesetzmäßigkeit scheint aber bei allen zu gelten, die nach ihrem Entdecker benannte Hooge-Formel [4]:

$$\frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha}{N \cdot f} \quad (1.23)$$

- mit  $R$  - ohmscher Widerstand  
 $S_R$  - LDS des Widerstandes  
 $N$  - absolute Anzahl an freien Ladungsträgern  
 $f$  - Frequenz  
 $\alpha$  - Hooge-Parameter

Der Grund für die  $1/N$ -Abhängigkeit des LDS kann aufgrund offener Fragen nicht zweifelsfrei bestimmt werden. Eine sehr wahrscheinliche und plausible Erklärung steht im Anhang 7.1.

Ebenso wie beim Generations-Rekombinations-Rauschen fluktuiert beim  $1/f$ -Rauschen der Widerstand im thermodynamischen Gleichgewicht. Die zwei möglichen Gründe dafür (Rauschen in der Ladungsträger-Anzahl oder in der Beweglichkeit) scheinen in der Natur beide vorzukommen. Daneben gibt es noch Theorien mit exotischeren Erklärungen (z.B. [19]). Beim Hooge-Parameter handelt es sich nach dem jetzigen Stand der Forschung um eine Materialkonstante, die von der Temperatur, der Ladungsträgerbeweglichkeit und der Qualität des Kristallgitters abhängt. Letzteres nutzt man seit einiger Zeit aus, um Qualitäts- und Lebensdauer-Voraussagen zu treffen, ohne die bisher üblichen und sehr aufwendigen thermischen Streßtests durchführen zu müssen [10].

Bei III/V-Halbleitern wie z.B. Gallium-Arsenid (GaAs) oder Indium-Phosphid (InP) deuten viele Experimente darauf hin, daß das  $1/f$ -Rauschen von statistisch unregelmäßigen, thermischen Gitterschwingungen stammen, welche wiederum Beweglichkeitsschwankungen erzeugen. Mit anderen Worten: Beim elektronischen  $1/f$ -Rauschen von GaAs-Bauteilen handelt es sich um Anzahl-Fluktuationen von Phononen [4], [15], [21]. Will man die Abhängigkeit des Hooge-Parameters von der Beweglichkeit der Ladungsträger ermitteln, so muß beachtet werden, daß noch andere Streuprozesse existieren können. Begrenzen zwei Streumechanismen (z.B. durch Phononen und durch Verunreinigungen) die Ladungsträgerbeweglichkeit, so berechnet das Matthiessen-Gesetz (genaugenommen nur eine Näherung):

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{phonon}} + \frac{1}{\mu_{unrein}} \quad (1.24)$$

- mit  $\mu$  - Gesamtbeweglichkeit der Ladungsträger  
 $\mu_{phonon}$  - Beweglichkeit aufgrund der Streuung an Phononen  
 $\mu_{unrein}$  - Beweglichkeit aufgrund der Streuung an Verunreinigungen

Aus dieser Gleichung folgt für den Hooge-Parameter:

$$\alpha = \left( \frac{\mu}{\mu_{phonon}} \right)^2 \cdot \alpha_{phonon} + \left( \frac{\mu}{\mu_{unrein}} \right)^2 \cdot \alpha_{unrein} \quad (1.25)$$

- mit  $\mu$  - Gesamtbeweglichkeit der Ladungsträger  
 $\mu_{phonon}$  - Beweglichkeit aufgrund der Streuung an Phononen  
 $\mu_{unrein}$  - Beweglichkeit aufgrund der Streuung an Verunreinigungen  
 $\alpha$  - (Gesamt-) Hooge-Parameter  
 $\alpha_{phonon}$  - Hooge-Parameter bezüglich der Phononen-Streuung  
 $\alpha_{unrein}$  - Hooge-Parameter bezüglich der Streuung an Verunreinigungen

Einige Versuche deuten darauf hin, daß Streuungen an Verunreinigungen kein  $1/f$ -Rauschen in III/V-Halbleitern verursachen [4]. Der entsprechende Hooge-Parameter  $\alpha_{unrein}$  wäre dann exakt Null. Einige Werte für den Hooge-Parameter bezüglich der Phononen-Streuung bei

Raum-Temperatur und exzellenter Kristall-Qualität lauten [14], [21]:

Gallium-Arsenid:	$\alpha_{phonon} = 5 \dots 7 \cdot 10^{-4}$
Indium-Phosphid:	$\alpha_{phonon} = 3 \cdot 10^{-3}$
Silizium:	$\alpha_{phonon} = 2 \cdot 10^{-3}$
2DEG - AlGaAs/GaAs:	$\alpha_{phonon} = 2 \dots 7 \cdot 10^{-5}$
2DEG - InAlAs/InGaAs/InP:	$\alpha_{phonon} = 1,5 \dots 4,5 \cdot 10^{-5}$
2DEG - InP/InGaAs/InP:	$\alpha_{phonon} = 5 \dots 9 \cdot 10^{-5}$

Es ist klar erkennbar, daß der Hooge-Parameter von zwei-dimensionalen Elektronengasen (kurz 2DEG), wie sie in HEMTs und PHEMTs Verwendung finden, niedriger ausfällt als der vom drei-dimensionalen Halbleiter-Volumen. Das begründet sich vermutlich darin, daß ein Streufreiheitsgrad weniger existiert [21]. Berichte von 2DEG-Hooge-Parametern in der Höhe von  $10^{-2}$  [31] oder noch größer [30] sind dagegen mit Vorsicht zu genießen. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um schlecht prozessierte Bauteile [21] mit geringer Kristall-Qualität oder extrem hoher GR-Zentren-Dichte.

Der Hooge-Parameter und damit die Größe des 1/f-Rauschens eines Bauteils hängen stark von den verwendeten Elementen ab. Die vielen unterschiedlichen Material-Schichten in einem modernen Mikrowellen-Transistor (HEMT, PHEMT, HBT) erschweren die Ursachenforschung. Bereits heute steht jedoch schon fest, das HEMTs und PHEMTs stärker im Niederfrequenzbereich rauschen als HBTs (heterojunction bipolar transistors) [26]. Weiterhin erzeugen die am meisten verwendeten Mikrowellen-Material-Kombinationen (AlGaAs/GaAs) recht hohe 1/f- und GR-Rauschpegel [25]. Neuere Halbleiter wie z.B. Verbundhalbleiter mit Indium ergeben hier deutlich günstigere Ergebnisse [23].

Eine vor allem früher sehr bekannte Theorie zur Entstehung von 1/f-Rauschen ist die von McWhorter [5]. Sie beschreibt das 1/f-Spektrum als eine Superposition von vielen Lorentz-Spektren. D.h. befinden sich im Material Generations-Rekombinations-Zentren mit unterschiedlichen Relaxationszeiten aber gleicher Varianz der Ladungsträgeranzahl, so wird ein Rauschspektrum mit exakter 1/f-Abhängigkeit erzeugt. Aufgrund der vielen Gemeinsamkeiten von GR- und 1/f-Rauschen (niederfrequente Widerstandsfluktuationen, direkt proportional zum Kehrwert der Ladungsträger-Anzahl) erscheint diese Theorie sehr plausible, zumal man auch einen abweichenden Frequenzexponenten leicht erklären kann: Die Besetzungswahrscheinlichkeiten wären dann abhängig von der Relaxationszeit. In einigen wenigen Fällen trifft die McWhorter-Theorie mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit zu, nämlich bei nicht-kontinuierlichen Metall-Filmen [5] und eventuell bei N-MOSFETs [5], [18]. Für die meisten elektronischen Bauteile sprechen die experimentiellen Befunde klar gegen diese Theorie [5].

Eine weitere theoretische Herleitung zur Entstehung von 1/f-Rauschen soll an dieser Stelle noch kurz erklärt werden, weil sie nach Meinung des Autors der vielversprechenste Ansatz hierzu ist: Das Modell von Handel [7]. Danach streut eine Elektronenwelle an einem Streuzentrum unter Abgabe sogenannter Bremsstrahlung. Bei Überlagerung von gestreuter und nicht gestreuter Welle entsteht Rauschen, das über viele Dekaden hinweg ein 1/f-Spektrum aufweist. Nach dieser Theorie wäre 1/f-Rauschen eine direkte Folge aus den Gesetzen der Quantenelektrodynamik (QED).

Die Frage nach der räumlichen Korrelation von 1/f-Rauschen läßt sich nur beantworten, wenn man die physikalische Ursache seiner Entstehung kennt [9]: Fluktuiert der Widerstand

aufgrund von Ladungsträger-Schwankungen (McWhorter-Modell), so beträgt die Korrelationslänge genau Null (siehe auch GR-Rauschen). Fluktuiert ein Widerstand aufgrund von Beweglichkeitsschwankungen der Ladungsträger, so gleicht die Korrelationslänge der mittleren, freien Weglänge der Elektronen, je nach Art der Streumechanismen also zwischen 10 und 100nm. Sie kann also in fast alle Fällen ebenso als Null angenommen werden. Fluktuiert ein Widerstand wegen mikroskopischer Temperaturschwankungen, so ist die Korrelationslänge umgekehrt proportional zur Wurzel der Frequenz. In Metallfilmen wurden Korrelationslängen von mehreren Millimetern gemessen (im Frequenzbereich 1...10Hz) [9].

Fließt Gleichstrom durch einen fluktuierenden Widerstand, so entsteht gemäß der Formel 1.26 (Kapitel 1.4) eine Niederfrequenz-Rauschspannung. Fließt Wechselstrom durch einen fluktuierenden Widerstand, so entstehen Amplituden-Rauschseitenbänder ober- und unterhalb der Trägerfrequenz. Bereits mehrmals wurde allerdings beobachtet, daß Kohle-Widerstände auch bei Wechselstrom 1/f-Rauschen erzeugen [5]. Die Ursache hierfür wird in dem mikroskopischen Aufbau vermutet. Durch das Zusammenpressen der Kohle-Granulate entsteht an deren Grenzschichten ein Diodenverhalten. Die Granulat-Übergänge verteilen sich statistisch über die gesamte Widerstandsschicht. D.h. die eine Hälfte von ihnen richtet die Wechselspannung in eine bestimmte Richtung gleich; die andere Hälfte von ihnen richtet die Wechselspannung in die entgegengesetzte Richtung gleich. Makroskopisch ergibt sich also ein ideales ohmsches Verhalten. Tatsächlich generiert jeder Gleichrichteffekt 1/f-Rauschen, welches mit dem aus den anderen Gleichrichtungen unkorreliert ist und sich daher aufsummiert.

Eigene Versuche konnten die Entstehung von 1/f-Rauschen durch HF-Ströme (28MHz) bei Kohleschicht-Widerstände bestätigen. Allerdings waren 2,5W an 50Ω (d.h. HF-Strom 316mA Spitze) notwendig, um bei 10kHz eine Rauschleistungsdichte von -160 dBm/Hz zu erhalten. Die Steigung des LDS betrug exakt 1,0. GR-Rauschen konnte nicht beobachtet werden. Eine Gleichspannung entstand dabei nicht. Die Ergebnisse zeigen also Eigenschaften, die mit den obigen Vermutungen übereinstimmen. Statt Kohle-Schichtwiderstände können auch Bleistift-Minen zur 1/f-Rauscherzeugung benutzt werden.

## 1.4 CAE-Modelle für Widerstandsfluktuationen

Glücklicherweise spielt die Ursache des 1/f-Rauschens für dessen Modellierung keine Rolle. Bei dem Wunsch, Widerstandsrauschen im Simulator zu untersuchen, fällt allerdings sofort auf, daß keines der gängigen CAE-Programme ein Modell dafür zur Verfügung stellt. Vorhanden sind lediglich Rausch-Strom- und Rausch-Spannungsquellen. Daher soll dieses Kapitel zeigen, wie man in Simulationsprogrammen einen fluktuierenden Widerstand realisieren kann.

Ein notwendiges Kriterium für Widerstandsrauschen ist die Gleichheit der normierten Leistungsdichte-Spektren (NLDS) von Spannung, Strom, Leitwert und Widerstand [5]:

$$\left. \frac{S_U}{U^2} \right|_{I=const} = \left. \frac{S_I}{I^2} \right|_{U=const} = \frac{S_G}{G^2} = \frac{S_R}{R^2} \quad (1.26)$$

- mit  $S_X$  - LDS der Größe X  
 $U$  - Gleichspannung  
 $I$  - Gleichstrom  
 $G$  - ohmscher Leitwert  
 $R$  - ohmscher Widerstand

Zum besseren Verständnis sei insbesondere darauf hingewiesen, daß in obiger Formel die Leerlauf-Rauschspannung  $S_U$  (d.h.  $I = \text{const}$ ) und der Kurzschluß-Rauschstrom  $S_I$  (d.h.  $U = \text{const}$ ) benutzt werden. Nur für diese Arbeitsbedingungen stimmen die NLDS überein! Im Zeitbereich lauten die Gleichungen 1.26 [6]:

$$\frac{\Delta U}{U} \Big|_{I=\text{const}} = -\frac{\Delta I}{I} \Big|_{U=\text{const}} = -\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta R}{R} = \Delta K \quad (1.27)$$

- mit  $\Delta X$  - fluktuierender Teil der Größe X  
 $U$  - Gleichspannung  
 $I$  - Gleichstrom  
 $G$  - ohmscher Leitwert  
 $R$  - ohmscher Widerstand  
 $\Delta K$  - normalisierter, fluktuierender Teil

Das LDS der dimensionslosen Größe  $\Delta K$  entspricht der rechten Seite der Gleichung 1.23 (bei 1/f-Rauschen) bzw. der rechten Seite der Gleichung 1.18 (bei GR-Rauschen). In den obigen beiden Formeln wurden die Gleichspannung und der Gleichstrom verwendet, so wie man es in der Literatur meistens vorfindet. Dadurch gelten diese Beziehungen auch nur bei Gleichstromfluß. Weil im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch insbesondere das Rauschen bei Wechselstrom-Anregung interessiert, müssen die Ströme und Spannungen ganz allgemein behandelt werden, d.h. es kann sich sowohl um Gleich- als auch um Wechselgrößen handeln. Um das zu verdeutlichen, enthalten die folgenden Formeln Kleinbuchstaben ( $u$  und  $i$ ). Aus Gleichung 1.27 entsteht mit Hilfe des ohmschen Gesetzes die Strom-Spannungs-Abhängigkeit eines rauschenden Widerstandes:

$$i = u \cdot g = u \cdot (G + \Delta G) = u \cdot G \cdot (1 + \Delta K) \quad (1.28)$$

- mit  $u$  - Gesamtspannung (fluktuierender und nicht fluktuierender Anteil)  
 $i$  - Gesamtstrom (fluktuierender und nicht fluktuierender Anteil)  
 $g$  - gesamter ohmscher Leitwert  
 $G$  - nicht fluktuierender Teil des Leitwertes  
 $\Delta G$  - fluktuierender Teil des Leitwertes  
 $\Delta K$  - normalisierter, fluktuierender Teil

Umgekehrt kann natürlich auch die Spannungs-Strom-Abhängigkeit benutzt werden:

$$u = i \cdot r = i \cdot (R + \Delta R) = i \cdot R \cdot (1 + \Delta K) \quad (1.29)$$

- mit  $u$  - Gesamtspannung (fluktuierender und nicht fluktuierender Anteil)  
 $i$  - Gesamtstrom (fluktuierender und nicht fluktuierender Anteil)  
 $r$  - gesamter ohmscher Widerstand  
 $R$  - nicht fluktuierender Teil des Widerstandes  
 $\Delta R$  - fluktuierender Teil des Widerstandes  
 $\Delta K$  - normalisierter, fluktuierender Teil

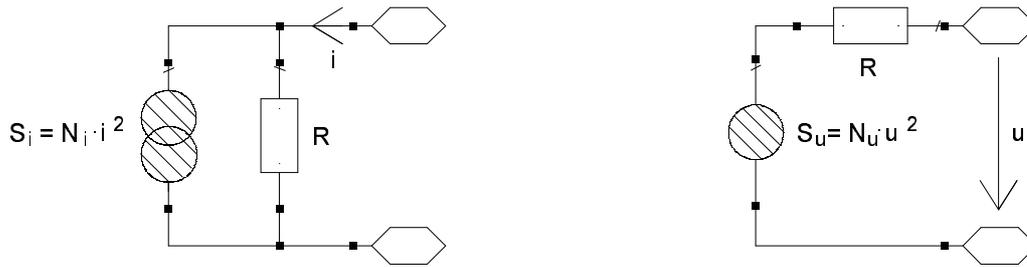


Bild 1.2: Die zwei möglichen Ersatzschaltbilder für einen fluktuierenden Widerstand; je nach Art des Rauschens (GR- oder 1/f-Rauschen) sind für die normierten Leistungsdichte-Spektren  $N_i$  bzw.  $N_u$  entsprechende Funktionen einzusetzen

D.h. also, ein Widerstand fluktuiert, wenn sein Rauschen den entsprechenden Strom- und Spannungsabhängigkeiten gehorcht. Die meisten Schaltungssimulatoren können diese Formeln (1.28 und 1.29) aufnehmen. In Bild 1.2 sind die beiden möglichen Ersatzschaltbilder für einen fluktuierenden Widerstand dargestellt. Unbedingt beachten muß man allerdings die Grenzen von bereits im CAE-Programm enthaltenen Rauschmodellen, da sie meistens ausschließlich für bestimmte Anwendungsfälle brauchbar sind. Ein Beispiel hierfür soll kurz genannt werden: Viele Simulatoren enthalten Rauschquellen, deren Pegel von dem Gleichstrom durch ein Bauteil gesteuert wird. Laut Gleichung 1.29 läßt sich mit dieser Rauschquelle sehr leicht ein fluktuierender Widerstand erstellen: Man schaltet einen gewöhnlichen Widerstand parallel zu einer Rauschstromquelle, deren Leistungsdichte-Spektrum quadratisch mit dem Gleichstrom durch den Widerstand steigt. Das so entstandene Modell verhält sich jedoch nur bei Gleichspannungsanregung wie ein fluktuierender Widerstand, und ist für die Betrachtungen in den späteren Kapiteln nicht geeignet. Testen kann man das sehr leicht: Verwenden lassen sich nur jene Modelle, die bei Wechselspannungsanregung AM-Rauschseitenbänder erzeugen. Im folgenden werden solche Implementierungen beschrieben.

Bild 1.3 zeigt einen rauschenden Widerstand im CAE-Programm ADS (Advanced Design System von Agilent Technologies). Verwendung findet ein sogenanntes SDD (Symbolically Defined Device), das direkt mit Strom-Spannungs-Gleichungen arbeitet. Am Tor 1 des SDDs liegt die Rauschspannung an. Die Rauschspannungsquelle  $V\_NoiseBD$  erzeugt folgendes Spannungs-LDS (siehe Dokumentation von ADS):

$$S_u = \frac{K \cdot I_{dc}^{Ie}}{A0 + A1 \cdot f^{Fe}} \quad (1.30)$$

mit  $S_u$  - Leistungsdichte-Spektrum der Rauschspannung  
 $I_{dc}$  - Gleichstrom durch ein bestimmtes Bauteil  
 $f$  - Frequenz  
 $K, Ie, A0, A1, Fe$  - Komponenten-Parameter

Da die Gleichstromabhängigkeit aus Gleichung 1.30 nicht benötigt wird, ist der Parameter  $Ie$  stets Null zu setzen. Der Parameter  $K$  gibt die Größe des Rausch-LDS an. Die restlichen Parameter können zum Färben des Rauschspektrums verwendet werden:

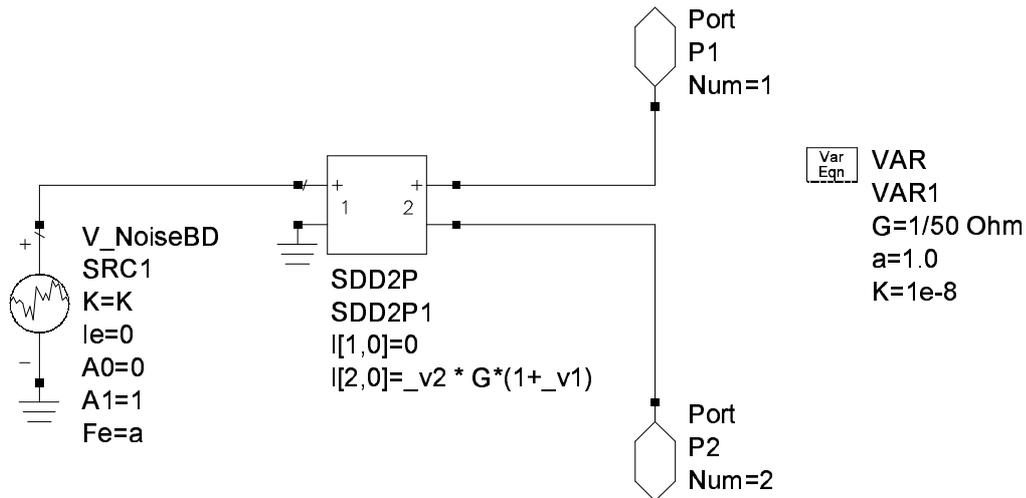


Bild 1.3: Rauschender Widerstand in ADS

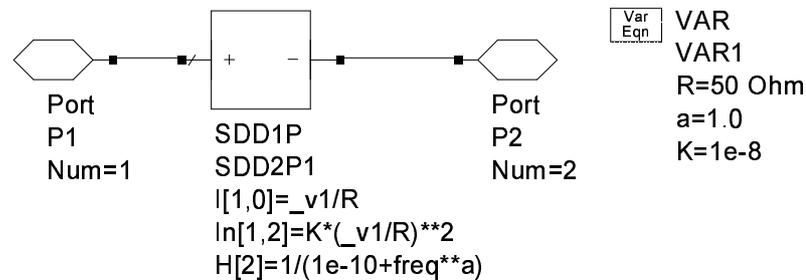


Bild 1.4: Rauschender Widerstand in ADS mit SDD-Rauschen (nicht für Harmonic Balance!)

1/f-Rauschen:	$A0 = 0$	GR-Rauschen:	$A0 = 1$
	$A1 = 1$		$A1 = (2\pi \cdot \tau)^2$
	$Fe = 1$		$Fe = 2$
weißes Rauschen:	$A0 = 1$	braunes Rauschen:	$A0 = 0$
	$A1 = 0$		$A1 = 1$
	$Fe = 0$		$Fe = 2$

Im gezeigten Beispiel in Bild 1.3 sind die Parameter also so eingestellt, daß die Rauschquelle ein 1/f-Spektrum erzeugt. Die Variablen auf der rechten Seite bedeuten:  $G \rightarrow$  Leitwert,  $a \rightarrow$  Frequenz-Exponent des LDS und  $K \rightarrow$  Größe des normierten LDS bei 1Hz (entspricht  $\alpha/N$  aus der Hooge-Formel 1.23). In der Mitte von Bild 1.3 steht die Strom-Spannungs-Gleichung (siehe Formel 1.28): Der Term  $I[2,0]$  bedeutet der Strom in Tor 2 hinein; die Ausdrücke  $_v1$  bzw.  $_v2$  bedeuten die Spannungen an Tor 1 bzw. Tor 2. In ADS existieren SDDs mit bis zu zehn Toren, so daß das Prinzip in Bild 1.3 auch leicht in einen gesteuerten Widerstand umgewandelt werden kann. Ein Anwendungsbeispiel dafür wäre das Modell eines Feldeffekt-Transistors im Triodenbereich, dessen Kanal-Leitwert fluktuiert.

Eine kompaktere Möglichkeit, einen fluktuierenden Widerstand mit ADS zu erstellen, zeigt Bild 1.4. Hier erzeugt das SDD selbst das Rauschen mit der Funktion  $ln[1,2]$  (in der Mitte vom Bild). Da es sich hierbei um das Rauschstrom-Quadrat handelt, muß auch die Span-

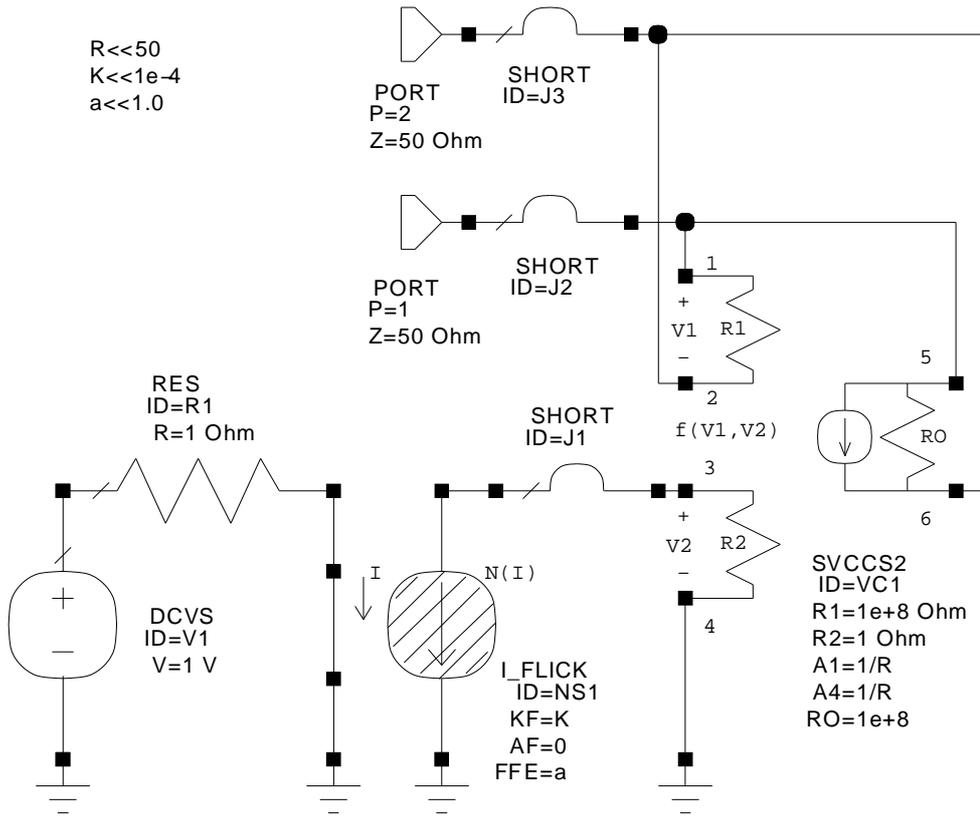


Bild 1.5: Rauschender Widerstand in *Microwave Office*

nungsabhängigkeit  $v_1/R$  quadriert werden. Für ein  $1/f$ -Spektrum sorgt die Gewichtungsfunktion  $H[2]$ . Die Addition von  $10^{-10}$  verhindert eine Division durch Null bei Gleichstrom. (Vor jeder Simulation erfolgt eine DC-Analyse.) Die Parameter rechts im Bild 1.4 sind mit jenen aus Bild 1.3 identisch (mit  $R = 1/G$ ). Leider funktioniert das Rauschen der SDDs nicht bei der Harmonic-Balance-Simulation (siehe ADS-Dokumentation), wodurch diese Möglichkeit für die meisten Anwendungen nicht in Betracht kommt.

Bild 1.5 zeigt einen rauschenden Widerstand im CAE-Programm *Microwave Office* von AWR (Applied Wave Research, Inc.). Hier wurde eine nicht-lineare spannungsgesteuerte Stromquelle verwendet. Da das direkte Verbinden einiger Bauteile nicht erlaubt ist, enthält die Schaltung noch einige zusätzliche Elemente. Die Strom-Spannungs-Gleichung wird hier über Polynom-Koeffizienten eingegeben. Die Stromquelle  $VC1$  auf der rechten Seite treibt folgenden Strom:

$$I(V1, V2) = A0 + A1 \cdot V1 + A2 \cdot V2 + A3 \cdot V1^2 + A4 \cdot V1 \cdot V2 + A5 \cdot V2^2 + \dots \quad (1.31)$$

- mit  $I$  - Strom in Anschluß 5 hinein
- $V1$  - Spannung über Tor 1 (von Anschluß 1 nach Anschluß 2)
- $V2$  - Spannung über Tor 2 (von Anschluß 3 nach Anschluß 4)

Durch Koeffizientenvergleich mit Gleichung 1.28 ergibt sich, daß  $A1$  und  $A4$  dem Leitwert  $G = 1/R$  gleichen müssen, während die anderen Koeffizienten Null sind. Rechts unten in Bild 1.5 stehen diese Parameter. Weiterhin ist dort zu sehen, daß die Eingangswiderstände von Tor 1 und von Tor 3 ( $R1$  und  $RO$ ) jeweils  $10^8 \Omega$  betragen, da sie nicht benötigt werden.

Der Eingangswiderstand von Tor 2 ( $R_2$ ) besitzt den Wert  $1\Omega$  und wandelt so den Rauschstrom von  $NS1$  in eine äquivalente Rauschspannung um. Die Rauschstromquelle  $NS1$  kann nur  $1/f$ -Rauschen erzeugen. Die Größe ihres Rauschstromes läßt sich durch einen Gleichstrom steuern. Davon macht die Schaltung in Bild 1.5 nicht Gebrauch; das Anschließen der Gleichspannungsquelle  $V1$  ist allerdings obligatorisch. Die Parameter des Schaltkreises aus Bild 1.5 sind oben links zu sehen. Sie gleichen denen aus Bild 1.3 (mit  $R = 1/G$ ). Mit Hilfe einer Stromquelle mit mehreren Eingängen kann das Prinzip in Bild 1.5 zu einem gesteuerten Widerstand mit steuerbarem Rausch-LDS erweitert werden.

Die vorgestellten CAE-Modelle für Widerstandsrauschen sind für extreme Situationen allerdings nicht geeignet, denn das Rauschen wird im Simulator praktisch unabhängig von den nicht fluktuierenden Größen berechnet. Fließt in der Realität zum Beispiel Gleichstrom durch einen fluktuierenden Widerstand, so entsteht Rauschen, welches seine Energie aus der Gleichstromleistung bezieht. Beim Fließen von Wechselstrom durch einen fluktuierenden Widerstand werden Rauschseitenbänder erzeugt, die ihre Energie von ihrem Träger erhalten haben. In jedem Fall wird Leistung aus einer Quelle entnommen und zu Rauschleistung im benachbarten Frequenzband transformiert. Da dieser Vorgang in CAE-Programmen nicht berücksichtigt wird, verletzen sie streng genommen den Energie-Erhaltungssatz. Aufgrund der sehr geringen Rauschleistung im Vergleich zu den diskreten Energiequellen ist dieser Sachverhalt in praktisch allen realistischen Fällen komplett vernachlässigbar. Auch fast alle anderen CAE-Rauschimplementierungen unterliegen der soeben besprochenen Beschränkung, denn mit Ausnahme des thermischen Rauschens erhalten alle Rauschursachen ihre Energie von anderen elektrischen Quellen (z.B. Schrotrauschen, Diffusionsrauschen). Modelliert wird Rauschen aber stets mit Rauschstrom- und Rauschspannungsquellen, die ihre Energie selber bereitstellen. Dieser Sachverhalt ist für die Modellierung jedoch ohne Bedeutung, da die nicht-linearen Rauschsimulationen (wie z.B. Harmonic Balance) ebenfalls nur für kleine Rauschleistungsdichten gültig sind [1, Seite 97/98].

## 1.5 Messung von Niederfrequenzrauschen

Dieses Kapitel beschreibt das Messen von elektronischem Niederfrequenz-Rauschen, die erforderlichen Geräte und die Formeln zur Parameterbestimmung. Der Vorgang wird anhand eines Feldeffekt-Transistors (FET) verdeutlicht.

Bild 1.6 zeigt den gesamten Meßaufbau schematisch. Alle Komponenten außer die Spannungsquellen befinden sich in abschirmenden Gehäusen; die Verbindungen sind kurze Koaxialkabel. Neben dem Schutz vor Störeinstrahlungen hat das Gehäuse auch noch die Aufgabe, Licht-Bestrahlung auf den zu messenden Transistor zu verhindern. Weil Gallium-Arsenid ein direkter Halbleiter ist [74], erzeugen einfallende Photonen freie Elektronen. Trotz der Verwendung eines gehäusten HEMTs konnte bei den Messungen eine Stromerhöhung von bis zu 5% beobachtet werden, wenn das Licht der Deckenbeleuchtung auf den FET fällt.

Zwei Mignon-Batterien  $B_1$  und  $B_2$  erzeugen über ein 5-Gang-Potentiometer die Gate-Source-Spannung (-1,5V ... +1,5V). Der Gate-Block filtert Störungen heraus und bietet die Möglichkeit, seinen Ausgangswiderstand zu variieren. Er wird weiter unten genauer beschrieben. Der Drain-Block verhindert das Einkoppeln von Störungen aus dem Netzteil  $B_3$  und das Kurzschließen der zu messenden Rauschspannung. Eine genaue Beschreibung folgt weiter unten. Der rauscharme Vorverstärker (LNA) erhöht die Empfindlichkeit der Messung. Er sollte einen

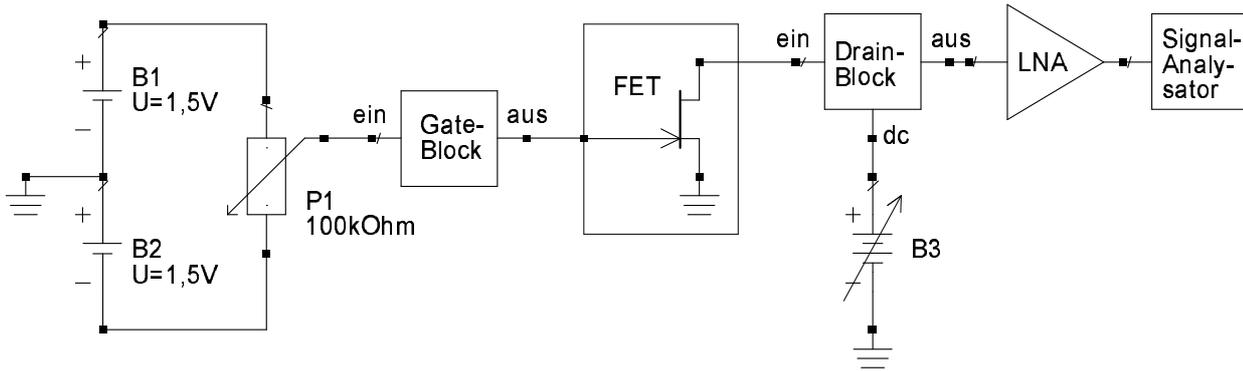


Bild 1.6: Blockschaltbild zur Messung des NF-Rauschens von FETs

möglichst hohen Eingangswiderstand besitzen, um die NF-Rauschspannung zu maximieren. Verwendung fand ein HVA-S von Femto (Eingangswiderstand  $2k\Omega$ , äquivalente Eingangsräuschspannungsdichte  $1,0nV/\sqrt{Hz}$ ). Als Signalanalysator diente die Sample-Karte NI-4551 von National Instruments (Frequenzbereich ca. 1Hz ... 80kHz) sowie das zugehörige FFT-Programm. Bei Rauschpegeln, die nur wenige Dezibel über dem Grundrauschen der Meßap- peratur liegen, muß der Grundrauschpegel subtrahiert werden. Dabei hilft die Tabelle 7.1 in Anhang 7.2.

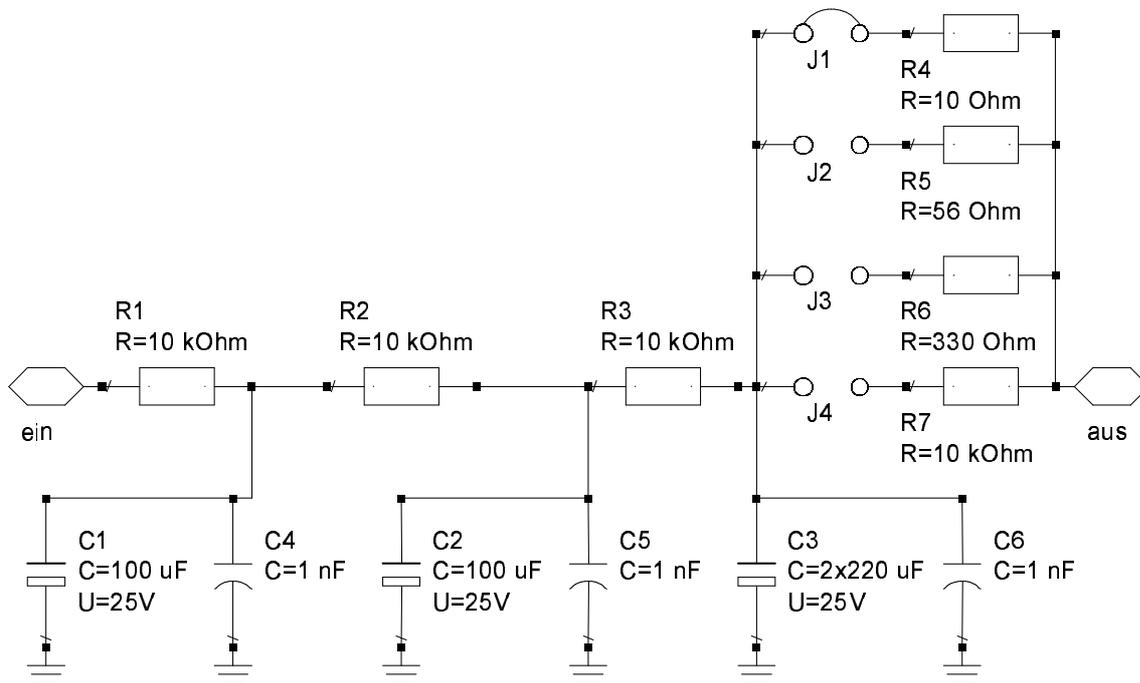


Bild 1.7: Filter zur Gate-Source-Spannungsversorgung (Gate-Block)

Der Gate-Block (Bild 1.7) besteht aus einem mehrstufigen RC-Filter. Wegen des extrem geringen Gate-Stromes kann es sehr große Reihen-Widerstände enthalten, so daß sich insgesamt eine sehr hohe Durchgangsdämpfung ergibt (gemessen größer 80dB bis über 100MHz).

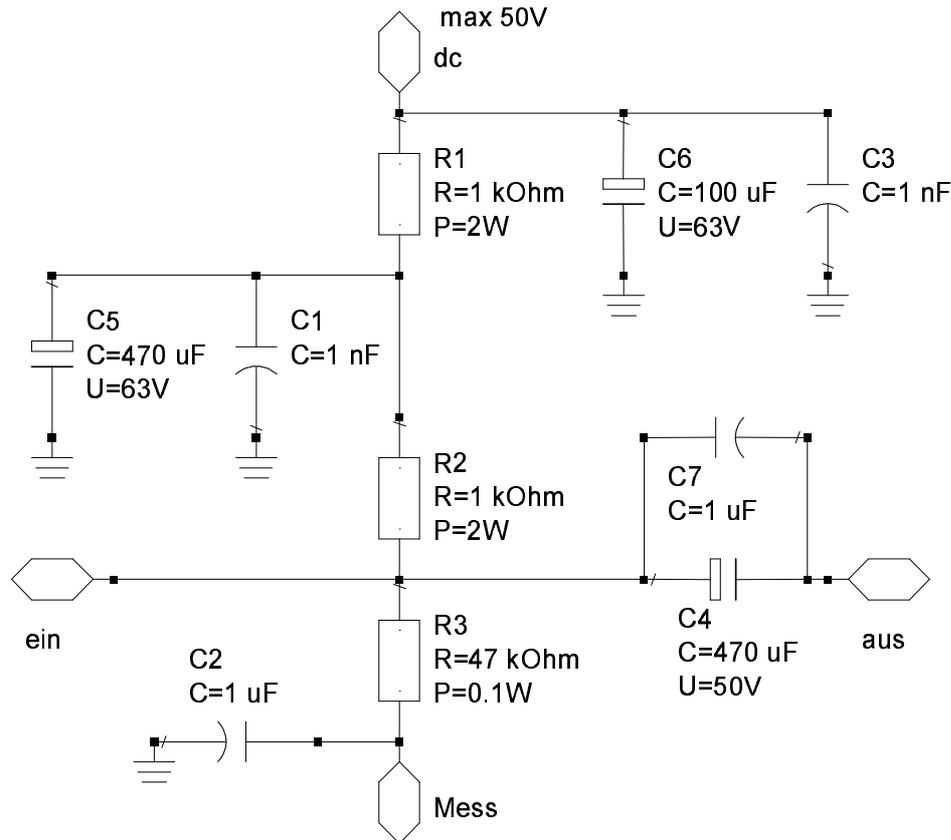


Bild 1.8: Filter zur Drain-Stromversorgung (Drain-Block)

Ein Nachteil sind die hohen Zeitkonstanten der RC-Glieder. Das Einstellen einer neuen Gate-Source-Spannung dauert jedesmal dementsprechend lange. Mit Hilfe der Jumper  $J_1$  bis  $J_4$  kann die Ausgangsimpedanz verändert und deren Abhängigkeit auf das Transistor-Rauschen gemessen werden. Der Drain-Block (Bild 1.8) ist kritischer, weil aufgrund des Drain-Stromes ein deutlicher Spannungsabfall über den Quer-Widerständen und eine entsprechende Verlustleistung entstehen. Die abgebildeten Werte erwiesen sich als ausreichend. Für die Messung an kalten FETs ( $U_{DS} \approx 0V$ ) wären deutlich höhere Widerstandswerte möglich gewesen.  $R_1$ ,  $C_1$ ,  $C_3$ ,  $C_5$ , und  $C_6$  dämpfen Störungen, über  $R_2$  wird das Rauschen gemessen. Am Ausgang *Mess* läßt sich ein hochohmiges Voltmeter ( $R_{ein} \geq 1M\Omega$ ) anschließen, um die Drain-Source-Spannung zu bestimmen. Die Abschirmung kann während der Messung also geschlossen bleiben. Der Widerstand  $R_3$  beeinflusst die Rauschmessung nicht, weil er deutlich größer als der Vorwiderstand  $R_2$  ist. Die Kondensatoren  $C_4$  und  $C_7$  trennen das Drain-Potential vom LNA-Eingang und verhindern bei Verwendung von Gleichspannungsverstärkern deren Übersteuerung.

Für die Schaltungen dürfen auf keinen Fall Kohleschicht-Widerstände verwendet werden, weil diese selber ein sehr großes  $1/f$ -Rauschen erzeugen. Moderne SMD-Widerstände (Dick- oder Dünnschicht-Technologie) besitzen kein meßbares Niederfrequenz-Rauschen.

Um aus dem gemessenen Leistungsdichte-Spektrum der Drain-Rauschspannung  $S_U$  das normierte LDS zu bestimmen, betrachtet man die Ersatzschaltbilder in Bild 1.9. Die Gleichspannungsquelle ganz links treibt einen Gleichstrom durch den zu messenden, fluktuierenden

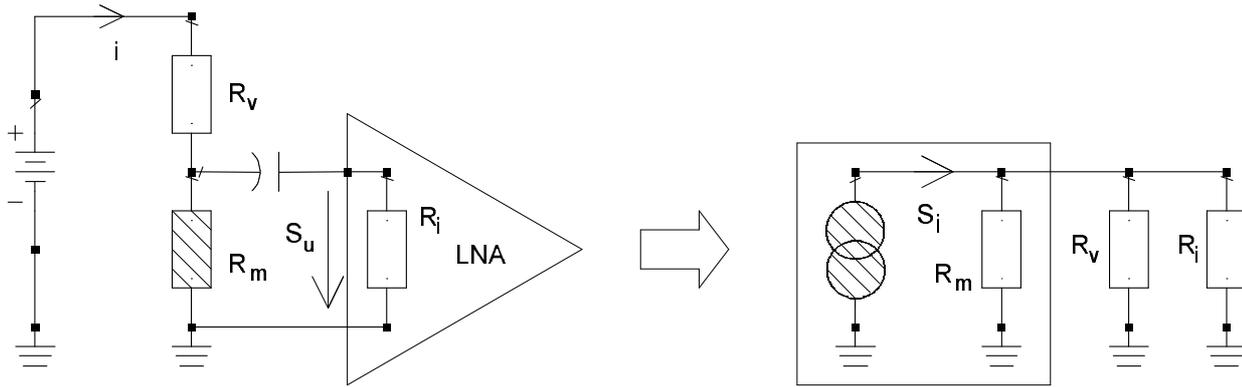


Bild 1.9: Ersatzschaltbilder für die Berechnung des Widerstandsrauschens

Widerstand  $R_m$ . Für die Rauschspannung ist die Gleichspannungsquelle ein Kurzschluß. Daher ergibt sich das Wechselstrom-Ersatzschaltbild auf der rechten Seite. Der Widerstand  $R_m$  wurde durch eine Rauschstromquelle und den nicht-fluktuierenden Innenwiderstand nachgebildet (eingekästelte Komponenten). Das entspricht dem Ersatzschaltbild aus Bild 1.2 links. Gemäß des Ohmschen Gesetzes ergibt sich also:

$$S_I = \frac{S_U}{(R_m \parallel R_v \parallel R_i)^2} \Rightarrow \frac{S_{R_m}}{R_m^2} = \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_U}{I^2 \cdot (R_m \parallel R_v \parallel R_i)^2} \tag{1.32}$$

- mit  $S_X$  - LDS der Größe X gemäß Definition in Bild 1.9
- $U$  - Spannung über den zu messenden Widerstand
- $I$  - Gleichstrom durch den zu messenden Widerstand
- $R_m$  - zu messender Widerstand
- $R_i$  - Innenwiderstand des Vorverstärkers (LNA)
- $R_v$  - Vorwiderstand über dem gemessen wird ( $R_2$  aus Bild 1.8)
- $\parallel$  - Parallelschaltung der Widerstände

Daraus wiederum errechnet sich der für die Modellierung benötigte Rauschparameter  $\alpha/N$  aus der Hooge-Formel 1.23:

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{S_I(f = 1\text{Hz})}{I^2} \tag{1.33}$$

- mit  $S_I(f = 1\text{Hz})$  - LDS des Stromes bei der Frequenz  $f = 1\text{Hz}$
- $I$  - Gleichstrom durch den zu messenden Widerstand
- $N$  - Anzahl der freien Ladungsträger im zu messenden Widerstand
- $\alpha$  - Hooge-Parameter des zu messenden Widerstandes

Der  $\alpha/N$ -Wert (normiertes LDS bei 1Hz) wird als Rauschparameter in den folgenden Kapiteln benutzt. Die getrennte Ermittlung der beiden Größen (Hooge-Parameter  $\alpha$  und Ladungsträger-Anzahl  $N$ ) ist für die Schaltungssimulationen nicht notwendig. Um auch diese zu bestimmen, wären spezielle Teststrukturen nötig, mit denen man die Hall-Spannung messen und dann die Anzahl und die Beweglichkeit der Elektronen berechnen kann.

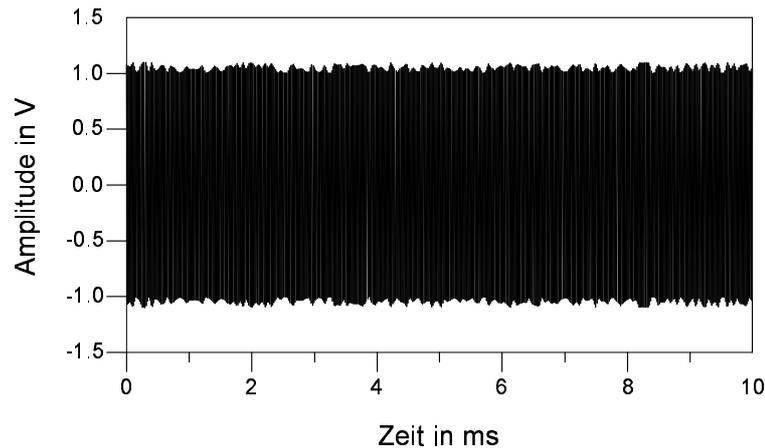


Bild 1.10: Hochfrequenz-Spannung mit starkem Amplituden-Rauschen

## 1.6 Amplitudenrauschen und dessen Messung

Da das Amplituden- (AM-) Rauschen bei den folgenden Untersuchungen eine wichtige Rolle spielt, soll in diesem Kapitel beschrieben werden, wie man es messen kann. Empfehlenswert zum Thema Seitenbandrauschen und dessen Messung sind die Unterlagen [71] und [72]. Sie behandeln hauptsächlich PM-Rauschen, weil es in den meisten Fällen größere Bedeutung besitzt als AM-Rauschen.

Kleine, unregelmäßige Schwankungen in der Amplitude eines harmonischen Signals werden als AM-Rauschen bezeichnet. Bild 1.10 zeigt ein Beispiel im Zeitbereich dazu. Die Frequenz des Trägers ist zu hoch, um sie im Diagramm noch zu sehen. Die Fluktuationen der Amplitude dagegen liegen im Niederfrequenz-Bereich und sind natürlich wesentlich kleiner als das Signal selbst. (Im Bild 1.10 fluktuiert die Amplitude ungewöhnlich stark.) Wie bei jeder Amplituden-Modulation entstehen hier ebenfalls zwei gleiche Seitenbänder achsensymmetrisch zur Trägerfrequenz (d.h. gleiche Leistungsdichten und gleiche Phasenlage). Weiterhin läßt sich durch Vergleich der negativen und positiven Spitzenwerte in Bild 1.10 erkennen, daß das Rauschen tatsächlich die Hüllkurve moduliert.

In der Literatur haben sich folgende Bezeichnungen und Nomenklaturen durchgesetzt:

$a(t)$	→	(zeitlicher Verlauf der) Signalamplitude
$S_a(f)$	→	Leistungsdichte-Spektrum der Amplituden-Fluktuationen
$M(f) = S_a(f) - 3\text{dB}$	→	Einseitenband-Leistungsdichte-Spektrum (SSB-LDS)

Die zuletzt genannte Größe ist die am häufigsten benutzte. Eine äquivalente Definition lautet (im linearen Maßstab):

$$M(f) = \frac{S_{SSB,AM}}{P_s} \quad (1.34)$$

mit	$S_{SSB,AM}$	-	(absolute) spektrale Leistungsdichte von einem AM-Seitenband
	$P_s$	-	absolute Signalleistung
	$M$	-	Einseitenband-Leistungsdichte-Spektrum des AM-Rauschens
	$f$	-	Frequenzabstand zum Träger

Als Einheit verwendet man also dBc/Hz, d.h. den Abstand der Seitenband-Leistungsdichte zur Trägerleistung. Da das Einseitenband-Rauschen  $M(f)$  lediglich die Leistung eines der

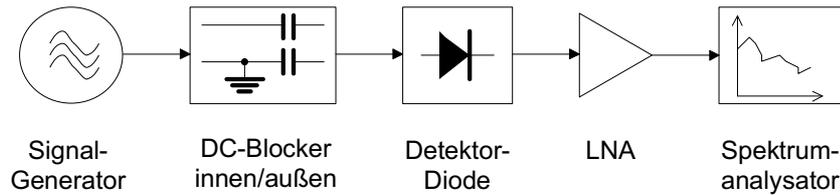


Bild 1.11: Schematischer Aufbau für Amplitudenrausch-Messungen

beiden Seitenbänder enthält, ist es jene Größe, welche man mit einem Spektrum-Analysator beobachten würde. Allerdings dominiert das Phasenrauschen des Trägers fast immer das Leistungsdichte-Spektrum der Seitenbänder, so daß Amplituden-Rauschen mit einer anderen Methode ermittelt werden muß. Am besten eignen sich dafür breitbandige Gleichrichter-Dioden. Sie erzeugen eine Hüllkurven-Demodulation, wodurch das AM-Rauschen in das Basisband gemischt, und eine exzellente PM-Unterdrückung (besser -80dB) erreicht wird. Obwohl praktisch jede Diode geeignet ist, haben sich wegen ihrer ausgezeichneten Eigenschaften Schottky-Dioden mit kleiner Spannungsschwelle (Low Barrier Schottky-Dioden) durchgesetzt. Bild 1.11 zeigt einen typischen AM-Rausch-Meßplatz schematisch. Da Störungen das größte Problem sind, muß der Meßaufbau vollständig geschirmt ausgeführt werden. Das zu testende Signal vom Generator durchläuft zunächst einen DC-Blocker, um störende Mantelwellen auf der Koaxialleitung zu unterdrücken. Anschließend richtet die Detektordiode das Signal gleich. Ein rauscharmer Vorverstärker (LNA) mit hohem Eingangswiderstand erhöht den Pegel des Rauschens, das dann ein Signalanalysator aufnimmt und anzeigt. Um die absolute Leistungsdichte zu ermitteln, d.h. das Verhältnis zwischen Signalträgerleistung und AM-Seitenbandrauschen, muß man den Kalibrationsfaktor bestimmen. Dazu wird ein amplituden-modulierter HF-Generator benutzt, dessen Abstand von Träger- zu Seitenband-Leistung bekannt ist (gegebenenfalls mit einem Spektrum-Analysator messen). Es folgt:

$$K_{AM} = (P_{SB} - P_c) - P_{SBM} \quad (1.35)$$

- mit  $K_{AM}$  - Kalibrationsfaktor in dB  
 $P_{SB}$  - Leistung eines AM-Seitenbandes in dBm  
 $P_c$  - Leistung des Trägersignals in dBm  
 $P_{SBM}$  - die vom Signalanalysator gemessene Leistung der Seitenbänder in dBm

Mit Hilfe dieses Kalibrationsfaktors kann das Seitenbandrauschen quantitativ berechnet werden:

$$M(f) = S_M + K_{AM} \quad (1.36)$$

- mit  $K_{AM}$  - Kalibrationsfaktor in dB  
 $M(f)$  - Einseitenband-Leistungsdichte-Spektrum des AM-Rauschens in dBc/Hz  
 $S_M$  - Leistungsdichte-Spektrum des gemessenen Rauschens in dBm/Hz

Beim Gleichrichten des Signals mischt die Diode sowohl das obere als auch das untere Seitenband in das Basisband, wo sich beide addieren. Das ist der Grund, warum dieses Verfahren ausschließlich AM-Modulationen detektiert. Bei PM-Signalen liegen die zwei Seitenbänder in Gegenphase vor und überlagern sich destruktiv. Bei AM-Signalen liegen die zwei Seitenbänder in Phase vor und überlagern sich konstruktiv. Trotzdem liefert Formel 1.36 das Einseitenband-Rauschen, weil der Kalibrationsfaktor  $K_{AM}$  mit nur einem Seitenband ermittelt wurde.

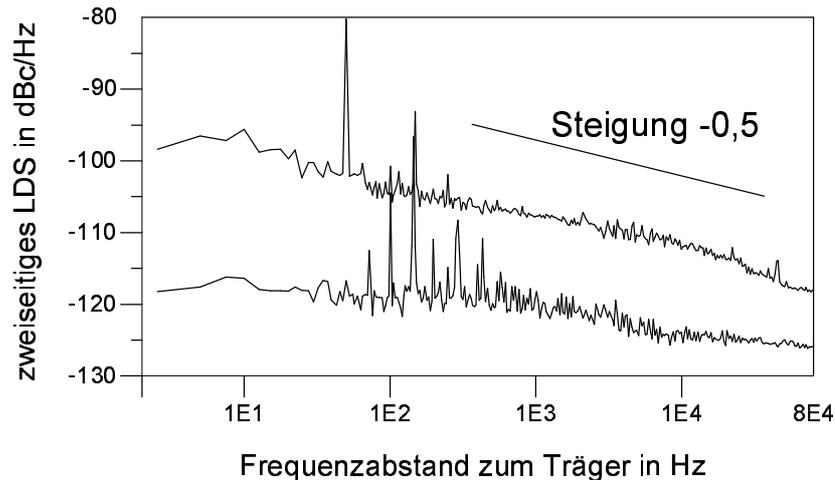


Bild 1.12: Amplitudenrauschen von Wavetek model 962 (oben) und Wiltron model 68169A (unten) beide bei 2GHz und 0dBm

Eine Frequenzvervielfachung wirkt sich direkt auf das Amplitudenrauschen aus. Es gilt im logarithmischen Maßstab:

$$M_{f_2}(f) = M_{f_1}(f) + 20 \cdot \lg N \quad (1.37)$$

- mit  $f_1$  - Träger-Frequenz des Signals vor der Frequenzänderung  
 $f_2$  - Träger-Frequenz des Signals nach der Frequenzänderung mit  $f_2 = N \cdot f_1$   
 $M_{f_1}$  - SSB-LDS des Signals vor der Frequenzänderung  
 $M_{f_2}$  - SSB-LDS des Signals nach der Frequenzänderung  
 $N$  - Frequenzvervielfachungsfaktor  $N \geq 1$

Das heißt also: Erhöht man die Trägerfrequenz durch Vervielfachung vergrößert sich das AM-Rauschen. Die Formel 1.37 ist natürlich nur für ideale Frequenzvervielfacher gültig. Einerseits können solche Geräte ebenfalls Amplituden-Fluktuationen erzeugen, andererseits können sie in Sättigung betrieben werden und das Amplituden-Rauschen verringern. Das eben erläuterte beeinflusst auch diskrete Modulationen. Das muß bei der Kalibration des AM-Rauschmeßplatzes berücksichtigt werden: Das Ablesen der Seitenband-Leistung mit Hilfe des Spektrum-Analysators muß am Ende der Signalkette erfolgen, d.h. nach Frequenzvervielfacher, Verstärker etc.

Bild 1.12 zeigt die Amplitudenrauschspektren von einer digital stabilisierten Signalquelle von Wiltron, die für die späteren Messungen verwendet wurde, und von einem unstabilisierten Generator von Wavetek. Gemessen wurde das Rauschen mit der Low-Barrier-Schottky-Diode HP8473B von Hewlett Packard (technische Daten siehe Anhang). Trotz DC-Blocker lassen sich Störungen dabei nicht vermeiden. Man kann sehen, daß AM-Rauschen meistens an seinen flachen Verlauf mit einem Abfall von kleiner gleich 5dB pro Frequenzdekade erkennbar ist.

Die Messungen von AM-Rauschen im E-Band (60...90GHz) gestalteten sich schwierig. Die Detektor-Dioden 47315H-1100 und 47325H-1100 von Hughes (technische Daten siehe Anhang), die dafür verwendet wurden, besitzen ein ziemlich starkes Eigenrauschen im Niederfrequenz-Bereich. Aufgrund des sehr flachen Verlaufes des AM-Rauschspektrums war es dennoch möglich, die gewünschten Messungen durchzuführen. Bild 1.13 zeigt sowohl das reine

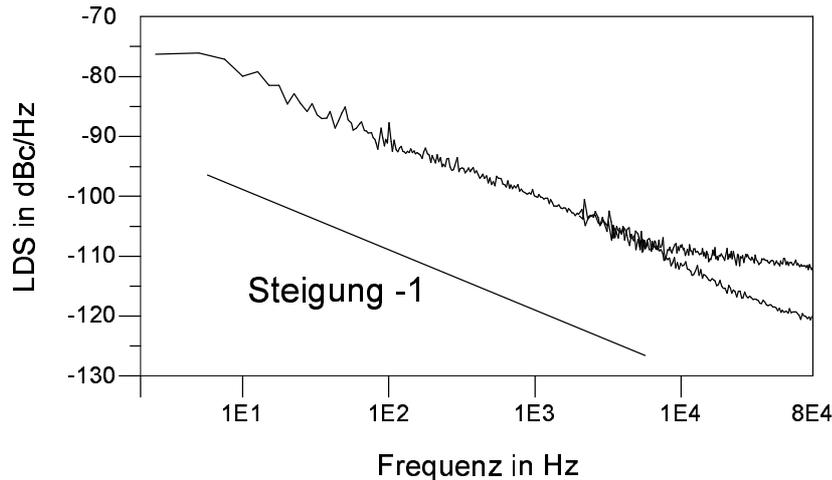


Bild 1.13: Spektrum der E-Band-Detektor-Diode ohne (unterer Zweig) und mit (oberer Zweig) AM-Rauschen von Wiltron model 68169A mit Millitech FEX-12-00FBI Versechsfacher

$1/f$ -Rauschspektrum der Detektor-Diode, als auch das Spektrum mit überlagertem Amplituden-Rauschen. Letzteres dominiert im oberen Frequenzbereich. Es handelt sich um ein Beispiel mit der LO-Signalquelle des 77GHz-Meßplatzes (siehe Anhang), d.h. mit Wiltron model 68169A und nachträglichem Frequenz-Versechsfacher. Vergleiche mit dem AM-Rauschen des Wiltron-Generators (Bild 1.12) beweisen, daß der Frequenz-Vervielfacher kein zusätzliches AM-Rauschen erzeugt. Die Amplituden-Fluktuationen des E-Band-Signals stammen von der Wiltron-Quelle und wurden gemäß Gleichung 1.37 um 15,6dB erhöht.

## 1.7 Phasenrauschen und dessen Messung

Das Phasen- (PM-) Rauschen (manchmal auch als FM-Rauschen, also Frequenz-Rauschen bezeichnet) erlangt in der vorliegenden Arbeit eigentlich keine Bedeutung. Da in einem späteren Kapitel diese Tatsache bewiesen werden muß, geht dieses Unterkapitel trotzdem kurz auf PM-Rauschen ein. Die Informationen wurden aus [71] und [72] entnommen.

Kleine, unregelmäßige und kurzzeitige Schwankungen der Phase eines harmonischen Signals nennt man Phasen-Rauschen. Weil die erste Ableitung der Phase nach der Zeit die Momentanfrequenz ergibt, entsprechen diese Schwankungen einer Kurzzeit-Frequenzinstabilität. Wichtiger jedoch ist, daß Rauschseitenbänder entstehen, die im Gegensatz zum Amplituden-Rauschen gegenphasig zueinander vorliegen. Oszillatoren generieren für gewöhnlich mehr Leistung in den Phasenrausch-Seitenbändern als in den Amplitudenrausch-Seitenbändern.

In der Literatur haben sich folgende Begriffe und Nomenklaturen auf diesem Gebiet durchgesetzt:

$\phi(t)$	→ zeitlicher Verlauf der Signalphase
$S_\phi(f)$	→ Leistungsdichte-Spektrum der Phasen-Fluktuationen
$S_{\Delta f}(f) = f^2 \cdot S_\phi(f)$	→ Leistungsdichte-Spektrum der Frequenz-Schwankungen
$S_y(f) = \left(\frac{f}{f_0}\right)^2 \cdot S_\phi(f)$	→ Leistungsdichte-Spektrum der relativen Frequenz-Schwankungen mit Trägerfrequenz $f_0$
$L(f)$	→ Einseitenband-Phasenrauschen

Die zuletzt genannte Größe ist die am häufigsten benutzte. Sie gibt die in einem Phasenrausch-Seitenband enthaltene Leistungsdichte im Verhältnis zur Signalleistung an, d.h. sie entspricht der Größe  $M(f)$  beim AM-Rauschen. Prinzipiell kann man die Größe  $L(f)$  also mit einem Spektrum-Analysator messen. Diese Vorgehensweise bietet sich wegen ihrer Einfachheit an. Alle anderen Methoden transformieren das Phasenrauschen durch eine Quadraturmischung in das Basisband. Das führt zwar zu vielen Vorteilen, erfordert aber einen entsprechend hohen Aufwand. Die Spektrumanalysator-Methode besitzt folgende Nachteile:

- Nur möglich, wenn die PM-Seitenbänder deutlich mehr Leistung enthalten als die AM-Seitenbänder.
- Nur bei stabilisierten Generatoren möglich, weil sonst der Träger im Meßfrequenzbereich zu schnell wandert.
- Leistung sehr nah am Träger nicht meßbar.
- Mißt Seitenband-Leistung  $L(f)$  und nicht LDS der Phasenschwankungen  $S_\phi(f)$ .

Im Rahmen dieser Arbeit sind diese Nachteile nicht von Bedeutung, so daß diese Methode trotzdem benutzt wird. Der zuletzt genannte Punkt ist nur bei großen Rausch-Leistungsdichten relevant, denn es gilt:

$$L(f) = S_\phi(f) - 3\text{dB} \quad \text{für} \quad \overline{\Delta\phi^2} \ll 1 \quad (1.38)$$

mit	$L(f)$	-	Einseitenband-Phasenrauschen
	$S_\phi(f)$	-	Leistungsdichte-Spektrum der Phasen-Fluktuationen
	$\overline{\Delta\phi^2}$	-	Varianz der Phasenschwankungen
	$f$	-	Frequenzabstand zum Träger

Um zu entscheiden, wann die Bedingung aus Formel 1.38 zutrifft, kann man das Ergebnis aus der Messung mit dem Spektrum-Analysator verwenden. Formel 1.38 ist eine gute Näherung, genau dann, wenn gilt:

$$L(f) < -40 \frac{\text{dBc}}{\text{Hz}} - 10 \cdot \lg(f) \quad (1.39)$$

mit	$L(f)$	-	Einseitenband-Phasenrauschen
	$f$	-	Frequenzabstand zum Träger

Eine Frequenzvervielfachung erhöht das Phasenrauschen, eine Frequenzteilung verringert es. (Letzteres gilt nicht für Amplituden-Rauschen!) Es ergibt sich im logarithmischen Maßstab:

$$L_{f_2}(f) = L_{f_1}(f) + 20 \cdot \lg N \quad (1.40)$$

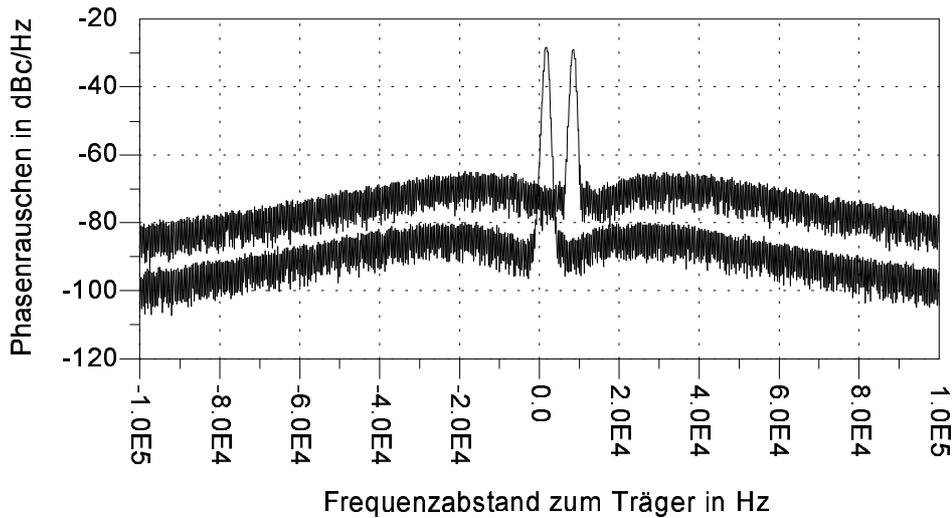


Bild 1.14: Seitenband-Spektrum von Wiltron model 68169A (13GHz, unten) und von Wiltron model 68169A mit Millitech FEX-12-00FBI Versechsfacher (78GHz, oben), aufgenommen mit 1kHz Meß- und 1kHz Video-Bandbreite

- mit  $f_1$  - Träger-Frequenz des Signals vor der Frequenzänderung  
 $f_2$  - Träger-Frequenz des Signals nach Frequenzänderung mit  $f_2 = N \cdot f_1$   
 $L_{f_1}$  - SSB-LDS des Signals vor der Frequenzänderung  
 $L_{f_2}$  - SSB-LDS des Signals nach der Frequenzänderung  
 $N$  - Frequenzvervielfachungsfaktor (auch  $N < 1$  möglich)

Selbstverständlich gilt Formel 1.40 nur, wenn die Frequenzvervielfacher-Schaltung kein nennenswertes zusätzliches PM-Rauschen erzeugt. Diese Bedingung wird in der Praxis fast immer erfüllt (siehe weiter unten). Im Gegensatz zum Amplituden-Rauschen ist die Gesetzmäßigkeit aus Formel 1.40 sehr universell, so daß die Werte nicht ohne weiteres unterboten werden können.

Bild 1.14 enthält zwei Beispiele für Seitenband-Rauschspektren aufgenommen mit dem Spektrumanalysator. Das untere stammt von dem Mikrowellen-Generator Modell 68169A von Wiltron. Das AM-Spektrum dieses Gerätes besitzt eine deutlich niedrigere Leistungsdichte (was ein Vergleich mit Bild 1.12 beweist), so daß es sich beim Rauschen aus Bild 1.14 ausschließlich um PM-Rauschen handelt. Es zeigt weiterhin den typischen Verlauf einer PLL-Stabilisierung (phase locked loop): Unterhalb von ca. 30kHz-Trägerabstand kann ein deutlicher Einbruch des Phasen-Rauschens beobachtet werden. Dieser wird von dem in der Frequenzregelschleife enthaltenen Tiefpaß-Filter erzeugt: In seinem Durchlaßbereich zwingt er den VCO (voltage controlled oscillator), sich dem wesentlich frequenzstabileren Referenzoszillator anzugleichen. Oberhalb des Durchlaßbereiches dominiert das Phasenrauschen des deutlich unstabileren VCOs. An diesen charakteristischen Frequenzverlauf des PM-Spektrums kann das Phasenrauschen auch nach Mischprozessen identifiziert werden, ohne aufwendige Korrelationsmessungen durchführen zu müssen.

Im Bild 1.14 ist auch das Seitenband-Rauschen eines E-Band-Signals dargestellt. Es entstand mit einem Frequenzversechsfacher von Millitech, der von dem Wiltron-Generator Modell 68169A angesteuert wurde. Man erkennt, daß das Phasen-Rauschen des Generators sich

gemäß Formel 1.40 bei der Frequenzerhöhung vergrößert ( $20 \cdot \lg 6 = 15,6\text{dB}$ ). Der Millitech-Versechsfacher generiert kein merkliches zusätzliches Phasenrauschen. Das ist sowohl typisch für gute IMPATT-Frequenzvervielfacher [73], als auch insbesondere typisch für passive Frequenzvervielfacher wie z.B. solche bestehend aus Varaktor-Diode oder SRD (step recovery diode).

# Kapitel 2

## Modellierung von HEMTs

In diesem Kapitel wird das Modell des FHC40LG vorgestellt. Bei diesem Transistor handelt es sich um einen gehäuseten Fujitsu HEMT (high electron mobility transistor) für Frequenzen bis etwa 12GHz. Seine Daten sind im Anhang abgedruckt. Für die Modellierung wurde er auf 0,81mm dickem HF-Laminat (Rogers RO4003, technische Daten siehe Anhang) gelötet und mit 50Ω-Mikrostreifen-Leitungen (1,9mm breit) verbunden. Mit der gleichen Anordnung entstand ein unsymmetrischer, resistiver Mischer, der im nächsten Kapitel beschrieben ist. Die vorgestellten Methoden und Modellierungen sind prinzipiell auch auf andere Feldeffekt-Transistoren (MESFET, MOSFET, JFET) anwendbar. Das gilt insbesondere auch für die Rauschmodellierung.

### 2.1 Extrinsisches Ersatzschaltbild

Das extrinsische Ersatzschaltbild in Bild 2.1 entstand mit Hilfe der sogenannten Kalt-FET-Modellierung [38]. Alle Elemente in der Schaltung sind vom Arbeitspunkt unabhängig, da es sich um geometrische Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände handelt. Bild 2.2 zeigt, wie das Schaltbild durch das Transistor-Gehäuse zustandekommt. Die Kapazitäten  $C_{PG1}$ ,  $C_{PG2}$ ,  $C_{PD1}$  und  $C_{PD2}$  werden durch die Bond-Flächen erzeugt; sämtliche Induktivitäten entstehen hauptsächlich durch die Bond-Drähte. Die Induktivität  $L_n$  bildet die Durchkontaktierungen auf der Platine nach; sie fehlt daher im Bild 2.2. Die Widerstände sind in dieser Zeichnung ebenfalls nicht vorhanden, denn sie befinden sich direkt auf dem Chip (siehe Bild 2.4). Die Widerstände  $R_d$  und  $R_s$  sind Halbleiter-Widerstände im ungesteuerten Teil unter der Drain- bzw. Source-Elektrode. Sie fluktuieren im Niederfrequenz-Bereich, was durch die schraffierte Fläche gekennzeichnet wurde. Der Widerstand  $R_g$  befindet sich in der metallischen Gate-Elektrode, besitzt also kein NF-Rauschen.

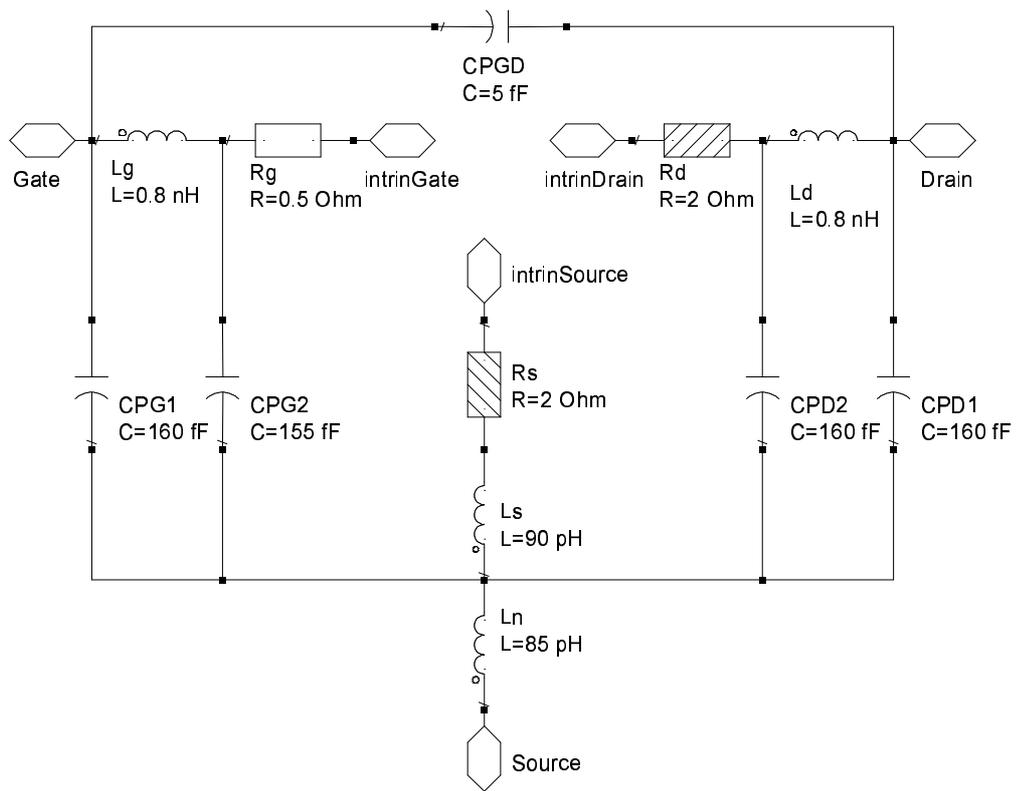


Bild 2.1: Extrinsisches Ersatzschaltbild des Fujitsu HEMTs FHC40LG

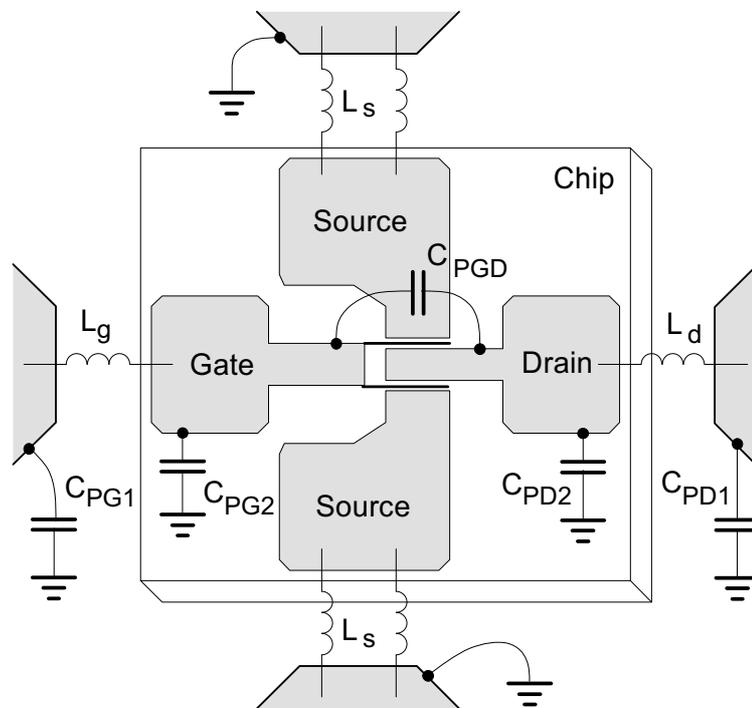


Bild 2.2: Platzierung der extrinsischen Ersatzschaltbild-Elemente eines gehäuseten Mikrowellen-FETs



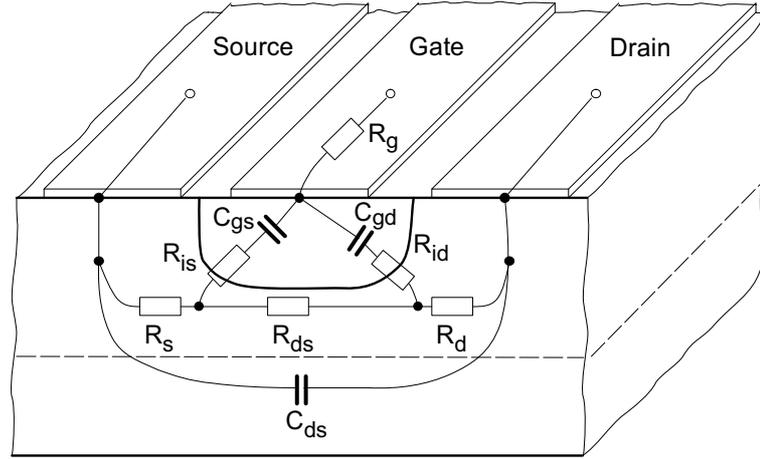


Bild 2.4: Querschnitt durch den Gate-Finger eines MESFETs oder HEMTs im linearen Bereich mit Ersatzschaltbild-Elementen

Die Größe der Gate-Drain-Kapazität beträgt:

$$C_{gd} = \frac{C_{gd1}}{1 + (Q_{gd} \cdot u_{gd} + K_{gd})^2} + C_{gd0} \quad (2.2)$$

Durch Integration nach der Gate-Drain-Spannung  $u_{gd}$  ergibt sich die für die Simulation benötigte Gate-Drain-Ladung:

$$q_{gd} = \frac{C_{gd1}}{Q_{gd}} \cdot \arctan(Q_{gd} \cdot u_{gd} + K_{gd}) + C_{gd0} \cdot u_{gd} \quad (2.3)$$

Für die Gate-Source-Kapazität wurde ermittelt:

$$C_{gs} = C_{gs0} \cdot (\arctan(Q_{gs0} \cdot (u_{gs} - u_{gs0})) + K_{gs}) \quad (2.4)$$

Durch Integration nach der Gate-Source-Spannung  $u_{gs}$  ergibt sich die für die Simulation benötigte Gate-Source-Ladung (mit  $u_g = u_{gs} - u_{gs0}$ ):

$$q_{gs} = C_{gs0} \cdot \left( u_g \cdot \arctan(Q_{gs0} \cdot u_g) - \frac{1}{2 \cdot Q_{gs0}} \cdot \ln \left( \frac{1}{(Q_{gs0} \cdot 1V)^2} + \frac{u_g^2}{V^2} \right) + K_{gs} \cdot u_{gs} \right) \quad (2.5)$$

Beim Kanal-Widerstand (Drain-Source-Widerstand) konnte keine (Niederfrequenz-) Dispersion festgestellt werden; diese Eigenschaft tritt nur im Sättigungsbereich auf [51]. Für die Modellierung genügt also ein gewöhnlicher Widerstand:

$$r_{ds} = R_{dsr} \cdot (\tanh(k_R \cdot (u_{gs} - u_R)) + 1) + \frac{R_{dsG}}{\tanh(k_G \cdot (u_{gs} - u_G)) + 1} \quad (2.6)$$

Die Formel 2.6 besteht aus zwei Teilen, um sowohl den hochohmigen (linker Term) als auch den niederohmigen (rechter Teil) Bereich der Kennlinie möglichst genau zu berücksichtigen. Bei der Drain-Source-Kapazität und den beiden Gate-Ladewiderständen wurde keine nennenswerte Arbeitspunktabhängigkeit festgestellt. Letztere lassen sich sowieso nur recht ungenau bestimmen. Die Werte dieser Ersatzschaltungselemente sind konstant:

$$C_{ds} = 80\text{fF}, \quad R_{is} = R_{id} = 4\Omega \quad (2.7)$$

$r_{ds}$	$R_{dsr}$ 2220 $\Omega$	$R_{dsG}$ 7,4 $\Omega$	$k_R$ -12,5 $1/V$	$u_R$ -0,58 V	$k_G$ 5,1 $1/V$	$u_G$ -0,18 V
$C_{gd}$	$C_{gd1}$ 40 fF	$C_{gd0}$ 66 fF	$Q_{gd}$ 3,5 $1/V$	$K_{gd}$ 0,95		
$C_{gs}$	$C_{gs0}$ 46 fF	$Q_{gs0}$ 6,9 $1/V$	$K_{gs}$ 3,16	$u_{gs0}$ -0,21 V		
$i_D$	$I_0$ 125 pA	$n$ 1,35				

Tabelle 2.1: Modell-Parameter des Fujitsu HEMT FHC40LG

$C_{gc}$	$C_{gc0}$ 62 fF	$Q_{gc0}$ 4 $1/V$	$u_{gc0}$ -0,31 V	$K_{gc}$ 3,64 V
----------	--------------------	----------------------	----------------------	--------------------

Tabelle 2.2: Modell-Parameter des Fujitsu HEMT FHC40LG mit aufgeteiltem Kanal

## 2.3 Ein erweitertes Modell

Wie jedes physikalische Modell, so stellt auch das Standard-Modell des Feldeffekt-Transistors eine sehr starke Vereinfachung des tatsächlichen Aufbaus dar. Bild 2.4 zeigt den Querschnitt durch einen MESFET-Kanal, der sich im linearen Arbeitsbereich (kalter FET) befindet. Im Sättigungsbereich würde sich aufgrund der Drain-Gleichspannung die Gate-Raumladungszone zum Drain hin vergrößern, wodurch sich der Kanalquerschnitt verkleinert. Es ist daher leicht einzusehen, daß sich die Gate-Kapazität in zwei konzentrierte Elemente an den Enden des Kanals aufteilen läßt, nämlich die Gate-Drain- und die Gate-Source-Kapazität. Das kann auch aus den Feldlinien-Bildern in [53] auf Seite 100/101 abgelesen werden. In Bild 2.4 ist ebenfalls ersichtlich, wie zusätzliche Widerstände  $R_{is}$  und  $R_{id}$  entstehen, über die sich die Gate-Kapazitäten aufladen. Im Sättigungsbereich vernachlässigt man den Widerstand  $R_{id}$  manchmal, weil er kaum einen Einfluß hat.

Beim kalten Feldeffekt-Transistor ( $U_{ds} \approx 0V$ ) ändert sich das Ersatzschaltbild etwas. Besonders eine Tatsache fällt deutlich auf: Bei einem stromlosen FET existiert kein Spannungsgefälle im Kanal. Die Drain-Source-Strecke und die Gate-Raumladungszone sind also vollkommen homogen. Daher stellt sich die Frage, warum in diesem Fall die Gate-Kanal-Kapazität in eine Gate-Source- und eine Gate-Drain-Kapazität aufgeteilt und an die Ränder verlegt wird, wie es Bild 2.3 zeigt. Das Modell in Bild 2.5 verdeutlicht, wie man den eben erläuterten Sachverhalt realistischer nachbilden kann (siehe auch [43]): Der Kanal besteht in Stromfluß-Richtung aus mehreren Zellen. Sechs bis zehn davon erwiesen sich als sinnvoll. Die Werte der Ersatzschaltbild-Elemente wurden aus dem Standard-Modell hergeleitet. Das geschah folgendermaßen:

- Die extrinsische Schaltung bleibt unverändert.
- Die Widerstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  entfallen [43], denn die Gate-Kapazitäten laden sich jetzt über den Kanal-Widerstand auf.
- Die Gate-Source- und Gate-Drain-Kapazität werden zu einer gemeinsamen Gate-Kanal-Kapazität zusammengefaßt. Ihre Summe (abzüglich je einer linearen Kapazität an den Kanal-Enden) verteilt sich gleichmäßig auf jedes Teilstück.

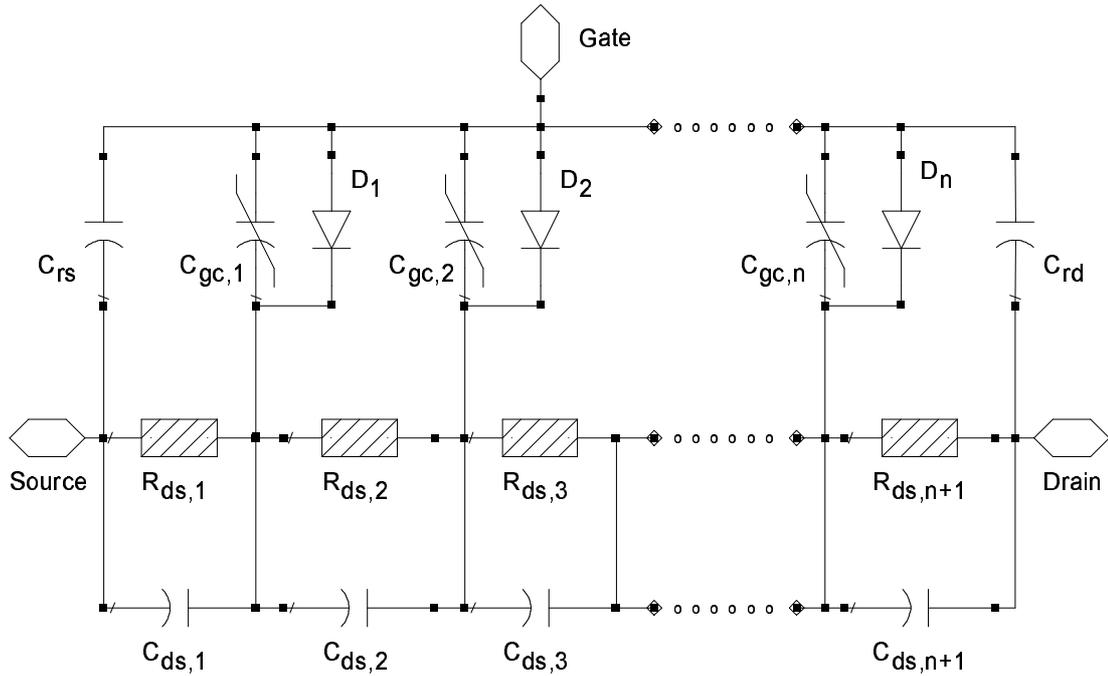


Bild 2.5: Intrinsisches Ersatzschaltbild eines kalten FETs mit unterteiltem Kanal

- Ebenfalls gleichmäßig verteilt man die beiden Diodenströme, die Drain-Source-Kapazität und den Kanal-Widerstand.
- Obwohl der  $1/f$ -Rausch-Parameter  $\alpha/N$  des Kanals (siehe nächstes Kapitel) eine normierte Größe ist, muß er mit der Anzahl der Kanal-Unterteilungen multipliziert werden. Das wird am Ende dieses Unterkapitels bewiesen.
- Das fertige Modell vergleicht man mit dem Standard-Modell durch Simulation der S-Parameter und DC-Kennlinien. Gegebenenfalls werden noch geringfügige Änderungen vorgenommen.

Für die gesamte Gate-Kanal-Kapazität und -Ladung ergibt sich dann (mit  $u_g = u_{gc} - u_{gc0}$ ):

$$C_{gc} = C_{gc0} \cdot (\arctan(Q_{gc0} \cdot (u_{gc} - u_{gc0})) + K_{gc}) \quad (2.8)$$

$$q_{gc} = C_{gc0} \cdot \left( u_g \cdot \arctan(Q_{gc0} \cdot u_g) - \frac{1}{2 \cdot Q_{gc0}} \cdot \ln \left( \frac{1}{(Q_{gc0} \cdot 1V)^2} + \frac{u_g^2}{1V^2} \right) + K_{gc} \cdot u_g \right) \quad (2.9)$$

In diesen Gleichungen bedeutet  $u_{gc}$  die Gate-Kanal-Spannung, d.h. die Kanal-Steuerspannung der jeweiligen Zelle. Diese Spannung gleicht aufgrund des Spannungsabfalls im Kanal nicht der Gate-Source-Spannung. Die beiden Kanal-Randkapazitäten für das Source- und für das Drain-Ende betragen:

$$C_{rs} = 25\text{fF} \quad \text{und} \quad C_{rd} = 5\text{fF} \quad (2.10)$$

Um die Gleichungen bzw. Werte für die Ersatzschaltungselemente einer Zelle zu erhalten, teilt man jene des Standard-Modells und die Gate-Kanal-Kapazität durch die Anzahl der Kanal-Unterteilungen.

Ob dieses Modell durch die Aufteilung des Kanals bessere Simulationsergebnisse liefert, und wo Unterschiede auftreten, wird weiter unten in Kapitel 3.4 untersucht.

Wie bereits angekündigt wurde, soll zum Schluß dieses Kapitels bewiesen werden, daß der Rauschparameter  $\alpha/N$  der Kanal-Teilstücke größer sein muß, als der des Gesamt-Kanals im Standard-Modell. Folgende Rechnung zeigt warum:

$$S_{R_{ges}} = \sum_{k=1}^n S_{R_k} = \frac{\alpha}{N \cdot f} \cdot \sum_{k=1}^n R_k^2 = \frac{\alpha}{N \cdot f} \cdot \sum_{k=1}^n \left( \frac{R_{ges}}{n} \right)^2 = \frac{1}{n} \cdot \frac{\alpha}{N \cdot f} \cdot R_{ges}^2 \quad (2.11)$$

- mit  $S_X$  - Leistungsdichte-Spektrum der Größe  $X$   
 $R_{ges}$  - Widerstand des gesamten Kanals  
 $R_k$  - Widerstand eines Kanal-Teilstückes (alle sind gleich groß)  
 $\alpha$  - Hooge-Parameter  
 $N$  - Anzahl freier Ladungsträger  
 $f$  - Frequenz  
 $n$  - Anzahl der Kanal-Unterteilungen

Die Fluktuationen der Teilwiderstände  $R_k$  sind zueinander unkorreliert, daher werden ihre Leistungsdichte-Spektren  $S_{R_k}$  addiert, um das Gesamt-Rauschen zu erhalten. Man erkennt, daß die Größe der Teilwiderstände  $R_k$  quadratisch in die Rechnung eingeht. Daher verringert sich das LDS des gesamten Kanals um den Faktor  $1/n$ . Um das auszugleichen muß man die  $1/f$ -Rauschparameter der Kanal-Teilstücke also mit der Anzahl  $n$  der Kanal-Unterteilungen multiplizieren.

## 2.4 1/f-Rauschen des kalten FETs

Die Größe des Niederfrequenz-Rauschens eines stromlosen FET-Kanals ( $U_{ds} \approx 0V$ ) ändert sich stark mit der Gate-Source-Spannung. Um diese Änderung zu verstehen, muß man zuerst den Aufbau eines FETs berücksichtigen. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich ausschließlich auf HEMTs. Bei diesen Bauteilen erfolgt der Steuer-Mechanismus des Kanals durch die Änderung der Ladungsträgeranzahl. MESFETs unterscheiden sich hierin, denn Änderungen des Kanal-Widerstandes geschehen durch Variationen der leitenden Querschnittsfläche. Das qualitative Verhalten des  $1/f$ -Rauschens von HEMT und MESFET ist aber identisch.

Stellvertretend für das, was über das  $1/f$ -Rauschen in kalten HEMTs bekannt ist, werden zwei Artikel vorgestellt. Der erste stammt von Peransin et al. [20] und dürfte wohl der bekannteste zu diesem Thema sein, da sich fast alle anderen Literaturstellen auf ihn beziehen. Der zweite stammt von Berntgen et al. [21] und stellt im gewissen Sinne eine Weiterentwicklung der Peransin-Theorie mit verbesserten Ergebnissen dar. Der Berntgen-Artikel ist wesentlich ausführlicher und ein sehr gelungener und empfehlenswerter Beitrag. Während Peransin et al. GaAs-HEMTs verwendete, untersuchte Berntgen et al. InP-HEMTs.

### 2.4.1 HEMT-Rauschen nach Peransin

Bild 2.4 zeigt den Querschnitt durch den Gate-Finger eines kalten FETs und verdeutlicht, wo sich die Ersatzschaltbild-Elemente befinden. Der Widerstand  $R_{ges}$  vom extrinsischen Drain-

zum extrinsischen Source-Anschluß ist zerteilt in den gesteuerten Bereich unter dem Gate  $R_{ds}$  (2D-Elektronengas) und den zwei konstanten Bereichen  $R_p = R_d + R_s$  unter der Drain- und unter der Source-Elektrode. Beide Gebiete erzeugen zueinander unkorreliertes 1/f-Rauschen. Damit gilt:

$$R_{ges} = R_{ds} + R_p \quad \Rightarrow \quad S_{R_{ges}} = S_{R_{ds}} + S_{R_p} \quad (2.12)$$

$$N_p = \text{const} \quad \Rightarrow \quad R_p = \text{const} \quad \Rightarrow \quad S_{R_p} = \frac{\alpha_p}{N_p \cdot f} \cdot R_p^2 = \text{const} \quad (2.13)$$

$$N_{ds} \sim U_g = U_{gs} - U_{th} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{R_{ds}} \sim U_g \quad \Rightarrow \quad S_{R_{ds}} = \frac{\alpha_{ds}}{N_{ds} \cdot f} \cdot R_{ds}^2 \sim \frac{1}{U_g^3} \quad (2.14)$$

- mit
- $S_{R_x}$  - LDS des Widerstandes  $R_x$
  - $R_p$  - Widerstand der Randbereiche  $R_p = R_d + R_s$
  - $R_{ds}$  - Widerstand des 2D-Elektronengases
  - $R_{ges}$  - Widerstand des gesamten HEMT-Kanals
  - $\alpha_p$  - Hooge-Konstante der Randbereiche
  - $\alpha_{ds}$  - Hooge-Konstante des 2D-Elektronengases
  - $N_p$  - Anzahl der freien Ladungsträger in den Randbereichen
  - $N_{ds}$  - Anzahl der freien Ladungsträger im 2D-Elektronengas
  - $U_g$  - effektive Gate-Spannung
  - $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung
  - $U_{th}$  - Schwellenspannung des Kanals
  - $f$  - Frequenz

Die Gate-Widerstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  stammen genau wie die Widerstände  $R_s$  und  $R_d$  aus Halbleiter-Gebieten und besitzen daher 1/f-Rauschen. Sie werden aber bei Messungen mit Gleichstrom nicht erfaßt und daher nicht weiter erwähnt.

Die vorgestellte Kanal-Aufteilung nutzte Peransin et al. [20], um das 1/f-Rauschen des kalten HEMTs zu erklären: Je nach der effektiven Gate-Spannung  $U_g$  besitzen die Widerstände des gesteuerten und des ungesteuerten Kanals einen unterschiedlichen Einfluß. Bei sehr kleinen Gate-Spannungen (nahe der Schwellenspannung) ist der Leitwert des gesteuerten Kanalbereiches sehr klein, so daß er sowohl den Gesamtwiderstand der Drain-Source-Strecke als auch dessen Rauschen dominiert:

$$R_{ds} > R_p \quad \text{und} \quad S_{ds} > S_p \quad \Rightarrow \quad \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_{R_{ges}}}{R_{ges}^2} = \frac{S_{R_{ds}}}{R_{ds}^2} \sim \frac{1}{U_g} \quad (2.15)$$

In diesem Gate-Spannungsbereich ergibt sich also eine Steigung von -1 im doppelt-logarithmischen Maßstab.

Würden die Randwiderstände  $R_p$  sehr stark rauschen, so gäbe es einen Gate-Spannungsbereich, wo ihr Rauschen dominiert, obwohl ihr Widerstandswert vernachlässigbar klein ist. Dann folgt:

$$R_{ds} > R_p \quad \text{und} \quad S_{ds} < S_p \quad \Rightarrow \quad \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_{R_{ges}}}{R_{ges}^2} = \frac{S_{R_p}}{R_{ds}^2} \sim U_g^2 \quad (2.16)$$

Eine solche Abhängigkeit wurde von Peransin et al. bei keinen der untersuchten Transistoren beobachtet. Dies hätte auf eine sehr schlecht prozessierte HEMT-Technologie hingedeutet, bei welcher der Übergang des 2D-Elektronengases zu den Randbereichen eine niedrige Qualität aufweist.

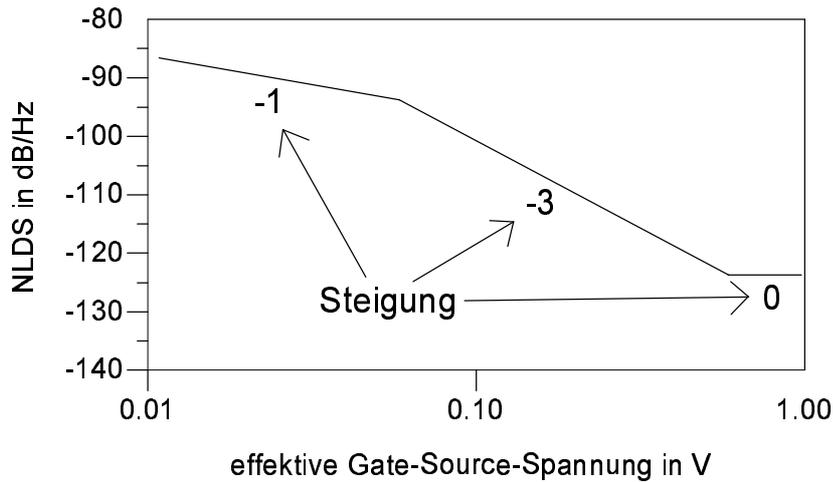


Bild 2.6: Schematischer Verlauf des normalisierten  $1/f$ -Rauschleistungsichte-Spektrums eines kalten HEMTs nach Peransin et al.

Mit steigender Gate-Source-Spannung sinkt der Kanal-Widerstand, bis er schließlich von den Randwiderständen dominiert wird. Trotzdem rauscht der gesteuerte Teil zunächst noch deutlich stärker als der ungesteuerte. Daher gilt:

$$R_{ds} < R_p \quad \text{und} \quad S_{ds} > S_p \quad \Rightarrow \quad \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_{R_{ges}}}{R_{ges}^2} = \frac{S_{R_{ds}}}{R_p^2} \sim \frac{1}{U_g^3} \quad (2.17)$$

Schließlich beherrschen bei sehr hohen Gate-Source-Spannungen die ungesteuerten Randbereiche sowohl den Kanal-Widerstand als auch das Kanal-Rauschen, so daß sich folgendes ergibt:

$$R_{ds} < R_p \quad \text{und} \quad S_{ds} < S_p \quad \Rightarrow \quad \frac{S_I}{I^2} = \frac{S_{R_{ges}}}{R_{ges}^2} = \frac{S_{R_p}}{R_p^2} = \text{const} \quad (2.18)$$

Insgesamt entsteht die typische Abhängigkeit des  $1/f$ -Rauschens von HEMTs im linearen Bereich, wie sie in Bild 2.6 schematisch dargestellt ist. Die meisten Meßergebnisse von Peransin et al. stimmen perfekt mit den gezeigten Steigungen überein. Trotzdem erscheint einiges doch eher unrealistisch zu sein:

- Bei den Proportionalitäten aus den Formeln 2.14 handelt es sich nur um relativ grobe Näherungen.
- Zwischen den Bereichen mit definierter Steigung sollte es deutliche Übergangsbereiche geben.
- Die Dominanz der Randwiderstände sollte erst bei sehr hohen Gate-Spannungen auftreten. Die Proportionalität aus Formel 2.17 erstreckt sich aber über einen weiten Bereich.
- Der Hooge-Parameter der beiden Kanal-Bereiche wird als konstant angenommen.

Tatsächlich enthält auch der Artikel von Peransin et al. Rauschdaten von einem Fujitsu-HEMT, der die beschriebenen Abhängigkeiten nur schlecht erfüllt. Vergleiche mit simulierten Werten wurden nicht angegeben. Das HEMT-1/f-Rauschen im linearen Bereich aus [21] und [22] (beides InP-Technologie) zeigt anstelle der Steigung -3 (Gleichung 2.17) einen Bereich mit nicht konstantem Abfall. Die Beschreibungen von Peransin et al. reichen also nicht immer für eine geeignete Erklärung des Rauschens.

## 2.4.2 HEMT-Rauschen nach Berntgen

Eine neuere und ausführlichere Untersuchung zu diesem Thema wurde von Berntgen et al. [21] veröffentlicht. Sie verwendet ebenfalls die Kanal-Unterteilung, die von Peransin et al. eingeführt wurde, berücksichtigt aber zusätzlich den Einfluß der Gate-Spannung auf die Ladungsträger-Beweglichkeit und die daraus resultierenden Auswirkungen auf das 1/f-Rauschen. Anstatt Bereiche mit definierten Steigungen zu ermitteln, wird der gesamte Gate-Source-Spannungsbereich durchgängig behandelt. Das erfolgt, indem die Beiträge zum Gesamt-Rauschen für die zwei unterschiedlichen Bereiche berechnet werden:

$$\frac{S_{R_{ges}}}{R_{ges}^2} = \left( \frac{R_p}{R_p + R_{ds}} \right)^2 \cdot \frac{\alpha_p}{N_p \cdot f} + \left( \frac{R_{ds}}{R_p + R_{ds}} \right)^2 \cdot \frac{\alpha_{ds}}{N_{ds} \cdot f} \quad (2.19)$$

- mit
- $S_{R_{ges}}$  - LDS des gesamten HEMT-Kanals
  - $R_{ges}$  - gesamter Kanalwiderstand
  - $R_p$  - Widerstand der Randbereiche
  - $R_{ds}$  - Widerstand des 2D-Elektronengases
  - $\alpha_p$  - Hooge-Konstante der Randbereiche
  - $\alpha_{ds}$  - Hooge-Konstante des 2D-Elektronengases
  - $N_p$  - Anzahl der freien Ladungsträger in den Randbereichen
  - $N_{ds}$  - Anzahl der freien Ladungsträger im 2D-Elektronengas
  - $f$  - Frequenz

Alle Größen außer  $\alpha_{ds}$ ,  $R_{ds}$  und  $N_{ds}$  sind konstant. Das Verhalten von  $R_{ds}$  und  $N_{ds}$  entspricht dem, welches Peransin beschreibt, und ist bereits oben erläutert worden. Die Hooge-Konstante des gesteuerten Kanals  $\alpha_{ds}$  hängt von der Beweglichkeit der Ladungsträger ab (gemäß Formel 1.25). Grundsätzlich ändert sich die Beweglichkeit der Elektronen im 2-DEG-Kanal (zwei-dimensionales Elektronengas) natürlich nicht mit der Gate-Source-Spannung. Es zeigt sich aber, daß mit zunehmender Kanal-Abschnürung die Spacer-Schicht ihre abschirmende Wirkung verliert. In der Nähe der Schwellspannung begrenzt daher die Coulomb-Streuung die Beweglichkeit. Insgesamt verwendet Berntgen et al. die folgenden Abhängigkeiten für die Modellierung:

$$\mu_{ds} = \text{const} \quad \text{für} \quad U_{gs} \geq 0V \quad (2.20)$$

$$\mu_{ds} \sim U_{gs} \quad \text{für} \quad U_{gs} < 0V \quad (2.21)$$

- mit
- $\mu_{ds}$  - Ladungsträgerbeweglichkeit im 2-DEG-Kanal
  - $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung

Demnach steigt die Ladungsträgerbeweglichkeit zunächst linear mit der Gate-Source-Spannung, weil die Spacer-Schicht die geladenen Atomrümpfe in der Spender-Schicht immer besser abschirmt und die Coulomb-Streuung sich verringert. Ab  $U_{gs} = 0V$  begrenzt nur noch

die Phonon-Streuung die Elektronenbeweglichkeit und die Abhängigkeit vom Gate-Potential verschwindet. Warum der Maximalwert ab  $U_{gs} = 0V$  erscheint und ob alle HEMTs in dieser Eigenschaft übereinstimmen, erwähnt Berntgen et al. nicht.

Da der Hooge-Parameter bezüglich der Streuung an Verunreinigungen proportional zur Konzentration der Streuzentren ist, ergeben sich zusammen mit Formel 2.21 folgende Abhängigkeiten:

$$\alpha_{imp} \sim n_{imp} \quad \text{und} \quad \mu_{imp} \sim \frac{1}{n_{imp}} \quad \Rightarrow \quad \alpha_{imp} \sim \frac{1}{\mu_{imp}} \quad \Rightarrow \quad \alpha_{imp} \sim \frac{1}{U_{gs}} \quad (2.22)$$

mit  $\alpha_{imp}$  - Hooge-Parameter bezüglich der Verunreinigungen  
 $\mu_{imp}$  - Ladungsträgerbeweglichkeit bezüglich der Verunreinigungen  
 $n_{imp}$  - Konzentration der Verunreinigungen  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung

Mit diesen Proportionalitäten eingesetzt in Gleichung 2.19 erreichte Berntgen et al. sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen. Die Verbesserungen gegenüber der Beschreibung von Peransin et al. machen sich vor allem bei HEMTs mit langem Kanal und kleiner Gate-Weite bemerkbar, weil diese Geometrie die Steigung -3 aus Formel 2.17 nicht zuläßt (kurze Gate-Weite  $\rightarrow$  großes  $R_p$  mit viel Rauschen; langer Kanal  $\rightarrow$  wenig Rauschen von  $R_{ds}$ ).

Der Artikel von Berntgen et al. zeigt auch, welche HEMT-Strukturen den Hooge-Parameter und damit das 1/f-Rauschen minimieren. Dabei sind zwei Eigenschaften entscheidend:

- Da der Hooge-Parameter von zwei-dimensionalen Elektronengasen deutlich niedriger ist als der von normalen Halbleitern (siehe Kapitel 1.3), entstehen die 1/f-rauschärmsten Strukturen, wenn sich die Elektronen-Verteilungsfunktion des HEMT-Kanals wenig in die angrenzenden Barrieren ausdehnt. Das erreicht man mit einem möglichst hohen Leitungsbandsprung. Dieses wiederum kann mit aluminium-haltigen Barriere-Schichten und einem erhöhten Indium-Gehalt im InGaAs-Kanal realisiert werden.
- In dünnen Kanälen besetzen die Elektronen mehrere Energie-Niveaus. Die Wechselwirkung zwischen diesen Stufen ist ein Streuprozeß, der die Ladungsträgerbeweglichkeit verringert und den Hooge-Parameter erhöht. Das kann durch zerteilte Kanäle verhindert werden. Ein einziger, breiter Kanal würde die Beweglichkeit reduzieren.

### 2.4.3 Rauschen des FHC40LG

Versuche, die Methoden von Peransin und Berntgen (siehe vorherige Unterkapitel) auf den FHC40LG anzuwenden, erbrachten nicht die gewünschten Erfolge. Das lag hauptsächlich daran, daß die Größe der parasitären Widerstände  $R_p = R_s + R_d$  nicht mit der benötigten Genauigkeit bestimmt werden konnte, da ihr Einfluß (vor allem im stromlosen FET) sehr gering ist. Aber auch die Proportionalitäten aus den Formeln 2.14 und die Ermittlung der Schwellenspannung erwiesen sich als zu unpräzise. Alle Toleranzen summierten sich auf, so daß schließlich vernünftige Resultate mit nahezu beliebigen Werten möglich waren. Die Genauigkeit der Ergebnisse lag bei 100 bis 150%, d.h. auch negative Widerstandswerte konnten sich ergeben. Aus diesem Grund sind die Widerstandswerte von  $R_d$  und  $R_s$  nur grobe Näherungen; sie wurden gängigen Literatur-Werten angeglichen. Für den Sättigungsbereich könnten sich mit dieser Abschätzung Probleme ergeben, weil der Spannungsabfall, den der

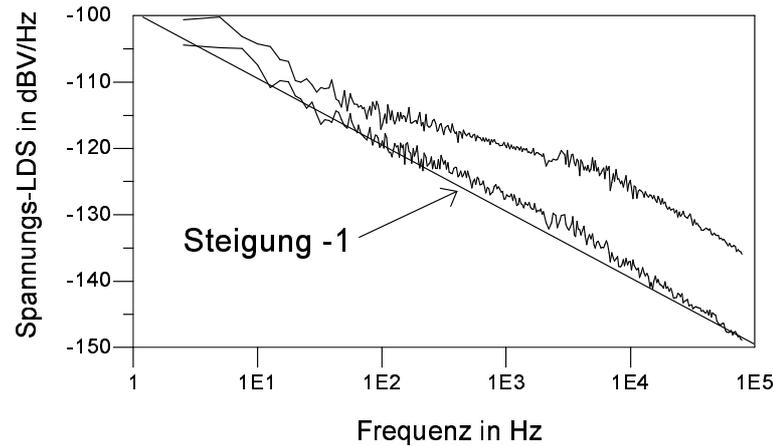


Bild 2.7: Rauschspektren von FHC40LG (untere Kurve) und 8F60 (obere Kurve), beide mit  $U_{gs} = -0,4\text{V}$ ,  $U_{ds} = 30\text{mV}$

Kanalstrom beim Fließen durch die parasitären Randgebiete erzeugt, Auswirkungen auf die Gate-Source- bzw. Gate-Drain-Spannung besitzt. So entsteht z.B. eine Strom-Gegenkopplung durch den Source-Widerstand  $R_s$ . Peransin et al. [20] konnte jedoch beweisen, daß diese Gegenkopplung für den FET im linearen Bereich vernachlässigt werden kann, denn die Übertragungskennlinie (Drain-Source-Leitwert über Gate-Source-Spannung) bei niedrigen Drain-Source-Spannungen ( $U_{ds} \approx 50\text{mV}$ ) gleicht jener ohne Spannung ( $U_{ds} = 0\text{V}$ , gemessen durch das thermische Widerstandsrauschen).

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden Rauschuntersuchungen hat die Wahl der parasitären Widerstandswerte keine Auswirkungen. Zum einen wird der Rauschparameter dieser Widerstände so ermittelt, daß sich mit den geratenen Widerstandswerten die korrekte Rauschleistung ergibt. Zum anderen erzeugen die Widerstände  $R_d$  und  $R_s$ , wie später noch gezeigt wird, viel zu wenig Rauschleistung, um zum Gesamtrauschen beizutragen.

Die Niederfrequenz-Rauschmessungen am HEMT FHC40LG erfolgten gemäß Bild 1.6 mit einer Drain-Source-Spannung von  $30\text{mV}$ , also sicher im linearen Bereich. Um bei Arbeitspunkten  $U_{gs} > 0\text{V}$  noch gut meßbare Rauschpegel zu erhalten, wurde hier  $U_{ds} = 60\text{mV}$  gewählt. Bild 2.7 zeigt das Beispiel eines Rauschspektrums von diesem Transistor. Man kann ein Rekombinations-Generations-Spektrum um  $3\text{kHz}$  sehen, welches das  $1/f$ -Rauschen überlagert. Dieses Phänomen ist insbesondere typisch für III/V-Halbleiter mit Aluminium-Gehalt ([24], [25], [27]) und wird auf tiefe Störstellen (DX-Zentren) durch die Al-Atome zurückgeführt. Die GR-Buckel ließen keine nennenswerte Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung erkennen. Diese Tatsache erhärtet den Verdacht, daß es sich um DX-Zentren im Kanal handelt [32]. Die Steigung des  $1/f$ -Rauschspektrums beträgt exakt  $1,0$ . Weiterhin erwies sich das NF-Rauschen vollständig unbeeinflusst von der Impedanz am Gate-Anschluß. Es stammt also ausschließlich vom Kanal, was andere Veröffentlichungen ebenfalls berichten [43], [22].

Die Gate-Source-Spannungsabhängigkeit des  $1/f$ -Rauschens vom FHC40LG ist in den Bildern 2.8 und 2.9 zu sehen. Es fällt auf, daß das normierte Leistungsdichte-Spektrum (NLDS) unterhalb der Schwellenspannung ( $U_{th} \approx 0,35\text{V}$ ) nicht den vertrauten, monotonen Abfall besitzt. Erste Vermutungen, es könnte sich hierbei um Meßungenauigkeiten handeln, weil in diesem Bereich sowohl der Gleichstrom als auch die Spannungsrauschdichten sehr klein

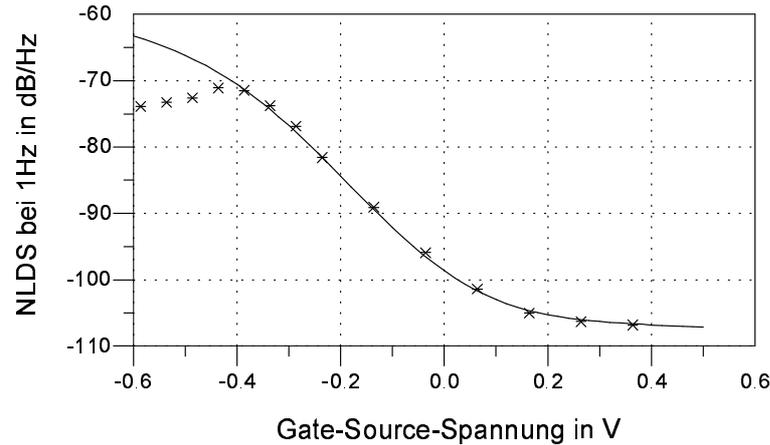


Bild 2.8: Rauschparameter des FHC40LG, Messung (Sterne) und Modell-Funktion (Linie)

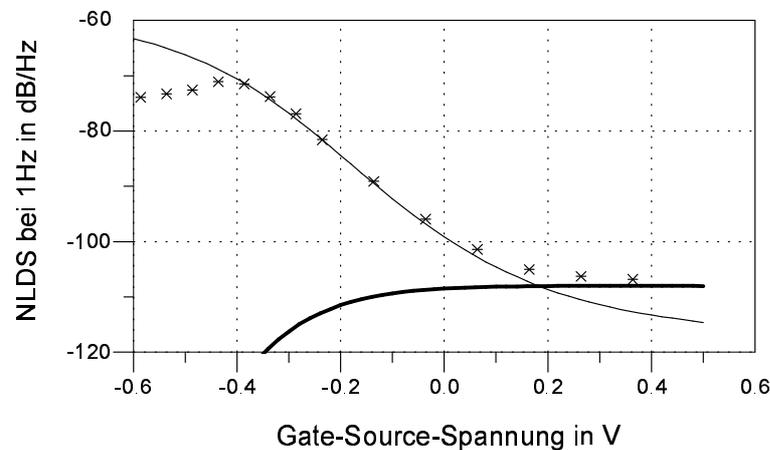


Bild 2.9: Beiträge vom gesteuerten 2DEG-Kanal (dünne Linie) und von den parasitären Rand-Widerständen (dicke Linie) im Vergleich zur Messung (Sterne)

sind, konnten nicht bestätigt werden. Es ergab sich eine gute Reproduzierbarkeit auch über mehrere Exemplare hinweg. Die Überprüfung der Ergebnisse mit anderen Meßinstrumenten erbrachte ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung, so daß auch keine systematischen Fehler vorlagen. Messungen an anderen FETs (wie z.B. am Fujitsu HEMT FHX06LGT und am Infineon PHEMT CFH120) erbrachten einen ähnlichen qualitativen Verlauf des normierten Leistungsdichte-Spektrums bei sehr kleinen Gate-Source-Spannungen. Da dem Autor keine Literatur bekannt ist, die vom Rauschen unterhalb der Schwellenspannung berichtet, können keine Angaben darüber gemacht werden, ob diese Beobachtungen typisch für HEMTs sind, und wie diese Erscheinung zustande kommt. Mathematisch kann man diese Eigenschaft prinzipiell mit einer gebrochen-rationalen Funktion (Zählergrad zwei, Nennergrad vier) nachbilden. Allerdings entsteht oberhalb der Schwellenspannung nur eine mäßig gute Übereinstimmung, was sich in den späteren Simulationen bemerkbar macht. Im Gegensatz dazu spielt das Rauschen unterhalb der Schwellenspannung im Mischerbetrieb des HEMTs keine Rolle, wenn der Kanal entsprechend schnell abschnürt und dadurch sehr hochohmig wird. Deshalb wurde die Gate-Source-Spannungsabhängigkeit des  $1/f$ -Rauschens vom Kanal durch

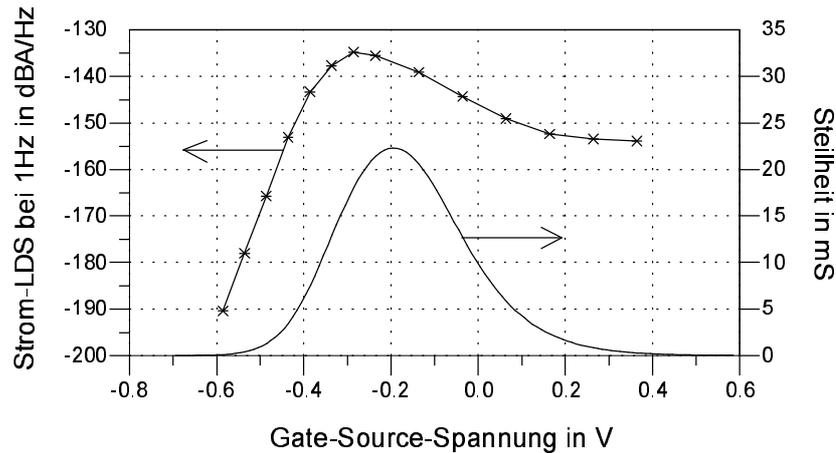


Bild 2.10: Gemessenes Leistungsdichte-Spektrum des Drain-Stromes von Fujitsu FHC40LG mit zugehöriger Steilheit (beides mit  $U_{ds} = 30\text{mV}$ )

$\alpha/N$	$S_{0,\text{dB}}$	$S_{1,\text{dB}}$	$k_n$	$v_0$
	-84 dB	-26 dB	$2,5 \text{ }^1/\text{V}$	0,165

Tabelle 2.3: Modell-Parameter des Kanal-Rauschens vom Fujitsu HEMT FHC40LG

einen Verlauf nachgebildet, der mit den Meßwerten oberhalb der Schwellspannung präziser übereinstimmt, dafür aber den Verlauf unterhalb der Schwellspannung vernachlässigt. Das geschah mit der folgenden empirischen Funktion, die auch in Bild 2.9 dargestellt ist:

$$\frac{\alpha}{N} = S_{0,\text{dB}} + S_{1,\text{dB}} \cdot \tanh(k_n \cdot U_{gs} + v_0) \quad (2.23)$$

mit  $\alpha$  - Hooge-Konstante  
 $N$  - Anzahl freier Ladungsträger  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung

Die zugehörigen Parameter für den Fujitsu HEMT FHC40LG zeigt Tabelle 2.3. Der Rauschparameter der parasitären Randwiderstände  $R_d$  und  $R_s$  (beide  $2\Omega$ ) beträgt:

$$\frac{\alpha}{N} = -99,2\text{dB} \quad (2.24)$$

Das Ergebnis paßt deutlich besser zu den Untersuchungen von Berntgen et al. [21] als zu denen von Peransin et al. [20]. Bild 2.9 zeigt, wie sich das Gesamt-Rauschen auf den gesteuerten Kanal und die parasitären Endwiderstände  $R_s$  und  $R_d$  verteilt (siehe auch [21]): Das  $1/f$ -Rauschen bei sehr hohen Gate-Source-Spannungen, wo die Kurve zu einer Waagerechten abflacht, stammt von den parasitären Widerständen, während überall sonst das Kanal-Rauschen dominiert.

Bild 2.10 zeigt den Verlauf des Strom-Leistungsdichte-Spektrums, also des nicht normierten Rauschens. Der Verlauf entspricht qualitativ genau dem, der in [22] veröffentlicht wurde. Ein absolutes Maximum taucht bei  $U_{gs} = -0,3\text{V}$  auf, während der Verlauf der Steilheit dem des Niederfrequenz-Rauschens ähnelt und sein absolutes Maximum bei einer etwas höheren Gate-Source-Spannung ( $U_{gs} = -0,2\text{V}$ ) erreicht. Die Ähnlichkeit der beiden Kurven in Bild

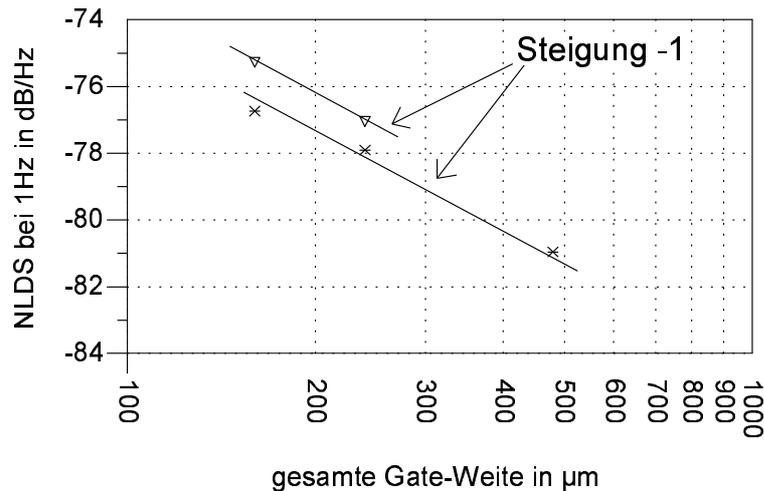


Bild 2.11: Skalierung des  $1/f$ -Rauschens bei FETs, Beispiele mit zwei Infineon PHEMT-Chips (Sterne und Dreiecke) mit  $0,12\mu\text{m}$  Gate-Länge bei  $U_{gs}=-0,1\text{V}$

2.10 entsteht jedoch nur durch das Zusammenspiel von Drain-Gleichstrom und Kanal-Rauschen. Es besitzt keine weitere physikalische Bedeutung. Insbesondere sollte es nicht zu dem Schluß führen, das  $1/f$ -Rauschen entstünde am Eingang des Transistors, also an der Gate-Elektrode.

Alle vorgestellten Messungen liefern natürlich nur das Rauschen des Kanal-Leitwertes, also des Widerstandes  $R_{ds}$  in Bild 2.3, und der konstanten Randwiderstände  $R_d$  und  $R_s$  in Bild 2.1. Das  $1/f$ -Rauschen der Gate-Widerstände  $R_{is}$  und  $R_{id}$  läßt sich mit Gleichstrom nicht messen, weil sie durch Kapazitäten abgeblockt sind. Die Gate-Diode in Vorwärtsrichtung zu treiben, würde auch falsche Werte ergeben, denn der Gleichstrom fließt dann nicht nur durch die Gate-Widerstände, sondern durch den gesamten FET-Kanal. Eine Methode, das  $1/f$ -Rauschen dieser Widerstände dennoch zu erhalten, wird in einem späteren Kapitel gezeigt. Die folgenden Untersuchungen vernachlässigen diesen Beitrag zunächst.

Die Hooge-Formel 1.23 enthält bereits die Skalierungsregel für den  $1/f$ -Rauschparameter eines FETs (siehe auch Formel 2.23), denn die Anzahl freier Ladungsträger  $N$  verhält sich direkt proportional zur Gate-Fläche, während die Hooge-Konstante natürlich unverändert bleibt. Messungen mit Infineon PHEMT-Chips (GaAs/AlGaAs-Prozeß, Gate-Länge  $0,12\mu\text{m}$ ) bestätigen diese Gesetzmäßigkeit (Bild 2.11). Die Exemplarstreuung betrug hier ungefähr 2dB. Verwendet wurden folgende Größen:

- 4F40: 4 Gate-Finger mit je  $40\mu\text{m}$  Weite  $\rightarrow 160\mu\text{m}$  Gesamt-Weite
- 4F60: 4 Gate-Finger mit je  $60\mu\text{m}$  Weite  $\rightarrow 240\mu\text{m}$  Gesamt-Weite
- 8F60: 8 Gate-Finger mit je  $60\mu\text{m}$  Weite  $\rightarrow 480\mu\text{m}$  Gesamt-Weite

Auch bei den PHEMTs von Infineon beträgt die Steigung des  $1/f$ -Spektrums genau 1,0 (siehe Bild 2.7). Sie erzeugen ein ausgeprägteres und breiteres GR-Spektrum als der Fujitsu-HEMT, bei dem alles auf eine geringere Dichte von GR-Zentren hindeutet. Andere Veröffentlichungen berichten, gleiches bei ähnlichen Fujitsu-HEMTs gemessen zu haben [42]. Sogar fehlende Niederfrequenz-Dispersion im Sättigungsbereich wurde beobachtet, was bei III/V-Halbleitern recht selten anzutreffen ist. Der Fujitsu-Prozeß scheint sehr ausgereift zu sein.

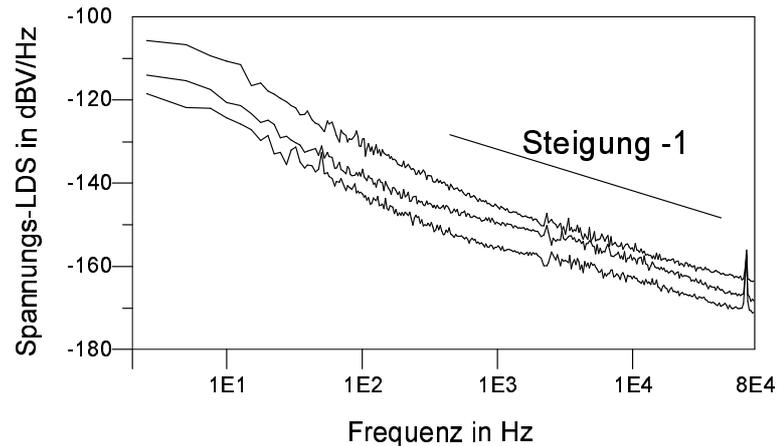


Bild 2.12: Niederfrequenz-Rauschspektren von MESFETs, deep-depletion ( $U_{gs} = -2,1\text{V}$ , oben), enhancement ( $U_{gs} = +0,3\text{V}$ , Mitte), depletion ( $U_{gs} = -0,3\text{V}$ , unten)

Die Skalierung des Generations-Rekombinations-Rauschens verhielt sich genau wie die des  $1/f$ -Rauschens. Die Theorie (siehe Formel 1.19) bestätigt dies. Auch hier ergibt sich also eine Abnahme von 10dB-Rauschdichte pro Dekade Gate-Weite.

#### 2.4.4 Rauschen von MESFETs

Da bisher nur über das  $1/f$ -Rauschen von kalten HEMTs berichtet wurde, zeigt dieses Unterkapitel die Meßergebnisse von Mikrowellen-MESFETs. Verwendung fanden drei FET-Typen aus einem typischen Gallium-Arsenid-Halbleiterprozeß von TriQuint Semiconductor, Inc. ([www.triquint.com](http://www.triquint.com)). Es handelt sich hierbei um einen enhancement MESFET (EHSA), einen depletion MESFET (DHSA) und einen deep-depletion MESFET (GHSA). Alle drei Feldeffekt-Transistoren besitzen eine Gate-Länge von  $0,6\mu\text{m}$  und eine Gate-Weite von  $6 \times 50\mu\text{m}$ . Die Transistor-Chips wurden auf HF-Laminat (RO4003) geklebt und gebondet. Die Rauschmessungen erfolgten mit dem Aufbau und der Methodik aus Kapitel 1.5. Die Drain-Source-Spannung betrug  $30\text{mV}$ . Das Bild 2.12 zeigt je ein Spektrum von jedem der drei FET-Typen. Sie ähneln sich recht stark. Zwei Dinge fallen auf, die typisch für MESFETs sind und von denen auch Literatur-Stellen berichten [23]: Der Rauschpegel liegt unterhalb dem von HEMTs gleicher Größe und ein starkes Generations-Rekombinations-Spektrum mit sehr niedriger Eckfrequenz (wahrscheinlich um  $1\text{Hz}$ ) tritt auf. Ein weiterer, relativ schwacher GR-Buckel erscheint bei höheren Frequenzen ( $\approx 8\text{kHz}$ ). Dieses ist auch etwas von der Gate-Source-Spannung abhängig. Die Steigung des  $1/f$ -Rauschens, soweit man sie noch bestimmen kann, beträgt  $1,0$ . Im Bild 2.13 ist der Verlauf der normierten Leistungsdichte-Spektren über der Gate-Source-Spannung dargestellt. Alle drei MESFET-Typen rauschen praktisch gleich stark im Niederfrequenz-Bereich. Die Kurven können durch die folgende Gleichung modelliert werden (siehe auch Bild 2.13):

$$\frac{\alpha}{N} = S_{0,\text{dB}} + S_{1,\text{dB}} \cdot \tanh(k_n \cdot U_{gs} + v_0) + 10 \cdot \lg\left(\frac{W_0}{W}\right) \quad (2.25)$$

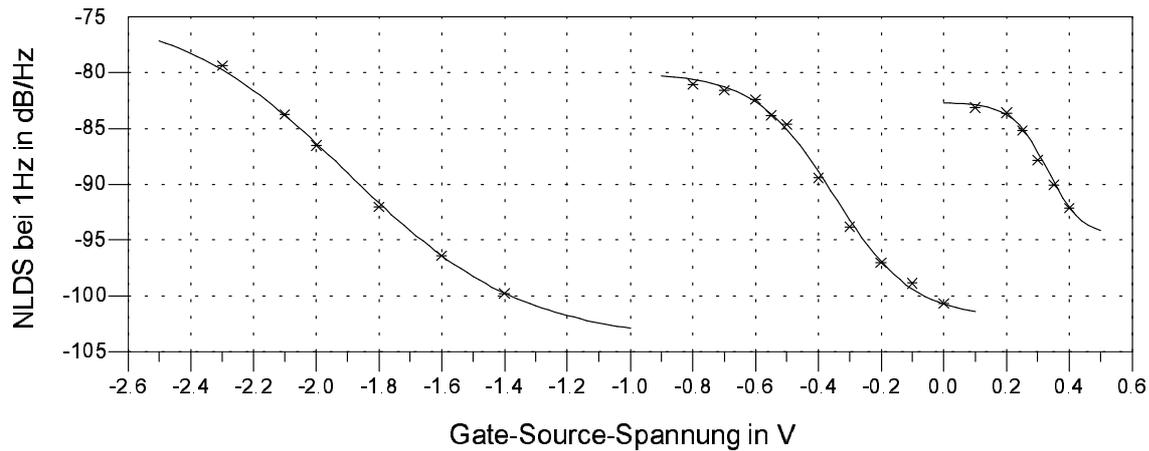


Bild 2.13: Niederfrequenz-Rauschen über der Gate-Source-Spannung von verschiedenen MESFET-Typen, deep-depletion (links), depletion (Mitte), enhancement (rechts)

	$S_{0,\text{dB}}$	$S_{1,\text{dB}}$	$k_n$	$v_0$	$W_0$
EHSA	-88,7 dB	-6 dB	$9 \text{ } 1/\text{V}$	-2,97	300 $\mu\text{m}$
DHSA	-91 dB	-11 dB	$4 \text{ } 1/\text{V}$	1,4	300 $\mu\text{m}$
GHSA	-89 dB	-15 dB	$1,8 \text{ } 1/\text{V}$	3,42	300 $\mu\text{m}$
FHC40LG	-84 dB	-26 dB	$2,5 \text{ } 1/\text{V}$	0,165	280 $\mu\text{m}$

Tabelle 2.4: Modell-Parameter des Kanal-Rauschens von den TriQuint MESFETs (EHSA, DHSA, GHSA) und vom Fujitsu HEMT (FHC40LG)

mit  $\alpha$  - Hooge-Konstante  
 $N$  - Anzahl freier Ladungsträger  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung  
 $W$  - Gate-Weite

Tabelle 2.4 enthält die Modell-Parameter für die drei unterschiedlichen MESFET-Typen. Zum Vergleich sind auch die Parameter des Fujitsu HEMTs dort enthalten. Obwohl der physikalische Mechanismus der Kanalsteuerung sich von dem eines zweidimensionalen Elektronengases unterscheidet, bleibt der qualitative Verlauf der normierten Leistungsdichtespektren der gleiche. Bei der Modellierung des 1/f-Rauschens von kalten MESFETs ergeben sich also nicht die geringsten Abweichungen im Vergleich zu HEMTs. Sogar die gleichen empirischen Funktionen können verwendet werden.

# Kapitel 3

## Resistive FET-Mischer

### 3.1 Funktion und Selbstmischung

Resistive FET-Mischer sind mittlerweile sehr bekannt und weit verbreitet. Ihre Funktionsweise und der störende Selbstmischprozess soll hier deshalb nur kurz erklärt werden. In [44] und [45] stehen viele interessante Informationen über diese Schaltungen.

Den einfachsten Fall stellt ein Mischer mit nur einem Transistor dar (unsymmetrischer Mischer, siehe Bild 3.1). Über der Drain-Source-Strecke liegt keine Gleichspannung (kalter FET), so daß der Kanal ein steuerbarer Widerstand ist. Es handelt sich also um eine passive Schaltung. Am Gate stellt eine Gleichspannung den Arbeitspunkt ein und der Lokal-Oszillator (LO) ändert den Kanal-Leitwert periodisch mit seiner Frequenz. Die besten Eigenschaften erreicht man natürlich mit großen LO-Pegeln, die den Feldeffekt-Transistor sowohl vollständig in den leitenden als auch vollständig in den sperrenden Zustand treiben. Daher zählen resistive Mischer zu den Schaltmischern. Eine Hochfrequenz-Spannung (HF), die über den FET-Kanal abfällt, erzeugt zusammen mit dem zeitlich sich ändernden Drain-Source-Leitwert den Zwischenfrequenz-Strom (ZF). An welcher Elektrode (Drain oder Source) das HF-Signal eingespeist und an welcher die ZF-Leistung abgenommen wird, ist egal. Eine stark vereinfachte Rechnung zum Mischprozess folgt weiter unten. Zunächst soll noch der Selbstmischprozess erklärt werden. Wie in Bild 3.1 angedeutet, koppelt ein kleiner Teil der LO-Spannung über die Gate-Drain- und die Gate-Source-Kapazität zum Kanal über und befindet sich damit am HF-Eingang. Das Übersprechen durch die Gate-Source-Kapazität tritt nur bei gehäusten FETs merklich in Erscheinung, da hierfür eine nennenswerte Source-Induktivität vorhanden sein muß.

Genau wie das HF-Signal wird die übergekoppelte Spannung vom LO gemischt. Wegen der exakt gleichen Frequenz (Es handelt sich ja um das gleiche Signal!) entsteht aus der Differenz-Frequenz Gleichstrom (Frequenz Null). Dieser erzeugt beim Fließen durch den Transistor-Kanal NF-Rauschen. Allerdings generiert der Selbstmisch-Prozeß meistens mehr 1/f-Rauschen, denn das Mischen geschieht durch die Änderung des Kanal-Leitwertes und wenn dieser fluktuiert, wird dieses Rauschen ebenfalls gemischt. Eine stark vereinfachte Rechnung verdeutlicht das eben Beschriebene:

$$\begin{aligned} i_{ZF} &= u_{LO,K} \cdot g_{Kanal} = u_{LO,K} \cdot G_{Kanal} \cdot (1 + \Delta K) \\ &= i_{DC} \cdot (1 + \Delta K) = i_{DC} + i_{Rauschen} \end{aligned} \quad (3.1)$$

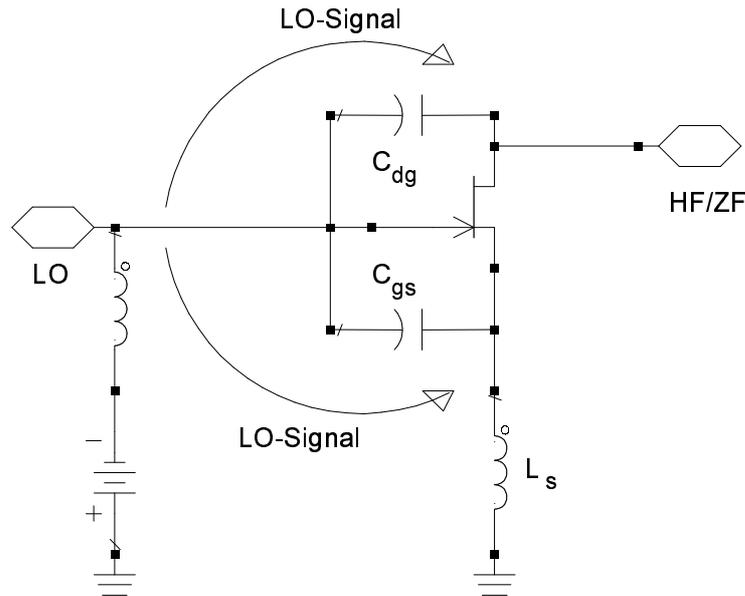


Bild 3.1: Unsymmetrischer, resistiver Mischer mit LO-Übersprechen

mit	$i_{ZF}$	-	Zwischenfrequenz-Strom
	$u_{LO,K}$	-	zum Kanal übergekoppelte LO-Spannung
	$g_{Kanal}$	-	gesamter Kanalleitwert
	$G_{Kanal}$	-	nicht fluktuierender Anteil des Kanalleitwertes
	$\Delta K$	-	normierter, fluktuierender Anteil des Kanalleitwertes
	$i_{DC}$	-	Selbstmisch-Gleichstrom
	$i_{Rauschen}$	-	Selbstmisch-Rauschstrom

Die obige Formel beschreibt das Grundprinzip des Selbstmisch-Prozesses: Der Kanalleitwert  $g_{Kanal}$  wird durch das LO-Signal gesteuert, so daß seine Änderung die gleiche Frequenz besitzt wie die übergekoppelte LO-Spannung  $u_{LO,K}$ . Neben den zahlreichen Harmonischen (in Gleichung 3.1 nicht enthalten) entsteht durch die Multiplikation von Spannung und Leitwert der Gleichstrom  $i_{DC}$ . Aber auch das 1/f-Rauschen des Kanals ändert den Leitwert  $g_{Kanal}$ . Da diese Widerstandsfluktuationen proportional zum Leitwert  $G_{Kanal}$  sind, handelt es sich nicht um eine rein additive Überlagerung von LO und Rauschen. Die Gesamtänderung des Kanalleitwertes erfolgt also nicht gemäß eines rein harmonischen Signals, sondern gemäß eines Signals mit Amplituden-Rauschseitenbändern (Formel 3.1 oben rechts). Der Selbstmisch-Prozeß generiert schließlich die Frequenz 0Hz, so daß die (fiktiven) AM-Seitenbänder in das Basisband transformiert werden und somit Niederfrequenz-Rauschen entsteht. Dieser Vorgang würde auch ohne jegliche Nichtlinearitäten und vor allem ohne Gleichstrom vorhanden sein.

Genau genommen besitzt die vom Gate zum Drain übergekoppelte LO-Spannung  $u_{LO,K}$  ebenfalls Amplituden-Rauschseitenbänder. Das liegt daran, daß sie einen Strom durch den fluktuierenden Drain-Source-Widerstand treibt. Dieser Sachverhalt ist der Übersichtlichkeit wegen in Formel 3.1 nicht enthalten. Er führt lediglich zu einem höheren Selbstmisch-Rauschpegel. Qualitativ bleibt das Ergebnis unverändert.

Faßt man den Ablauf des Selbstmisch-Vorganges zusammen, so gilt: Der Selbstmisch-Prozeß erzeugt vollkommen unabhängig voneinander Gleichstrom und NF-Rauschen. Verhindert

man also das Fließen des Selbstmisch-Stromes mit einer Kapazität im ZF-Pfad, verschwindet das Rauschen nicht! Dieses Phänomen kann nur mit Widerstandsfluktuationen im FET-Kanal erklärt und modelliert werden. (In den späteren Unterkapiteln zeigt sich, daß der Kanal-Gleichstrom dennoch das Rauschen beeinflusst.)

## 3.2 Weitere Rauschursachen

Möchte man das niederfrequente Rauschen des Selbstmisch-Prozesses (beschrieben im vorigen Unterkapitel) messen, müssen alle anderen Rauschursachen unterdrückt werden. Dieses Kapitel beschreibt, wie zusätzliches 1/f-Rauschen generiert wird.

1. Ein großes LO-Signal treibt den Schottky-Kontakt am Gate eines MESFETs oder HEMTs kurzzeitig in Flußrichtung, d.h. die Gate-Source- bzw. Gate-Drain-Diode richtet die hochfrequente Wechselfrequenz gleich und erzeugt so Gleichstrom. Dieser fließt teilweise durch den Transistor-Kanal, wodurch NF-Rauschen entsteht. Der Gleich- und der Rauschstrom, welche die Gate-Elektrode verlassen, müssen während der Messung beobachtet werden. Den FHC40LG kann man im üblichen Arbeitspunkt ( $U_{gs} \approx -0,35\text{V}$ ) mit 0dBm LO-Leistung aussteuern, ohne daß der Gate-Strom über  $0,1\mu\text{A}$  steigt. Die Entstehung von nennenswertem Rauschen findet auf diesem Wege also nicht statt.
2. Amplituden-Rauschen (AM-Rauschen) des LO-Signals ist eine weitere Störquelle. Da sich die LO-Trägerfrequenz beim Selbstmischprozeß auf 0Hz heruntertransformiert, fallen ihre beiden Rauschseitenbänder in den Niederfrequenzbereich. Phasenrauschen (PM-Rauschen) ist hierbei vollkommen vernachlässigbar, denn die Seitenbänder liegen in Quadratur vor und löschen sich bei diesem Vorgang gegenseitig aus, d.h. sie werden um ungefähr 90dB gedämpft. Bei Amplitudenrauschen sind die Seitenbänder jedoch in Phase, d.h. sie überlagern sich beim Selbstmischen konstruktiv. (Bei symmetrischen Mischern würden sie sich ebenfalls auslöschen!) Die Signalgeneratoren, die für diese Arbeit verwendet wurden, erzeugen bereits genug AM-Rauschen, um die Messungen zu stören.  
Glücklicherweise kann man das heruntergemischte AM-Rauschen relativ leicht vom Transistor-Rauschen des Mixers unterscheiden: Das AM-Rauschspektrum verläuft über der Frequenz anders als das des FETs. Ersteres besitzt nur einen geringen Abfall mit der Frequenz (siehe Bild 1.12), d.h. es ist fast konstant. Ein Vergleich mit dem Transistor-Rauschen aus Gleichstrom-Messungen schafft sofort Klarheit über die Herkunft.
3. Auch des HF-Signal ist bei entsprechendem Pegel in der Lage Niederfrequenz-Rauschen im resistiven Mischer zu erzeugen. Der Grund dafür sind die Nicht-Linearitäten des Drain-Source-Widerstandes, die für einen schwachen Selbstmischprozeß sorgen. Dadurch mischt sich einerseits das Amplituden-Rauschen des HF-Signals in das Basisband, andererseits entsteht ein Selbstmischprozeß, der dem der LO-Leistung sehr ähnlich ist und auf die gleiche Weise 1/f-Rauschen und Gleichstrom erzeugt. Alle Rauschmessungen erfolgten daher ohne ein HF-Signal. Der Selbstmischprozeß der Kanal-Nichtlinearitäten wird in Kapitel 3.6 noch ausführlicher behandelt.

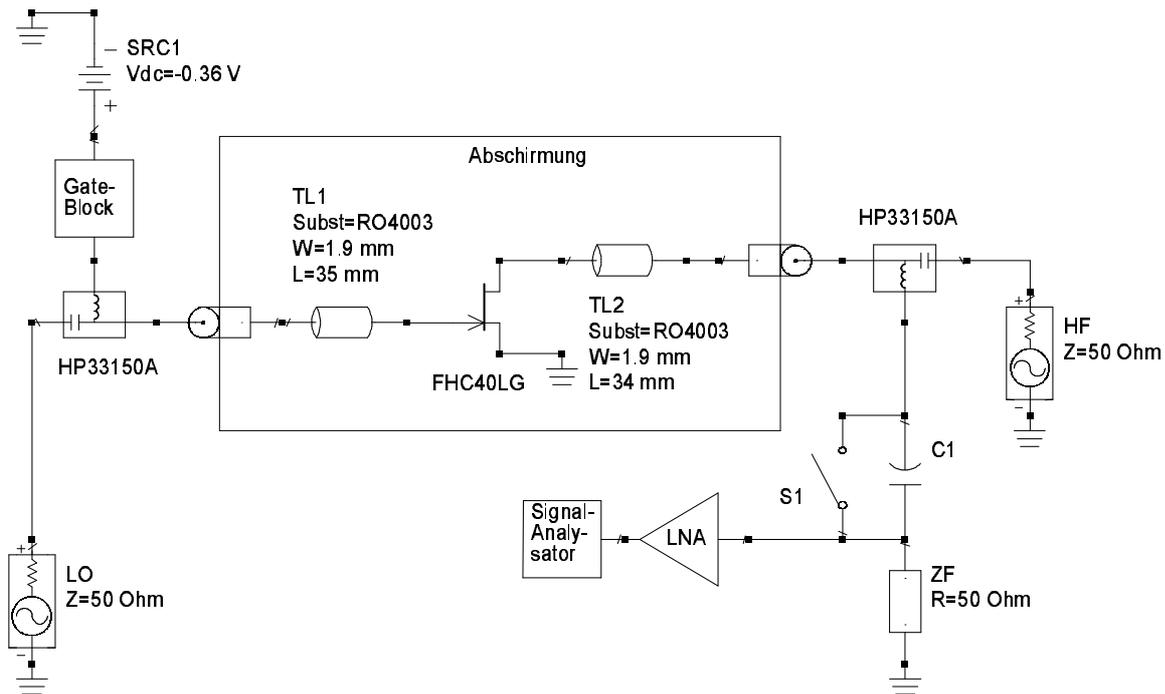


Bild 3.2: Aufbau des gemessenen und simulierten Mixers

### 3.3 Meßaufbau

Bild 3.2 zeigt den Meß- und Simulationsaufbau des Mixers. Um das Einfangen niederfrequenter Störungen zu verhindern, muß die gesamte Apparatur gut geschirmt sein. Der Transistor befindet sich daher mit der Platine, auf die er gelötet wurde, in einem Metallgehäuse. Alle Signale und die Arbeitspunkt-Spannung werden über zwei Koaxialbuchsen nach innen geführt. Das Modell der Mikrostreifen-Koaxial-Übergänge ist im Anhang beschrieben. Der Gate-Block aus Bild 1.7 filtert auch bei dieser Messung die Gate-Source-Spannung. Koaxiale Bias-Ts trennen Spannungsversorgung und LO-Signal am Gate sowie HF- ( $\geq 1\text{GHz}$ ) und ZF-Signal ( $\leq 1\text{MHz}$ ) am Drain (Modell der Bias-Ts HP33150A siehe Anhang). Während der Rauschmessung wird am HF-Eingang ein  $50\Omega$ -Abschluß angeschlossen. Die Gate-Source-Spannung stellt den Drain-Source-Widerstand auf  $50\Omega$  ein und erreicht so eine sehr breitbandige Anpassung sowohl am HF-Eingang als auch am ZF-Ausgang. Die ZF-Kapazität  $C_1$  wird je nach Bedarf eingesetzt oder entfernt. Beide Varianten sind sehr interessant. Als rauscharmer Vorverstärker (LNA) dient wieder der HVA-S von Femto. Sein hoher Eingangswiderstand erlaubt den direkten Anschluß an die  $50\Omega$ -ZF-Last, ohne die Anpassung zu stören.

Zur Unterdrückung des LO-Amplitudenrauschens fand der Aufbau in Bild 3.3 Verwendung. Weil AM-Rauschen eine langsame, unregelmäßige Schwankung der Signal-Amplitude ist, kann es mit einem Begrenzer deutlich verringert werden. Dieses Bauteil besteht im allgemeinen aus zwei anti-parallel geschalteten HF-Dioden, die die Spannungswerte oberhalb eines bestimmten Pegels abschneiden, dabei allerdings sehr starke Harmonische erzeugen. Das hier verwendete Bauteil begrenzt die Leistung auf  $+14\text{dBm}$ , was einen typischen Wert darstellt. (Kleinere sind praktisch nicht verfügbar.) Daher muß die LO-Leistung zunächst verstärkt werden (auf ungefähr  $+25\text{dBm}$ ). Mit einem regelbaren Dämpfungsglied stellt man anschlie-

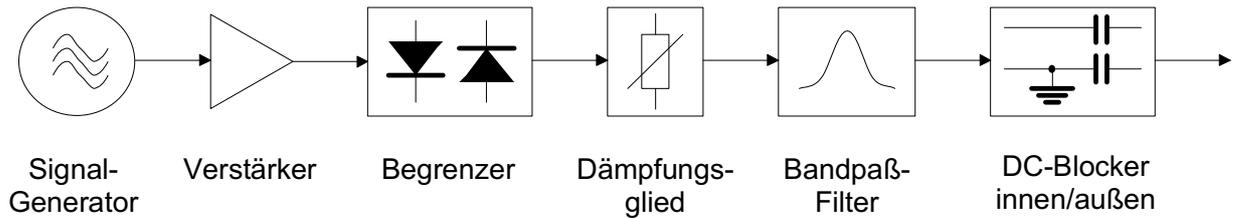


Bild 3.3: LO-Pfad mit Unterdrückung von AM-Rauschen und NF-Störungen

Größe	Bedingung	Wert
Eingangs-1dB-Kompressionspunkt	LO=1GHz/0dBm, ZF=1MHz	+1,3dBm
	LO=1GHz/+3dBm, ZF=1MHz	+4,6dBm
Eingangs-Interceptpunkt 3. Ordnung	LO=1GHz/0dBm, ZF=1MHz±1kHz, RF=-15dBm	+7,6dBm
	LO=1GHz/+3dBm, ZF=1MHz±1kHz, RF=-15dBm	+10,4dBm

Tabelle 3.1: Großsignal-Eigenschaften des resistiven Mixers, FHC40LG mit  $U_{gs} = -0,34V$ 

bend wieder den gewünschten Pegel ein. Ein Bandpaß-Filter (oder Tiefpaß-Filter) beseitigt die Oberwellen. Auf diese Weise wurde eine Reduzierung des AM-Rauschens um etwas über 20dB erreicht.

Bild 3.3 zeigt noch eine weitere notwendige Maßnahme. Elektronische Geräte wie z.B. der Generator erzeugen niederfrequente Störungen, welche sich hauptsächlich auf dem Außenleiter des Koaxialkabels fortpflanzen (Mantelwellen) und über das 230V-Netz zurückfließen. Zur Unterdrückung dieser Störsignale kann wie im Bild 3.3 ein koaxialer DC-Blocker benutzt werden. Er trennt den Außen- und den Innenleiter galvanisch mit je einem Kondensator und läßt daher nur Mikrowellenfrequenzen passieren. Eine andere Möglichkeit wäre die Verwendung eines Hochfrequenz-Trenntrafos.

Wie man sieht, muß schon ein beträchtlicher Aufwand für diese Messungen betrieben werden. Glücklicherweise handelt es sich bei allen Geräten um Standard-Komponenten, die ohne Probleme beschaffbar sind. Ein weiterer Vorteil ist, daß der gesamte Aufbau sehr breitbandig realisiert werden kann. Eine Ausnahme bildet lediglich das Bandpaß-Filter, welches maximal eine Oktave abdeckt. Ein abstimmbares Filter schafft hier gegebenenfalls Abhilfe.

### 3.4 Meß- und Simulationsergebnisse

Dieses Kapitel vergleicht die Simulations- und Meßergebnisse vom unsymmetrischen, resistiven Mischer. Sämtliche Simulationen wurden mit Harmonic Balance von ADS2002 (Agilent Technologies) durchgeführt und erreichten insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen. Die Großsignaleigenschaften, die wegen des vereinfachten Transistormodells nicht simuliert werden konnten, sind in Tabelle 3.1 zu sehen. Aus dieser Tabelle kann man die ausgezeichneten Eigenschaften eines resistiven FET-Mixers ablesen. Insbesondere sei angemerkt, daß der 1dB-Kompressionspunkt bezüglich des Einganges leicht über der LO-Leistung liegt! Alle Werte wurden ohne jegliche Optimierungen und ohne frequenzselektive Filter erreicht.

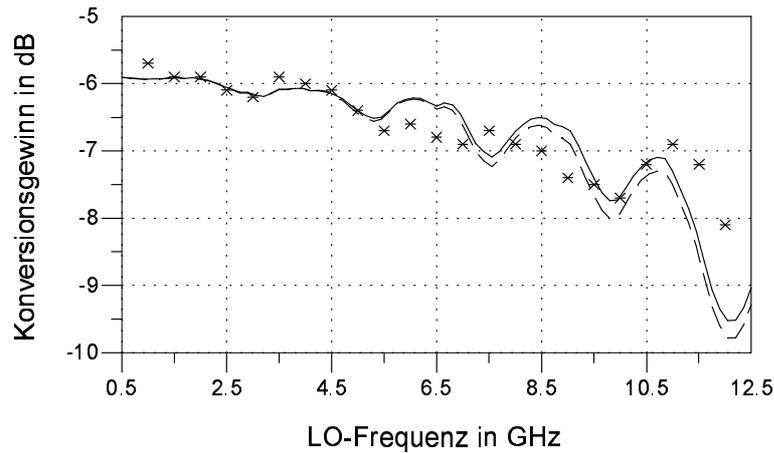


Bild 3.4: Messung (Sterne), Simulation (Linie) und Simulation mit aufgeteiltem Kanal (gestrichelt) des Konversionsgewinns bei 0dBm LO-Leistung, -40dBm HF-Leistung und 1MHz ZF-Frequenz

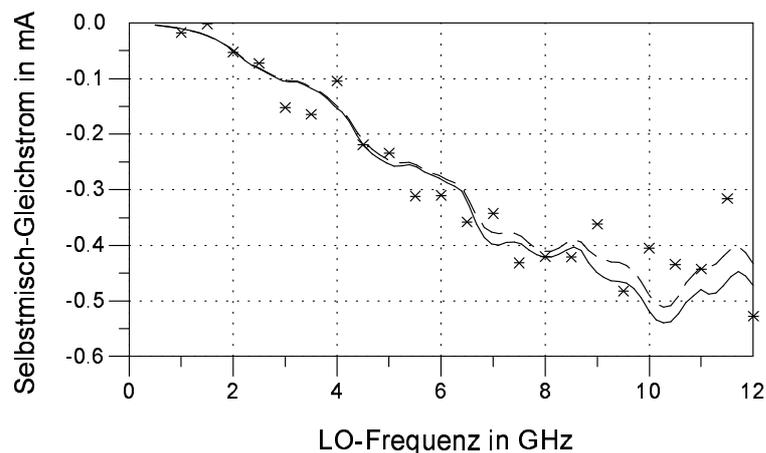


Bild 3.5: Messung (Sterne), Simulation (Linie) und Simulation mit aufgeteiltem Kanal (gestrichelt) des Selbstmisch-Gleichstroms bei 0dBm LO-Leistung

Konversionsgewinn (Bild 3.4) und  $1/f$ -Rauschen (Bild 3.6) besitzen einen welligen Verlauf über der LO-Frequenz. Die Reflexionen am Mikrostreifen-Koaxial-Übergang der Drain-Leitung verursachen diese Erscheinung. Mit einer kürzeren Mikrostreifen-Leitung kann das verbessert werden.

Das NF-Rauschen (Bild 3.6) wurde mit und ohne ZF-Kapazität ( $C_1$  in Bild 3.2) gemessen, d.h. einmal floß der Selbstmisch-Gleichstrom durch den FET-Kanal und einmal nicht. Ohne DC-Pfad erhöht sich das Rauschen um ungefähr 6dB. Den Grund hierfür erläutert das nächste Unterkapitel. Da sich die nicht-linearen Rauschsimulationen als kritisch erwiesen, sollte mit zweifacher oder vierfacher Überabtastung bei der Harmonic Balance gearbeitet werden. Notwendig war dies bei der Rauschberechnung mit gleichzeitigem Gleichstromfluß durch den FET-Kanal (z.B. Selbstmisch-Gleichstrom). Mit dieser Konfiguration entstanden ohne Überabtastung mehrere tiefe Rauschpegel-Einbrüche bei einigen LO-Frequenzen.

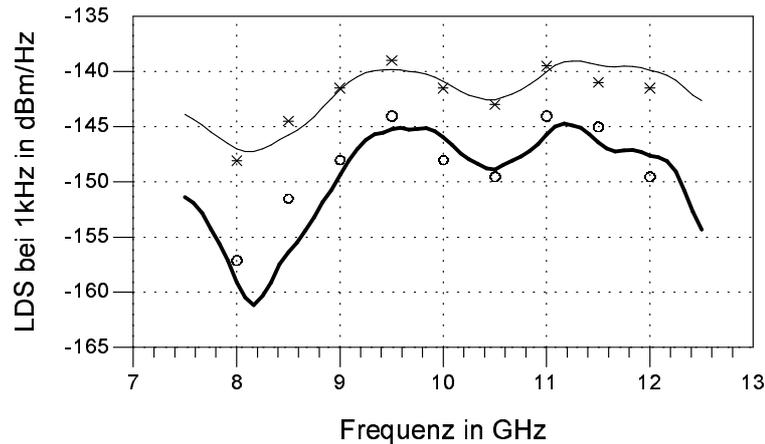


Bild 3.6: NF-Rauschdichte bei 1kHz mit 0dBm LO-Leistung: Simulation mit (dicke Linie) und ohne (dünne Linie) DC-Pfad, Messung mit (Kreise) und ohne (Sterne) DC-Pfad

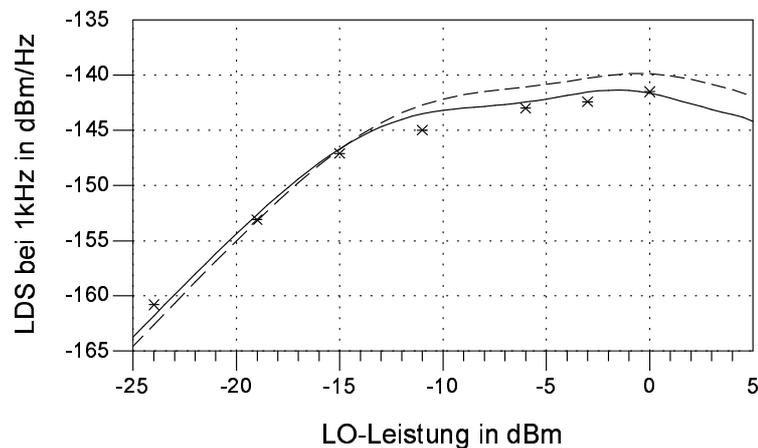


Bild 3.7: Messung (Sterne), Simulation (Linie) und Simulation mit aufgeteiltem Kanal (gestrichelt) der NF-Rauschdichte bei 1kHz (LO-Frequenz 9GHz)

Bild 3.7 zeigt das  $1/f$ -Rauschen in Abhängigkeit von der LO-Leistung. Bei Leistungen unterhalb von  $-15\text{dBm}$  steigt es um  $20\text{dB}$  pro Dekade an. Die Ursache ist die Erhöhung des Konversionsgewinns ( $+10\text{dB}$  pro Dekade) und die steigende Überkopplung ( $+10\text{dB}$  pro Dekade). Bei höheren LO-Leistungen komprimiert der Konversionsgewinn, das Selbstmisch-Rauschen erhöht sich daher nur noch geringfügig.

Die Amplituden- und Phasen-Konversionsgewinne (Bild 3.8 und Bild 3.9) gelten selbstverständlich sowohl für AM- und PM-Rauschen als auch für diskrete Modulationen (z.B. sinusförmig). Wie bereits weiter oben erwähnt, unterliegt die PM-Konversion einer starken Dämpfung. Die Messung war daher sehr ungenau. Daß der PM-Konversionsverlust überhaupt endlich ist, liegt an einer geringen PM-AM-Konversion. Aus dem Diagramm in Bild 3.8 läßt sich bei Kenntnis des AM-Rauschens des LOs die zu erwartenden Störungen bei der NF-Rauschmessung errechnen. Die Werte der Amplituden- und Phasen-Konversionsgewinne in den Diagrammen geben an, wie stark die modulierten Signale beim Heruntermischen in

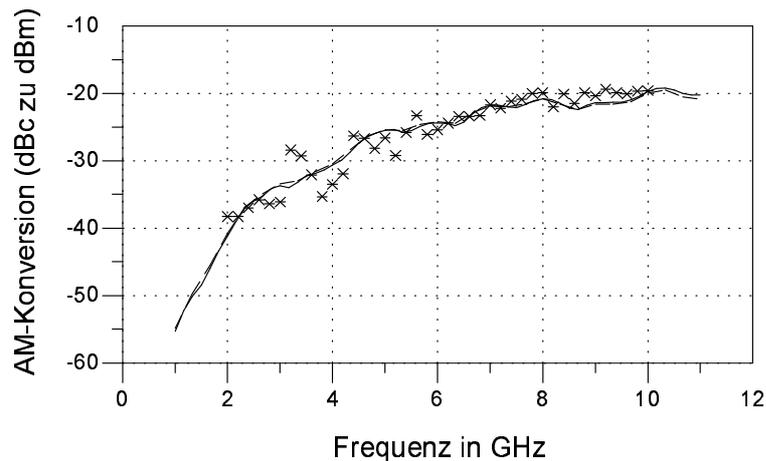


Bild 3.8: Messung (Sterne), Simulation (Linie) und Simulation mit aufgeteiltem Kanal (gestrichelt, aber kaum erkennbar) der Zweiseitenband-AM-Konversion mit 0dBm LO-Leistung

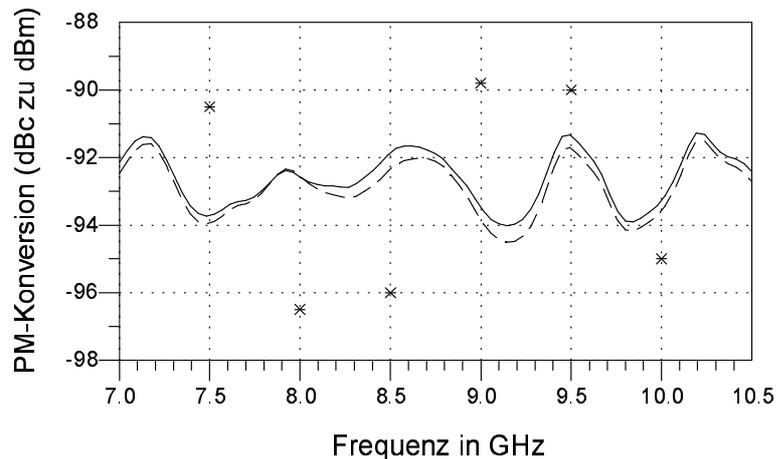


Bild 3.9: Messung (Sterne), Simulation (Linie) und Simulation mit aufgeteiltem Kanal (gestrichelt) der Zweiseitenband-PM-Konversion mit 0dBm LO-Leistung

das Basisband gedämpft werden. D.h. besitzt ein Träger ein moduliertes Signal mit z.B.  $-50\text{dBc}$  ( $50\text{dB}$  unterhalb der Trägerleistung), und beträgt die AM-Konversion z.B.  $-40\text{dBc}$  zu  $\text{dBm}$ , so beträgt die Signalleistung nach dem Mischvorgang  $(-50\text{dBc}) + (-40\text{dBc zu dBm}) = -90\text{dBm}$  im Basisband.

Zum Schluß sollen die Simulationsergebnisse des Transistor-Modells mit aufgeteiltem Kanal (Bild 2.5) diskutiert werden. Lediglich bei dem Selbstmisch-Rauschen ergaben sich im Vergleich zum Standard-Modell nennenswerte Unterschiede (siehe hierzu Bild 3.6 und Bild 3.10). S-Parameter, Konversionsgewinn, Selbstmisch-Gleichstrom und natürlich auch  $1/f$ -Rauschen durch Gleichstrom zeigten nur sehr geringe Abweichungen, die so klein bleiben, daß sie in den Bildern kaum erkennbar sind. Die Simulationen des  $1/f$ -Rauschens durch LO-Selbstmischung beweisen dagegen, daß das Modell mit aufgeteiltem FET-Kanal nicht brauchbar ist. Die Gründe hierfür liegen wahrscheinlich in der extrem geringen Gate-Länge von Mikrowellen-MESFETs und HEMTs, denn dadurch konzentriert sich der größte Teil der Gate-Drain-

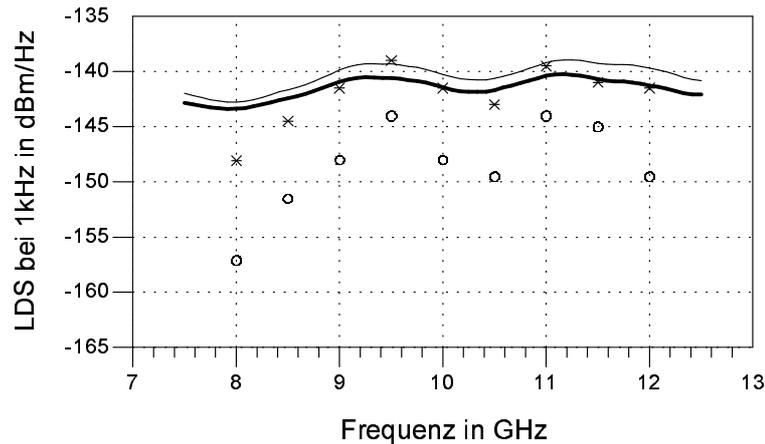


Bild 3.10: NF-Rauschdichte des Modells mit aufgeteiltem Kanal mit 0dBm LO-Leistung: Simulation mit (dicke Linie) und ohne (dünne Linie) DC-Pfad, Messung mit (Kreise) und ohne (Sterne) DC-Pfad

und Gate-Source-Kapazität auf die Region nahe der Elektroden, also an den Enden des Kanals. Das  $1/f$ -Rauschen dagegen entsteht fast ausschließlich in der Mitte. Weiterhin könnte als Ursache vermutet werden, daß die Kanal-Länge noch im Bereich der Korrelationslänge vom  $1/f$ -Rauschen liegt (siehe Kapitel 1.3). Sind die Rauschquellen der Kanal-Teilstücke vollständig korreliert, so ergibt sich auch bei der Rauschsimulation kein nennenswerter Unterschied zwischen dem Standard-Transistormodell und dem mit aufgeteiltem Kanal.

Die Verteilung der Gate-Kapazität über die gesamte Drain-Source-Strecke gemäß Bild 2.5 sorgt dafür, daß die Gate-Kapazität über den rauschenden Kanal-Widerstand geladen wird. Daher fluktuiert die Steuerung des Kanals. Dieser Vorgang dominiert die Rauscherzeugung und der Mischprozeß aus Bild 3.1 und aus Gleichung 3.1 spielt kaum noch eine Rolle. Die Folgen sind:

- Der Unterschied des Rauschens mit und ohne DC-Pfad ist zu klein.
- Die Welligkeit des Rauschens über der LO-Frequenz ist zu flach.
- Bei kleinen LO-Frequenzen tendiert das Modell nach zu großen Rauschpegeln.

Auch die Verwendung von nicht homogen verteilter Kapazität über den Kanal brachte keine besseren Ergebnisse. Als Zusammenfassung kann man sagen, daß mit herkömmlichen Messungen nicht entschieden werden kann, welches der beiden Transistor-Modelle besser geeignet ist. Lediglich bei der Simulation des Selbstmisch-Rauschens treten deutliche Unterschiede auf. Nur mit dieser Methode besteht die Möglichkeit, Messungen durchzuführen, die mit den Simulationsergebnissen des Standard-Modells aus Bild 2.3 übereinstimmen und mit denen des Modells mit aufgeteiltem Kanals nicht.

### 3.5 Weitere NF-Rauschuntersuchungen

Dieses Kapitel untersucht schließlich noch, wovon das  $1/f$ -Rauschen in resistiven Mixern abhängt, und ob es Wege gibt, dies auszunutzen. Dabei werden sämtliche Phänomene erklärt und Hinweise zur Optimierung gegeben.

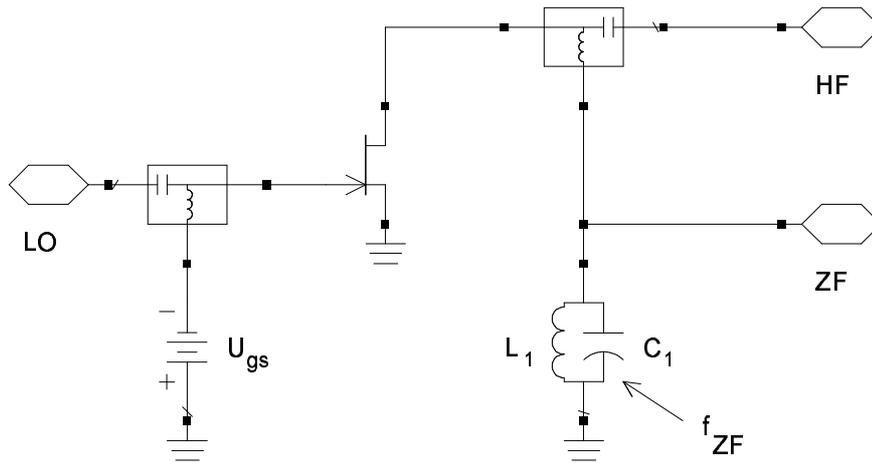


Bild 3.11: Verringerung des NF-Rauschens durch einen Gleichstrom-Kurzschluß

### 3.5.1 Der Einfluß von Gleichstrom

Der unterschiedlich hohe Rauschpegel bei einem Mischer mit und ohne ZF-Gleichstrom-Pfad (Bild 3.6) dient als Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen. Die beiden Konfigurationen unterscheiden sich einzig und alleine in dem Gleichstrom-Fluß durch den FET-Kanal, denn dieser Selbstmisch-Gleichstrom ist definitiv zu klein, um Änderungen im Arbeitspunkt oder ähnliches hervorzurufen. So bleibt der Pegel vom heruntergemischten AM-Rauschen z.B. unabhängig davon, ob Gleichstrom durch den Kanal fließt oder nicht. Also verringert offensichtlich das Fließen des Selbstmisch-Stromes das Niederfrequenz-Rauschen des HEMTs. Durch Kurzschließen kann man diesen Strom natürlich maximieren. Bild 3.11 zeigt hierzu ein Beispiel. Der Parallelschwingkreis erzeugt einen Gleichstrom-Kurzschluß, aber beeinflusst das ZF-Signal und das  $1/f$ -Rauschen nicht. Tatsächlich reduziert der höhere Gleichstrom das NF-Rauschen des Transistors um 12dB in der Simulation und um 7dB in der Realität (im Vergleich zum Mischer mit DC-gekoppeltem ZF-Ausgang). Diese Abweichung wird weiter unten noch erläutert. Zunächst soll der Grund für die Rauschpegel-Verringerung erklärt werden.

Bild 3.12 zeigt ein stark vereinfachtes Ersatzschaltbild des Feldeffekt-Transistors. Es enthält eine Gleichspannungsquelle  $U_{dc}$ , die den Selbstmisch-Gleichstrom generiert, eine Niederfrequenz-Rauschspannungsquelle  $U_n$ , die das Selbstmisch-Rauschen erzeugt, und den fluktuierenden Drain-Source-Widerstand. Da der fluktuierende Widerstand und die Rauschspannungsquelle den gleichen Ursprung besitzen, sind sie vollständig korreliert. Wenn der ZF-Pfad eine Kapazität beinhaltet, dann verläßt kein Gleichstrom den Transistor und nur die Rauschquelle  $U_n$  erzeugt Rauschleistung. In diesem Fall kann man das pure Selbstmisch-Rauschen messen. Arbeitet die Schaltung ohne die Kapazität  $C_{ZF}$ , so fließt Gleichstrom durch den fluktuierenden Drain-Source-Leitwert und läßt zusätzliches Rauschen entstehen. Interessanterweise fließt dieser Strom in jene Richtung, die Rauschen gegenphasig zum Selbstmisch-Rauschen erzeugt (Korrelationskoeffizient beträgt -1). Dadurch sinkt also das Gesamtrauschen bei DC-Kopplung am ZF-Ausgang um mehrere Dezibel (siehe Bild 3.6). Bei Gleichstrom-Kurzschluß gemäß Bild 3.11 sinkt es logischerweise noch mehr.

Die Spannungs- und Strompfeile in Bild 3.12 zeigen, warum beide Rauschursachen (Selbstmisch-Rauschen und Rauschen durch Selbstmisch-Gleichstrom) immer entgegengerichtet

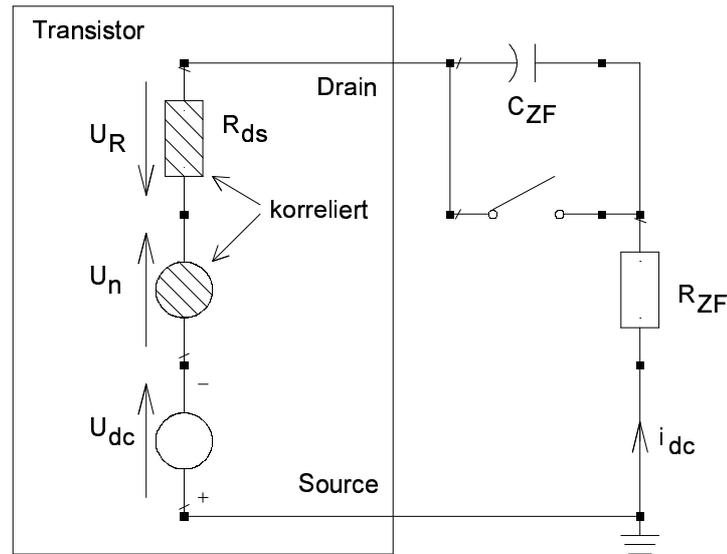


Bild 3.12: Vereinfachtes NF-Rauschmodell des Mischer-FETs

auftreten. Laut Gleichung 3.1 fließen Selbstmisch-Gleichstrom und -Rauschstrom (Gleichung 3.1 beinhaltet nicht den Rauschbeitrag verursacht durch den Selbstmisch-Gleichstrom!) in die gleiche Richtung. Das wurde als Zählrichtung so festgesetzt. In Generatoren weisen Strom- und Spannungspfeile in entgegengesetzte Richtungen. So kommt die Stromrichtung  $i_{dc}$  in Bild 3.12 zustande. (Die negative Flußrichtung entspricht den Beobachtungen in der Realität, wozu später noch mehr gesagt wird.) Fließt dieser Strom durch den fluktuierenden Drain-Source-Widerstand  $R_{ds}$ , so zeigt der resultierende Spannungspfeil (Gleich- und Rauschspannung) in Richtung des Stromflusses, weil es sich in diesem Fall um einen Verbraucher handelt (siehe Bild 3.12). Die zwei Rauschspannungen besitzen zueinander also immer einen Korrelationskoeffizienten von genau -1. Daran ändert sich auch nichts, wenn der Selbstmisch-Gleichstrom in einem Mischer positiv sein sollte.

Bild 3.13 enthält ein Beispiel, wie man den beschriebenen Sachverhalt ausnutzen kann. Eine zusätzliche externe Stromquelle  $I_{dc,z}$  speist soviel Gleichstrom in den FET, daß das  $1/f$ -Rauschen ausgelöscht wird. Laut Simulation könnte man auf diese Weise das gesamten NF-Rauschen des Transistors unterdrücken. Bei Messungen ergab sich allerdings nur eine Rausch-Reduktion um 9dB (im Vergleich zum Mischer mit DC-gekoppeltem ZF-Ausgang). Die Methode, mit Gleichstrom  $1/f$ -Rauschen zu verringern, zeigt bei dem FET-Modell mit aufgeteiltem Kanal (Bild 2.5) keinerlei Wirkung, was auch durch den geringen Unterschied der beiden Rausch-Kurven in Bild 3.10 zu ersehen ist. Das bestätigt erneut das Versagen dieses Ansatzes.

Um beim Mischer aus Bild 3.2 das  $1/f$ -Rauschminimum zu erreichen, wird bei 10GHz und 0dBm LO-Leistung  $650\mu\text{A}$  benötigt. (Die Simulation ergab  $800\mu\text{A}$ .) Bei niedrigeren LO-Frequenzen und niedrigeren LO-Leistungen kommt man natürlich mit weniger Gleichstrom aus (z.B.  $300\mu\text{A}$  bei 5GHz und 0dBm). Im Vergleich zu aktiven Mischerschaltungen ist der Stromverbrauch noch immer klein. Weiterhin erweist sich das Rauschminimum als recht breit, so ergeben  $\pm 10\%$ -Stromabweichung maximal 1dB Rauschzunahme.

Einige qualitative Meßergebnisse an unsymmetrischen, resistiven Mixern mit unterschiedlichen FETs gibt Tabelle 3.2 wieder. Bei allen Beispielen fand der Aufbau aus Bild 3.2

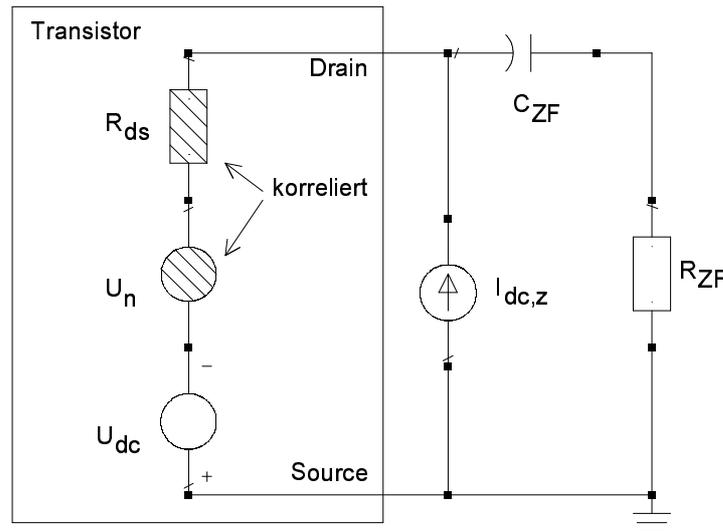


Bild 3.13: Vereinfachtes NF-Rauschmodell des Mischer-FETs mit Stromquelle zur NF-Rauschminimierung

FET und seine Daten	Reduzierung durch DC-Pfad	Reduzierung durch Gleichstrom
Fujitsu HEMT FHC40LG, gehäust, $0,15 \times 280 \mu\text{m}$	6 dB	15 dB
Fujitsu HEMT FHX06LGT, gehäust, $0,25 \times 200 \mu\text{m}$	6,5 dB	10,5 dB
TriQuint MESFET DHSA, Chip, $0,6 \times 6 \times 50 \mu\text{m}$	1,5 dB	12,5 dB
Infineon PHEMT 4F60, Chip, $0,12 \times 4 \times 60 \mu\text{m}$	3 dB	13,5 dB
Infineon PHEMT 8F60, Chip, $0,12 \times 8 \times 60 \mu\text{m}$	5 dB	10,5 dB
Infineon PHEMT 2F250 OHM, Chip, $0,12 \times 2 \times 250 \mu\text{m}$	2 dB	9,5 dB
Agilent MESFET ATF-10136, gehäust, $0,3 \times 14 \times 36 \mu\text{m}$	6,5 dB	11 dB

Tabelle 3.2: Messungen von Selbstmisch- $1/f$ -Rauschen bei Mikrowellen-FETs

Verwendung mit einer  $50\Omega$ -Drain-Source-Strecke. Die FET-Chips wurden on-wafer gemessen. Jeder der untersuchten Transistoren zeigt die Charakteristiken des  $1/f$ -Rauschens vom Standard-Modell, auch wenn eine breite Streuung der  $1/f$ -Rauscheigenschaften unter den Probanden existiert.

### 3.5.2 Rauschen der parasitären Widerstände

Um zu klären, warum die Methoden zur Rauschreduzierung (siehe voriges Unterkapitel) in der Realität weniger effektiv funktionieren als in der Simulation, betrachtet man nochmal das HEMT-Ersatzschaltbild in Bild 2.3. Die Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  wurden bisher als rauschfrei betrachtet, weil keine Methode zur Messung ihres Rauschens bekannt war. Das hat sich mit den neuen Erkenntnissen aus diesem Kapitel geändert. Der Gleichstrom durch den Transistor-Kanal beeinflusst nicht das NF-Rauschen, das die Gate-Widerstände erzeugen. Treibt man also so viel Strom durch den Kanal, daß das Rauschminimum erreicht wird, so stammt das gemessene Rauschen ausschließlich von den Widerständen  $R_{id}$  und  $R_{is}$ .

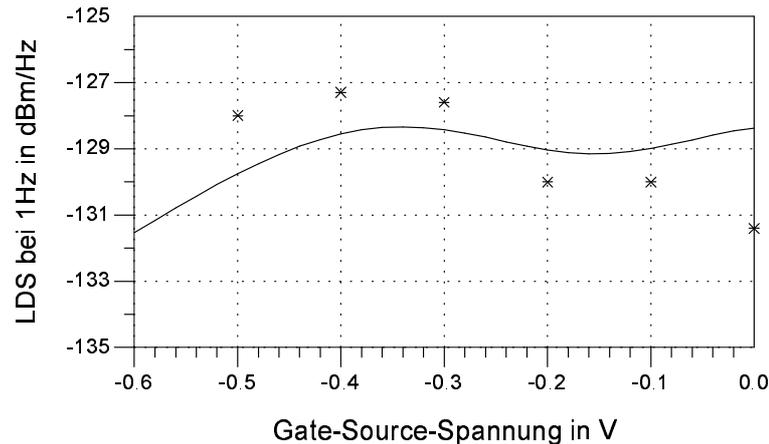


Bild 3.14: Arbeitspunkt-Abhängigkeit des 1/f-Rauschens der intrinsischen Gate-Lade-Widerstände, Messung (Sterne) und Simulation (Linie), Parameter: 9GHz, 0dBm, FHC40LG

Unter der Annahme, daß beide den gleichen  $\alpha/N$ -Wert besitzen (Der FET ist im stromlosen Zustand symmetrisch.), kann durch den Vergleich mit Simulationen deren Rauschparameter bestimmt werden. Für den FHC40LG wurde

$$\frac{\alpha}{N} = -80\text{dB} \quad (3.2)$$

gemessen. Leider ist die Ermittlung der Gate-Widerstandswerte durch S-Parameter-Messungen recht ungenau. Gleiches gilt daher auch für den gewonnenen  $\alpha/N$ -Parameter, den man somit als einen Anpassungswert betrachten muß, welcher der wahren Zahl nicht entspricht. Für die Simulationen spielt das aber keine Rolle. Immerhin liegt der Rauschparameter in der für diesen Transistor typischen Größenordnung. Der Modell-Ansatz scheint also physikalisch vernünftig zu sein.

Bild 3.14 zeigt das Rauschen der intrinsischen Gate-Lade-Widerstände. Die Simulation entstand unter der Annahme, daß sowohl deren Werte als auch die Größe ihres 1/f-Rauschens unabhängig von der Gate-Source-Spannung sind. Die Meßergebnisse bestätigen die Richtigkeit dieser Annahme. Die Abweichungen liegen im Bereich der Meßungenauigkeit, welche in diesem Fall aufgrund der sehr kleinen Rauschpegel relativ groß ist. Bei anderen Feldeffekt-Transistoren (anderer Hersteller, andere Technologie etc.) könnte sich allerdings durchaus eine Arbeitspunktabhängigkeit ergeben.

Das 1/f-Rauschen in resistiven Mischern, das von den Gate-Widerständen stammt, zeigt wesentlich gleichmäßigere Eigenschaften als jenes vom Kanal. Es besitzt eine flachere Welligkeit im LO-Frequenzverlauf (als in Bild 3.6) und ist unabhängig davon, ob ein ZF-Gleichstrom-Pfad existiert oder nicht. Es entsteht auf die gleiche Art wie das Rauschen beim FET-Modell mit aufgeteiltem Kanal: Die Spannung über der Gate-Source-Kapazität steuert den HEMT-Kanal. Da sich diese Kapazität über den fluktuierenden Widerstand  $R_{is}$  auflädt, ist die Steuerung des FETs rauschbehaftet. Das bedeutet, das Signal, welches den Kanal-Leitwert ändert, besitzt neben der reinen LO-Frequenz noch AM-Rauschseitenbänder. Diese Rauschbänder konvertiert der Selbstmischprozeß zurück in das Basisband, von wo sie ursprünglich stammen. Auch der Drain-Ladewiderstand  $R_{id}$  erzeugt 1/f-Rauschen, denn über ihn lädt sich die Gate-Drain-Kapazität auf. Das heißt, das LO-Signal, welches vom Gate- zum Drain-Anschluß überkoppelt, erhält AM-Rauschseitenbänder aufgeprägt. Diese Rauschseitenbänder

landen aufgrund des Selbstmischprozesses schließlich wieder im Niederfrequenzbereich. Im Normalfall tragen die Widerstände  $R_{is}$  und  $R_{id}$  nicht merklich zum gesamten  $1/f$ -Rauschen eines unsymmetrischen Mischers bei (daher das gute Ergebnis in Bild 3.6, wo dieser Anteil vernachlässigt wurde). Die Fluktuationen der parasitären Widerstände  $R_s$  und  $R_d$  erzeugen durch exakt die gleiche Methodik Niederfrequenz-Rauschen wie soeben beschrieben. Allerdings liegt der von ihnen verursachte Selbstmisch-Rauschpegel 20dB unterhalb dem der Lade-Widerstände  $R_{is}$  und  $R_{id}$ , was in einem späteren Unterkapitel gezeigt wird. Dieser Rauschbeitrag ist demnach in jeder Situation vernachlässigbar.

Auch das Rauschen der Gate-Ladewiderstände ist genaugenommen nicht vollkommen unabhängig vom Kanal-Gleichstrom, denn dieser Gleichstrom erzeugt einen Spannungsabfall und verändert so den Arbeitspunkt. Dieser Effekt ist aber zu schwach, als daß man ihn in der Realität beobachten könnte. Um das Rauschen um einige wenige Dezibel zu erhöhen, wäre Gleichstrom nötig, der bereits deutlich mehr Kanalrauschen erzeugen würde.

Da das Rauschen der Gate-Ladewiderstände durch den Selbstmischprozeß entsteht, stammt die Energie natürlich vom LO-Signal und wird durch den Kanalleitwert umgesetzt. Der Innenwiderstand dieser Rauschquelle ist also der Drain-Source-Widerstand. Um die Ersatzschaltung in Bild 3.12 um das  $R_{id}/R_{is}$ -Rauschen zu erweitern, muß man demnach eine zweite Rauschspannungsquelle in Reihe zu den drei vorhandenen Komponenten schalten. Sie besitzt jedoch keine Korrelation zu den anderen Rauschelementen.

Wegen der zwei Rauschquellen (Drain-Source-Leitwert und Gate-Widerstände) ähnelt das neue Modell dem bekannten und weit verbreiteten Pospieszalski-Modell [42] für Hochfrequenz-Rauschen. Auch hier existieren die gleichen, voneinander unkorrelierten Quellen. Der Grund für die fehlende Korrelation ist in beiden Fällen der gleiche und leicht verständlich: Die Widerstände liegen an unterschiedlichen Orten im Halbleiter-Plättchen (siehe Bild 2.4) und keine der Rauschursachen besitzt eine räumliche Korrelation. Ein Argument gegen die fehlende Korrelation wäre sicherlich die gegenseitige Beeinflussung von Gate-Source- und Drain-Source-Spannung. Allerdings ist dieser Sachverhalt in dem Transistormodell bereits enthalten: Die Steuerung des Kanals gilt auch für das Rauschen.

### 3.5.3 Richtung des Selbstmisch-Gleichstromes

Als nächstes soll untersucht werden, weshalb der Selbstmisch-Gleichstrom praktisch immer in den Drain-Anschluß hineinfließt (siehe Bild 3.5) und so eine negative Gleichspannung am ZF-Ausgang erzeugt. Dieser Sachverhalt scheint recht typisch für Mischer-Topologien nach Bild 3.2 zu sein. Bild 3.15 verdeutlicht den Vorgang anhand einer stark vereinfachten Ersatzschaltung eines resistiven Einzel-FET-Mischers. Die LO-Spannung koppelt aufgrund der Gate-Drain-Kapazität zum FET-Kanal und fällt dort über dem Kanal-Leitwert ab. Es handelt sich demnach um einen RC-Hochpaß-Filter erster Ordnung. Da die Phasenverschiebung zwischen Gate- und Drain-Anschluß die entscheidende Rolle spielt, wird die Formel 3.1 folgendermaßen erweitert:

$$\begin{aligned}
 i_{ZF} &= u_{LO,K} \cdot g_{Kanal} = \hat{u}_{LO,K} \cdot \cos(\omega t) \cdot G_{Kanal} \cdot \cos(\omega t + \phi) \cdot (1 + \Delta K) \\
 &= i_{DC} \cdot (1 + \Delta K) \cdot 0,5 \cdot (\cos \phi + \cos(2\omega t + \phi)) \\
 &= (i_{DC} + i_{Rauschen}) \cdot 0,5 \cdot \cos \phi + \dots
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

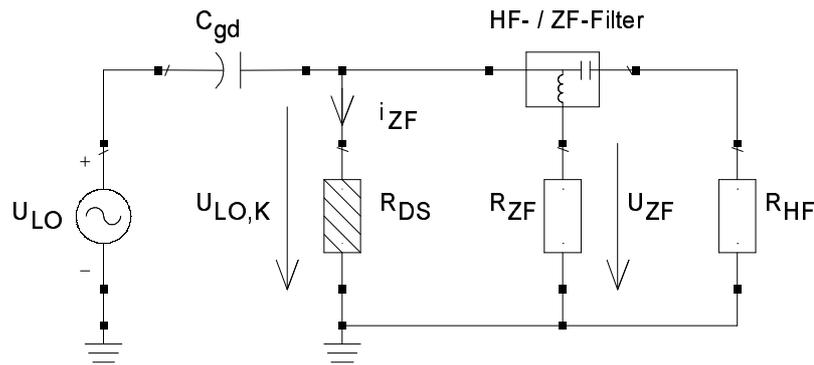


Bild 3.15: Vereinfachtes Ersatzschaltbild des Mixers mit Strom- und Spannungszählrichtung

mit $i_{ZF}$	-	Zwischenfrequenz-Strom
$u_{LO,K}$	-	zum Kanal übergekoppelte LO-Spannung
$\hat{u}_{LO,K}$	-	Spitzenwert der zum Kanal übergekoppelten LO-Spannung
$g_{Kanal}$	-	gesamter Kanalleitwert
$G_{Kanal}$	-	Spitzenwert des nicht fluktuierenden Anteils vom Kanalleitwert
$\Delta K$	-	normierter, fluktuierender Anteil des Kanalleitwertes
$i_{DC}$	-	Selbstmisch-Gleichstrom
$i_{Rauschen}$	-	Selbstmisch-Rauschstrom
$\phi$	-	Phasenunterschied zwischen Spannung und Leitwert-Änderung

Damit ist sofort klar, daß allein der Phasenwinkel  $\phi$  über das Vorzeichen des Selbstmisch-Gleichstromes  $i_{DC}$  entscheidet. Die Größe  $\phi$  in Gleichung 3.3 bezeichnet die Phasendifferenz zwischen der übergekoppelten LO-Spannung am internen Drain und der Leitwärtsänderung des HEMT-Kanals. Es muß nur noch geklärt werden, welchen Wert diese Phasendifferenz im typischen Betrieb eines resistiven Mixers erreicht. Als Bezugsphase wird die der LO-Spannung am internen Gate-Anschluß verwendet. Man erhält:

- Phasenverschiebung eines RC-Hochpasses erster Ordnung von  $+90^\circ$  (sehr niedrige Frequenz) bis  $0^\circ$  (sehr hohe Frequenz)
- Kanal-Leitwert und Gate-Spannung sind in Phase, d.h.  $0^\circ$  (solange Kanal-Laufzeit vernachlässigbar ist)

Insgesamt variiert der Winkel  $\phi$  aus der Formel 3.3 von  $< +90^\circ$  bis  $> 0^\circ$ . Der Cosinus liefert also einen positiven Wert, woraus die in Bild 3.15 verwendete Zählrichtung entsteht, in der Praxis also eine negative ZF-Gleichspannung. (Anmerkung: Da der Drain-Source-Widerstand  $R_{DS}$  wegen des Selbstmischprozesses als Generator arbeitet, sind Strom- und Spannungsrichtung von ihm entgegengesetzt. Der Spannungspfeil  $u_{LO,K}$  in Bild 3.15 bezeichnet jedoch nicht die im FET-Kanal erzeugte Spannung  $u_{ZF}$ !)

Die Selbstmisch-Gleichspannung am ZF-Ausgang besitzt also in den allermeisten Fällen ein negatives Vorzeichen. Da die Gate-Drain-Kapazität den Winkel  $\phi$  aus Gleichung 3.3 maßgeblich bestimmt, kann er durch äußere Beschaltung nur schwer beeinflusst werden. Filter am Drain-Anschluß können die Phase eines durchlaufenden Signals zwar beliebig ändern, der Phasenunterschied am internen Drain variiert dabei jedoch nur geringfügig. Lediglich bei sehr niedrigen LO-Frequenzen (bis ca. 1GHz), wo die Phasendifferenz vom Gate- zum

Drain-Anschluß praktisch  $+90^\circ$  beträgt, kann man durch induktive Beschaltung des Drains auch positive Selbstmisch-Spannungen ermöglichen, da der Winkel  $\phi$  etwas vergrößert wird. Natürlich existiert dementsprechend auch eine Nullstelle. Dieses Verschwinden der Überkopplung kann nur sehr schmalbandig und durch genaue Abstimmung erreicht werden. Weiterhin eignen sich gehäuste Feldeffekt-Transistoren kaum für diese Methode, da sie noch das Übersprechen durch die Gate-Source-Kapazität erzeugen (siehe Bild 3.1).

Eine andere Möglichkeit zur Verringerung des LO-Übersprechens beschreibt [46]. Vorgestellt wird ein monolithischer, resistiver Einzel-FET-Mischer. Parallel zur Gate-Drain-Strecke befindet sich eine  $180^\circ$ -Umwege-Leitung mit einem Kondensator, welcher der Gate-Drain-Kapazität des Transistors entspricht. Die LO-Spannung, welche diese zusätzliche Signalstrecke durchläuft, besitzt somit die gleiche Amplitude und die entgegengesetzte Phasenlage wie die LO-Spannung, welche die Gate-Drain-Kapazität des FETs passiert. Darum findet eine Auslöschung statt, und das Selbstmisch-Rauschen verringert sich. Leider ist der Artikel [46] sehr kurz gehalten, so daß die Leistungsfähigkeit dieses Schaltungskonzeptes nicht beurteilt werden kann.

### 3.5.4 Rauschoptimierter Arbeitspunkt

In diesem Unterkapitel wird gezeigt, welcher Arbeitspunkt für einen resistiven FET-Mischer das geringste  $1/f$ -Rauschen hervorbringt. Dazu soll nochmal daran erinnert werden, daß der Selbstmisch-Gleichstrom beim Fließen durch den FET-Kanal  $1/f$ -Rauschen generiert, welches zum reinen Selbstmisch-Rauschen einen Korrelationskoeffizienten von  $-1$  besitzt. Das heißt aber nicht, daß sich das NF-Rauschen bei vorhandenem Gleichstrom-Pfad immer verringert (im Vergleich zum NF-Rauschen ohne Gleichstrom-Pfad). Tatsächlich kann der Selbstmisch-Gleichstrom auch mehr als doppelt soviel Rauschen entstehen lassen als der pure Selbstmisch-Prozeß. In diesem Fall sinkt der Rauschpegel durch Abblocken des Gleichstrom-Pfades. Es muß also auch eine Konfiguration existieren, wo beide Rauschursachen sich vollständig auslöschen, so daß nur noch das  $1/f$ -Rauschen von den Ladewiderständen  $R_{i_s}$  und  $R_{i_d}$  übrigbleibt.

Das Verhältnis zwischen dem reinen Selbstmisch-Rauschen und dem vom Selbstmisch-Gleichstrom erzeugten wird von Art und Größe der ZF-Impedanz bestimmt. Der Drain-Source-Widerstand des Transistors ist gleichzeitig der Innenwiderstand des Mixers. Dieser Innenwiderstand gilt für alle Selbstmisch-Produkte. Verringert man den Abschlußwiderstand am ZF-Ausgang, so sinkt die reine Selbstmisch-Rauschspannung. Verringert man den Gleichstrom-Abschlußwiderstand, so steigt der Selbstmisch-Gleichstrom und damit auch die von ihm erzeugte Rauschspannung. Daraus folgt: Es muß einen Arbeitspunkt geben, bei dem das niederfrequente Rauschen des Kanals vollständig verschwindet. Bild 3.16 zeigt die Ergebnisse des Mixers mit Gleichstrom-Pfad ( $50\Omega$ ), also nach Bild 3.2 mit geschlossenem Schalter  $S_1$ . Messung und Simulation sind um  $0,04V$  verschoben, was an der relativ schlechten Nachbildung des Selbstmisch-Gleichstromes (Bild 3.5) bei der verwendeten Frequenz liegt. Man erkennt, daß bei  $U_{gs} = -0,45V$  ein Rauschminimum eintritt. An dieser Stelle rauschen nur noch die Gate-Ladewiderstände. Mit Gleichstrom kann keine weitere Reduzierung erreicht werden. Leider wäre der Mischer in diesem Arbeitspunkt stark fehlangepaßt (bezüglich  $50\Omega$ ).

Bild 3.17 zeigt die Situation bei Gleichstrom-Kurzschluß im ZF-Pfad, also in dem Mischer nach Bild 3.11. Genau wie im vorigen Fall liegen Messung und Simulation verschoben vor. Das gilt insbesondere für das erste Rauschminimum in der Simulation bei  $U_{gs} = -0,42V$ .

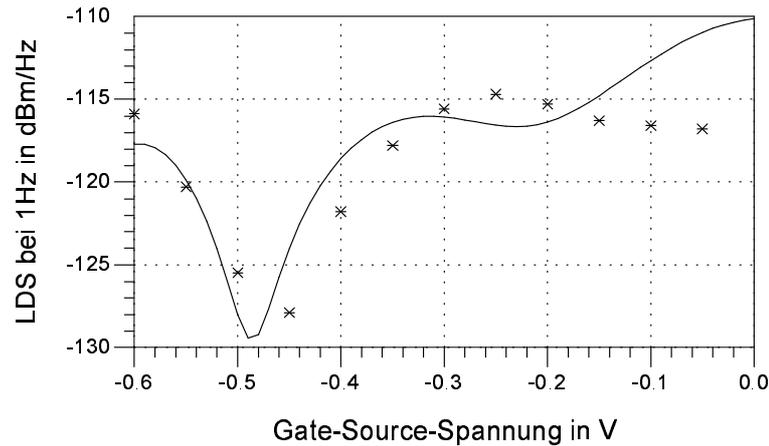


Bild 3.16: 1/f-Rauschen in Abhängigkeit des Arbeitspunktes bei 9GHz/0dBm mit Gleichstrom-Pfad

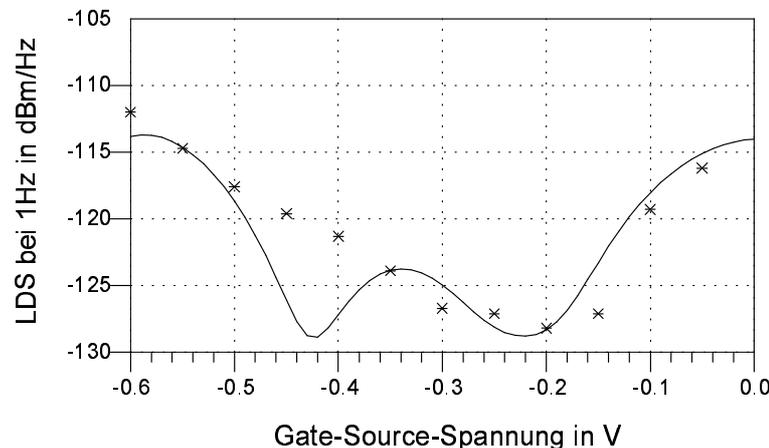


Bild 3.17: 1/f-Rauschen in Abhängigkeit des Arbeitspunktes bei 9GHz/0dBm mit Gleichstrom-Kurzschluß

Der hohe Selbstmisch-Gleichstrom sorgt für ein recht breites Absinken des Kanal-Rauschens. Bei  $U_{gs} = -0,2V$  existiert nur noch das 1/f-Rauschen der Gate-Ladewiderstände. Möchte man das Rauschminimum zu niedrigeren Gate-Source-Spannungen verschieben, kann statt des Gleichstrom-Kurzschlusses ein kleiner Widerstand eingefügt werden. Beim Mischer nach Bild 3.2 ist es mit dieser Methode möglich, das Rauschminimum zum optimalen Arbeitspunkt (HF- und ZF-Anpassung) zu verlegen.

### 3.5.5 Einfluß von Gate-Weite und Frequenz

Zum Schluß dieses Abschnittes sollen die Skalierungen eines unsymmetrischen, resistiven Mixers verdeutlicht werden. Daran sind sehr viele Vorgänge beteiligt, weil natürlich jedes Ersatzschaltungselement seinen Einfluß ausübt. Hier sollen jedoch nur die maßgeblichen Ursachen erwähnt werden. Bild 3.18 zeigt die Simulationsergebnisse für die fundamentale Erhöhung des Selbstmisch-Rauschens mit der LO-Frequenz. Dabei fand lediglich die intrin-

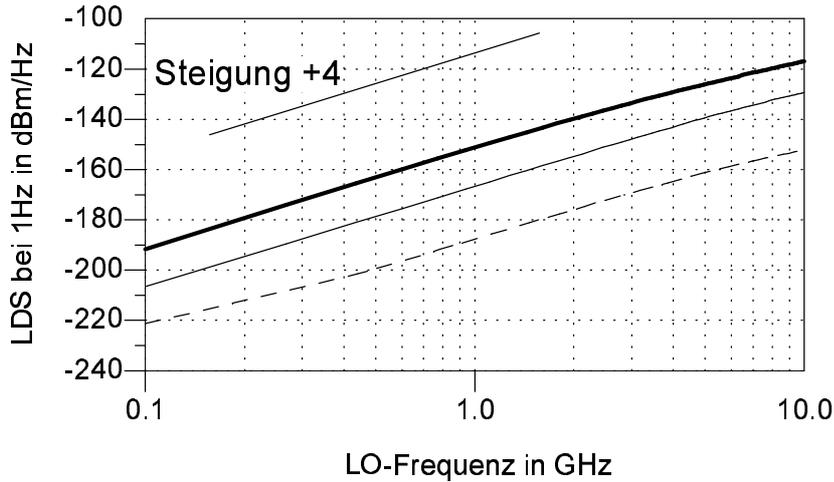


Bild 3.18: Simuliertes Selbstmisch-Rauschen eines Einzel-FET-Mischers mit intrinsischen FHC40LG bei  $U_{gs} = -0,36V$ ; vom Kanal (dicke Linie), von den Gate-Widerständen  $R_{is}/R_{id}$  und von den parasitären Randwiderständen  $R_s/R_d$  (gestrichelt)

sische Ersatzschaltung des Fujitsu HEMTs FHC40LG (aus Bild 2.3) in einer idealisierten Umgebung Verwendung. Mit anderen Worten alle parasitären Effekte, welche den Frequenzverlauf zusätzlich beeinflusst hätten, wurden entfernt. Man erkennt eine Steigung von +40dB pro Frequenz-Dekade für alle drei Rauschquellen (Kanal und parasitäre Widerstände). Erst bei sehr hohen Frequenzen flacht die Kurve sehr geringfügig ab. Die 40dB-Steigung entsteht aufgrund der sinkenden Impedanz der Gate-Drain-Kapazität (erzeugt +20dB Steigung pro Dekade wegen zunehmender Überkopplung) und der Änderung der Phase beim Überkoppeln (erzeugt +20dB pro Dekade). Um letzteres zu verstehen, muß die Formel 3.3 herangezogen werden: Wenn die LO-Spannung vom Gate zum Drain überkoppelt, erfährt sie eine (frequenzabhängige) Phasenverschiebung  $\phi$ . In einem RC-Hochpaß-Filter erster Ordnung, um den es sich in erster Näherung beim Feldeffekt-Transistor handelt (siehe Bild 3.15), beträgt die Phasenverschiebung vom Eingang (Gate-Anschluß) zum Ausgang (Drain-Anschluß):

$$\phi = \arctan \left( \frac{1}{\omega \cdot \tau} \right) \tag{3.4}$$

- mit  $\phi$  - Phasenverschiebung zwischen Ein- und Ausgang
- $\omega$  - Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi \cdot f$
- $\tau$  - Zeitkonstante des RC-Gliedes  $\tau = R \cdot C$

Die Abhängigkeit des Rauschstromes vom Winkel  $\phi$  beträgt laut Formel 3.3  $\cos(\phi)$ . Mit der Identität ([75] Seite 65)

$$\cos \phi = \frac{\pm 1}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}} \tag{3.5}$$

ergibt sich also (Da  $\phi$  nach Kapitel 3.5.3 zwischen  $0^\circ$  und  $+90^\circ$  liegt gilt das positive Vorzeichen in Formel 3.5.):

$$\cos \phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{(\tau\omega)^2}}} \tag{3.6}$$

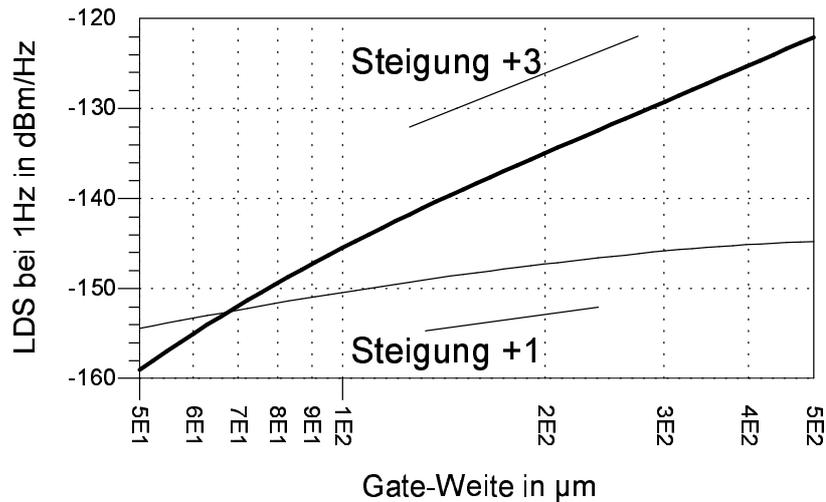


Bild 3.19: Selbstmisch-Rauschen eines Einzel-FET-Mischers mit intrinsischen FHC40LG, Rauschen vom Kanal (dicke Linie) und von den intrinsischen Gate-Ladewiderständen (dünne Linie), LO=4GHz/-3dBm,  $U_{gs} = -0,25V$

Im Frequenzbereich bis einige Giga-Hertz ist  $\omega \ll 1/\tau$ , so daß man schließlich folgendes erhält:

$$\cos \phi \approx \frac{1}{\sqrt{(\tau\omega)^2}} = \tau\omega \quad (3.7)$$

Die resultierende Funktion ergibt demnach in der Tat einen perfekten 20dB-Anstieg pro Frequenz-Dekade, der erst abflacht, wenn die Kreisfrequenz  $\omega$  sich  $1/\tau$  nähert. Die geringe Abflachung in Bild 3.18 bei hohen Frequenzen stammt davon. Da alle Rauschquellen im Mischer von dem LO-Übersprechen gespeist werden, gleichen sich ihre Steigungen. Aus Gleichung 3.3 ist weiterhin zu erkennen, daß der Selbstmisch-Gleichstrom die selben Abhängigkeiten besitzt wie das  $1/f$ -Rauschen. Auch hier ergibt sich eine Steigung von 40dB pro Frequenz-Dekade.

In Bild 3.18 kann man die Pegel der einzelnen Rauschquellen vergleichen. Der FET-Kanal dominiert das Selbstmisch-Rauschen. Um 15dB niedriger liegt der Rauschanteil der intrinsischen Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$ . Nochmals 20dB weniger rauschen die parasitären Randwiderstände  $R_d$  und  $R_s$  und besitzen damit keinerlei Einfluß.

In Bild 3.19 ist die Abhängigkeit des Selbstmisch-Rauschens von der Gate-Weite zu sehen. Die Simulationsergebnisse entstanden wieder mit dem intrinsischen Fujitsu HEMT FHC40LG, auf den die bekannten Skalierungsregeln für HEMTs und MESFETs ([52] und Bild 2.11) angewendet wurden:

$$C_{gs} \sim W \quad , \quad C_{gd} \sim W \quad , \quad C_{ds} \sim W \quad (3.8)$$

$$R_{id} \sim \frac{1}{W} \quad , \quad R_{is} \sim \frac{1}{W} \quad , \quad R_{ds} \sim \frac{1}{W} \quad (3.9)$$

$$\frac{\alpha}{N} \sim \frac{1}{W} \quad (3.10)$$

mit	$C_{gs}$	-	Gate-Source-Kapazität
	$C_{gd}$	-	Gate-Drain-Kapazität
	$C_{ds}$	-	Drain-Source-Kapazität
	$R_{id}, R_{is}$	-	intrinsische Gate-Ladewiderstände
	$R_{ds}$	-	Drain-Source-Widerstand
	$W$	-	Gate-Weite
	$\alpha, N$	-	1/f-Rauschparameter

Genau wie bei den ersten Untersuchungen in diesem Unterkapitel fand auch hierbei eine idealisierte  $50\Omega$ -Schaltungsumgebung Verwendung. Da mit der Gate-Weite der Drain-Source-Leitwert variiert, bleibt weder die ZF-Anpassung noch das Konversionsverhalten des Mixers unverändert. Daher ergibt sich keine ideale, konstante Steigung. Trotzdem ist die entscheidende Eigenschaft in Bild 3.19 deutlich zu erkennen: Das Rauschen, das vom FET-Kanal stammt, steigt wesentlich stärker mit der Gate-Weite als das Rauschen, das die Gate-Ladewiderstände erzeugen. Die Theorie würde folgende Steigungen ergeben:

- Rauschen vom Kanal erhöht sich mit +30dB pro Dekade: +40dB aufgrund der höheren Kapazitätswerte (Blindleitwerte und Phasenverschiebung je +20dB) und -10dB aufgrund des geringeren 1/f-Rauschens (siehe Bild 2.11). Die Änderung des Kanal-Widerstandes  $R_{ds}$  dagegen hat kaum einen Einfluß, weil einerseits der (konstante) Lastwiderstand parallelgeschaltet ist, und andererseits sich zwei Einflüsse ungefähr aufheben: Die Verringerung durch den  $R_{ds}C_{gd}$ -Hochpaß und die Erhöhung durch den Mischvorgang (siehe Formel 3.3).
- Rauschen von den Widerständen  $R_{id}$  und  $R_{is}$  erhöht sich mit +10dB pro Dekade: +40dB wegen der steigenden Kapazitätswerte (Blindleitwerte und Phasenverschiebung je +20dB), -10dB wegen des geringeren 1/f-Rauschens und -20dB wegen der sinkenden Widerstandswerte von  $R_{id}$  und  $R_{is}$ .

Wie ebenfalls in Bild 3.19 zu sehen ist, dominiert bei sehr kleinen Gate-Weiten das Niederfrequenz-Rauschen der Gate-Ladewiderstände über dem des Kanals. Das wirkt sich sehr nachteilig auf kleine Feldeffekt-Transistoren aus. Aufgrund der deutlich günstigeren Eigenschaften verwendet man bei resistiven Mixern FETs mit möglichst großer Gate-Weite (siehe Kapitel 5). Die Betriebsfrequenzen begrenzen diese Bestrebung. Grob gesagt, muß für eine doppelt so hohe Betriebsfrequenz die Gate-Weite halbiert werden, wodurch zwar das LO-Übersprechen konstant bleibt, das niederfrequente Rauschen vom Kanal sich aber um 3dB erhöht. (Vergleiche hierzu Bild 3.18 und Bild 3.19.) Mixer für hohe Frequenzen unterliegen also einem stärkeren NF-Rauschpegel. Dominieren in resistiven FET-Mixern die Gate-Ladewiderstände das 1/f-Rauschen, so steigt es bei frequenzbedingter Gate-Weiten-Halbierung um 9dB. (Vergleiche auch hierzu Bild 3.18 und Bild 3.19.) Weiterhin besteht nicht die Möglichkeit, das Niederfrequenz-Rauschen mittels Gleichstromfluß durch den FET-Kanal zu verringern. Resistive Millimeterwellen-Mischer generieren also recht hohe 1/f-Rauschpegel. Darüber wird Kapitel 4 noch berichten.

### 3.6 Selbstmisch-Prozeß durch Kanal-Nichtlinearitäten

Wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt wurde, erzeugt nicht nur die LO-Leistung einen Selbstmisch-Prozeß in resistiven Mixern, sondern auch das HF-Signal. Die Nichtlinearitäten des

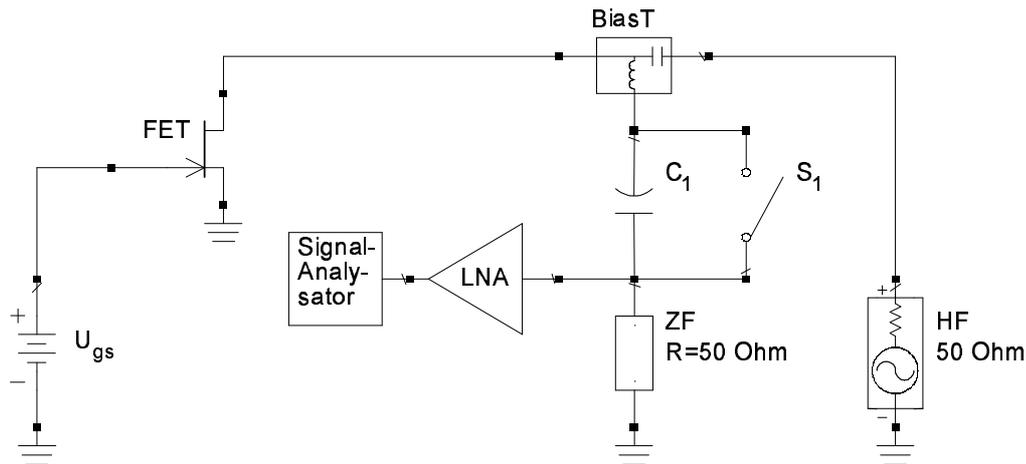


Bild 3.20: Schaltung zum Messen des HF-Selbstmischprozesses durch Kanal-Nichtlinearitäten

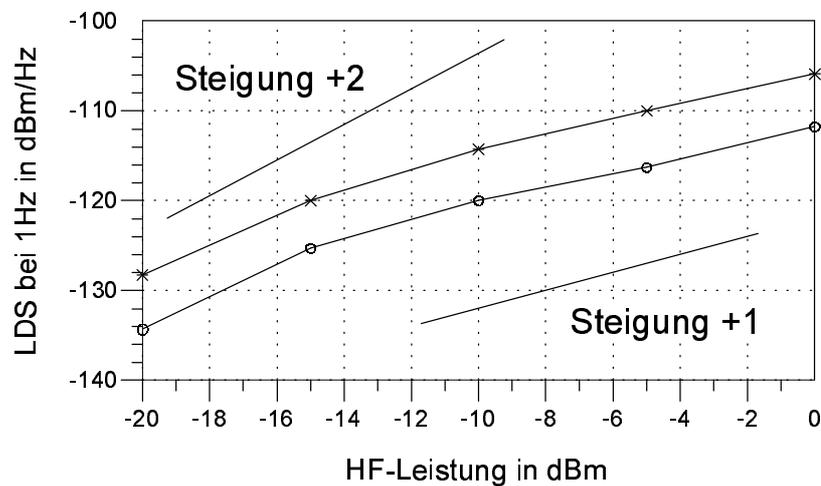


Bild 3.21: Selbstmisch-Rauschen aufgrund von Drain-Source-Nichtlinearitäten mit (Kreise) und ohne (Sterne) Gleichstrom-Pfad

Kanal-Leitwertes sind der Grund. Die Methode und das Ergebnis werden hier nur kurz beschrieben, weil sie denen der LO-Selbstmischung natürlich gleichen: Es entsteht  $1/f$ -Rauschen und eine Gleichspannung; fließt der Selbstmisch-Gleichstrom durch den FET-Kanal (keine DC-Abblockung), verringert das dabei generierte NF-Rauschen das Gesamt-Rauschen.

Es fand die selbe Mischer-Schaltung wie in Kapitel 3.3 Verwendung. Bild 3.20 zeigt den prinzipiellen Meßaufbau. Am Gate-Anschluß des Transistors liegt nur die Arbeitspunkt-Gleichspannung  $U_{gs}$ . Sie stellt den Kanal-Widerstand auf  $50\Omega$  ein (Anpassung). Ein HF-Generator steuert die Drain-Source-Strecke aus. Am ZF-Ausgang mißt man mit Hilfe von Vorverstärker und Signal-Analysator das niederfrequente Rauschen. Je nach Stellung des Schalters  $S_1$  kann der Selbstmisch-Gleichstrom fließen oder nicht. Simulationen sind mit dem vereinfachten FHC40LG-Modell aus Kapitel 2.2 natürlich nicht möglich, da die entscheidenden nicht-linearen Kanal-Eigenschaften fehlen. Die Bilder 3.21 und 3.22 zeigen die Meßergebnisse für das  $1/f$ -Rauschen und die Gleichspannung. Dieser Selbstmisch-Prozeß verfügt über folgende Charakteristiken:

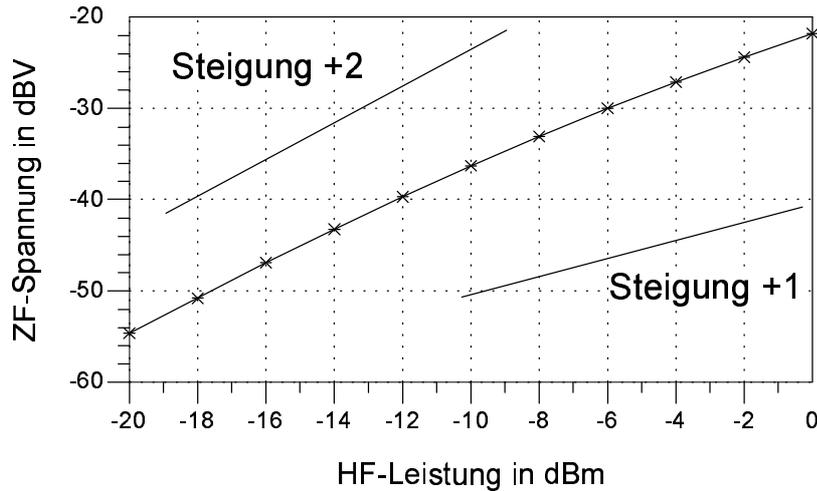


Bild 3.22: Selbstmisch-Spannung aufgrund von Drain-Source-Nichtlinearitäten (mit Gleichstrom-Pfad)

- Rauschen ohne Gleichstrom-Pfad ist 5 bis 6dB größer als mit Gleichstrom-Pfad.
- Die Größe des Gleichstromes und des  $1/f$ -Rauschens ist unabhängig von der Frequenz des HF-Signals.
- Die Selbstmisch-Gleichspannung ist stets positiv.
- Die Selbstmisch-Gleichspannung steigt mit 20dB pro Dekade HF-Leistung, +10dB wegen der höheren Leistung und +10dB wegen größerer Nicht-Linearitäten. Letzteres ist selbstverständlich nur eine Näherung, daher flacht die Kurve bei hohen Leistungen etwas ab.
- Auch das  $1/f$ -Rauschen steigt aus den gleichen Gründen um 20dB pro Dekade HF-Leistung. Die Kurve flacht aber deutlich früher und schneller ab. Das liegt daran, dass die HF-Amplitude bereits den Triodenbereich des HEMTs verläßt: Die Zunahme des  $1/f$ -Rauschpegels bei steigender Drain-Source-Spannung nimmt bei Annäherung an den Sättigungsbereich deutlich ab; im Sättigungsbereich sinkt der Rauschpegel sogar [22].

Ein Vergleich mit Bild 3.6 beweist, daß große HF-Signalpegel durchaus Rauschleistungen generieren können, die denen des LO-Selbstmischprozesses gleichen. In der Praxis dürfte das allerdings keine nennenswerte Rolle spielen: Für eine bestimmte Modulationsart wird ein fest definierter Signal-Rausch-Abstand benötigt. Dieser muß schon bei kleinen Signalen vorhanden sein, so daß er sich bei großen dementsprechend erhöht. Zwar wächst das Niederfrequenz-Rauschen des Selbstmischprozesses mit mehr als 10dB pro Dekade, aber sehr große Signale begrenzen auch durch ihre Intermodulationsprodukte die untere Empfangsgrenze. Insgesamt bleibt das Rauschen aus Bild 3.22 unbedeutend.

# Kapitel 4

## Symmetrischer mm-Wellen-Mischer

### 4.1 Der Aufbau

Dieser Abschnitt behandelt das Niederfrequenz-Rauschen eines resistiven Millimeterwellen-Mischers, der an der Technischen Universität Berlin entworfen [39], [40] und von der Infineon AG hergestellt wurde. Er ist Teil eines Kfz-Abstandsradars (FMCW-Radar) für 77GHz und übernimmt die Umsetzung des Empfangssignals direkt in das Basisband (Homodyn-Empfänger). Daher bestimmt sein Niederfrequenz-Rauschen die Empfindlichkeit des gesamten Systems. Bild 4.1 zeigt das Prinzipschaltbild dieses einfach-symmetrischen MMIC-Mischers. Er besteht aus zwei Ein-Finger-PHEMTs (GaAs/AlGaAs-Prozeß, 30µm Gate-Weite und 0,12µm Gate-Länge) in einer koplanaren Schaltungsumgebung. Die 180°-Leitung  $TL_2$  sorgt für eine LO-Gegentakt-Ansteuerung der beiden Transistoren. Die 90°-Leitung  $TL_1$  entkoppelt zusammen mit der Kapazität  $C_3$  die Gate-Spannungsversorgung, ohne die LO-Einspeisung zu beeinflussen. Das HF-Signal wird unsymmetrisch auf den gemeinsamen Drain-Anschluß gegeben. Die Source-Elektroden liegen aufgrund der Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$  HF-mäßig auf Masse. An ihnen wird die ZF symmetrisch abgenommen. In der LO- und in der HF-Zuleitung befindet sich jeweils eine Stichleitung, die für Anpassung sorgt. Im Bild 4.1 fehlen diese Elemente. Eine genaue Beschreibung dieses Mischers und seine technischen Daten sind in [39] enthalten.

Jeder der Transistoren in einem symmetrischen Mischer arbeitet prinzipiell wie ein Einzel-FET-Mischer. Durch die gegenphasige Aussteuerung ergeben sich allerdings wichtige Vorteile:

- Auslöschung des LO-Übersprechens am gemeinsamen Drain-Anschluß, d.h. höhere LO-HF-Isolation
- weniger Selbstmisch-Rauschen und weniger Selbstmisch-Gleichstrom
- Verringerung der AM-Rausch-Konversion vom LO-Signal

In einem Homodyn-Empfänger erweist sich insbesondere der erste Punkt als sehr wichtig, weil übergekoppelte LO-Leistung den Empfänger über den HF-Eingang verläßt und über die Antenne abgestrahlt wird.

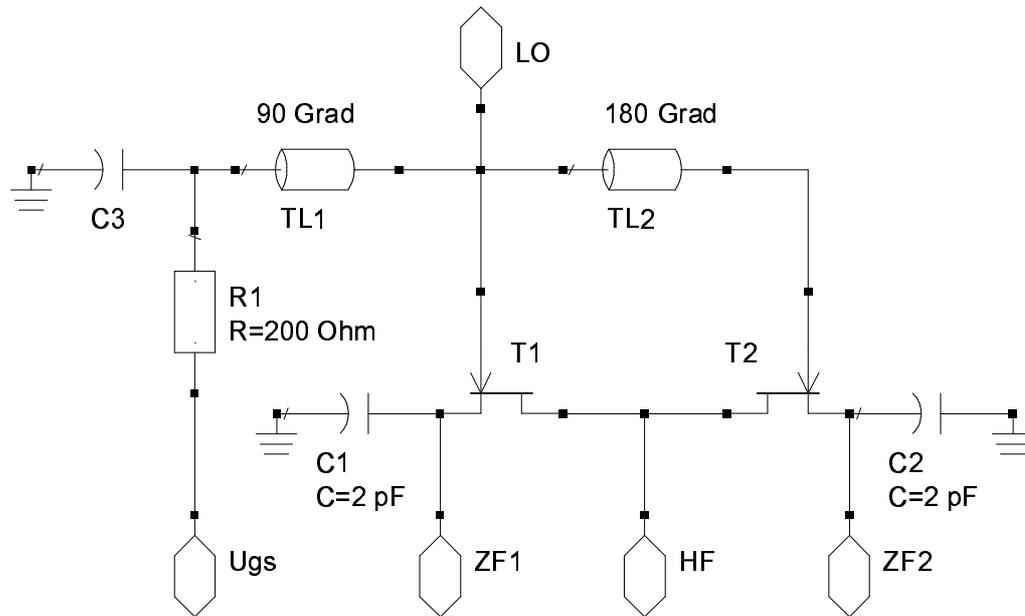


Bild 4.1: Schema des 77GHz-MMIC-RMIX von Infineon

## 4.2 Die verwendeten Modelle

Sowohl das Modell des HEMTs als auch das der gesamten restlichen Schaltung des MMIC-Mischers sind in [39] beschrieben und ausführlich erklärt. Da die vorliegende Arbeit von diesen Modellen Gebrauch macht, sei für weitere Informationen auf diese Literatur verwiesen. Bei dem Transistor-Modell handelt es sich um ein komplettes Großsignal-Modell für den Trioden- und Sättigungsbereich. An dieser Stelle wird es lediglich um das  $1/f$ -Rauschen für den Ursprung ( $U_{ds} \approx 0V$ ) erweitert. Dazu fand die Methode Anwendung, die in den ersten beiden Kapiteln erläutert steht. Zum Bestimmen der Niederfrequenz-Rauschparameter wurde der Mischer-Chip auf eine Platine geklebt und einer der beiden PHEMTs mit Bond-Drähten angeschlossen. Die Träger-Platine befand sich während der Messung in einem abgeschirmten Gehäuse. Die Rauschparameter für den  $30\mu\text{m}$ -Infineon-PHEMT (1F30) erreichen aufgrund der geringen Gate-Weite recht hohe Werte. Für den Kanal läßt er sich durch folgende Gleichung nachbilden:

$$S_{N,ch} = \frac{\alpha_{ch}}{N_{ch}} = S_{0,dB} + S_{1,dB} \cdot \tanh(k_n \cdot U_{gs} + v_0) + 10 \cdot \lg\left(\frac{W_0}{W}\right) \quad (4.1)$$

mit  $\alpha, N$  -  $1/f$ -Rauschparameter aus der Hooge-Formel  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung  
 $W$  - Gate-Weite

Tabelle 4.1 enthält die zugehörigen Modell-Parameter. Bild 4.2 zeigt die Gleichung zusammen mit den Meßwerten. In Bild 4.3 ist dargestellt, wie der gesteuerte Bereich unter der Gate-Elektrode (intrinsischer FET) und wie die parasitären Randwiderstände  $R_d$  und  $R_s$  (extrinsischer FET) zum Gesamt-Rauschen beitragen. Der Rauschparameter von  $R_d$  und  $R_s$  (beide  $4\Omega$ ) beträgt:

$$\frac{\alpha}{N} = -68,9\text{dB} \quad (4.2)$$

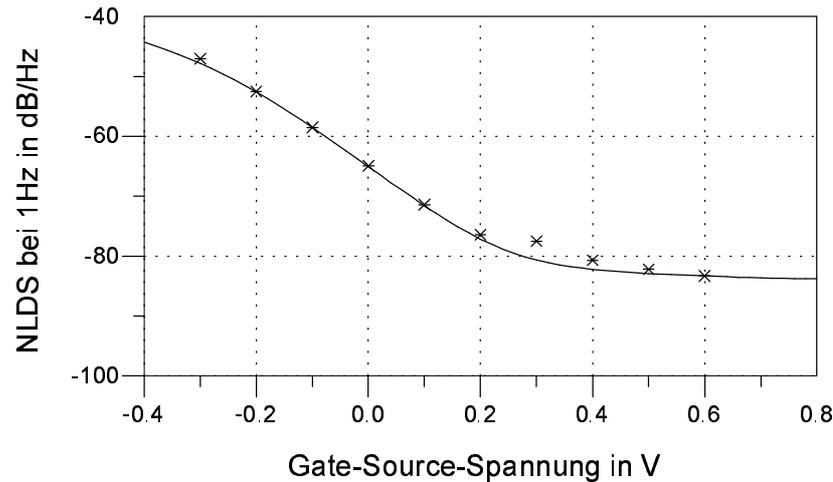


Bild 4.2:  $1/f$ -Rauschen des Infineon PHEMTs 1F30 im linearen Bereich, Messung (Sterne) und Modell (Linie)

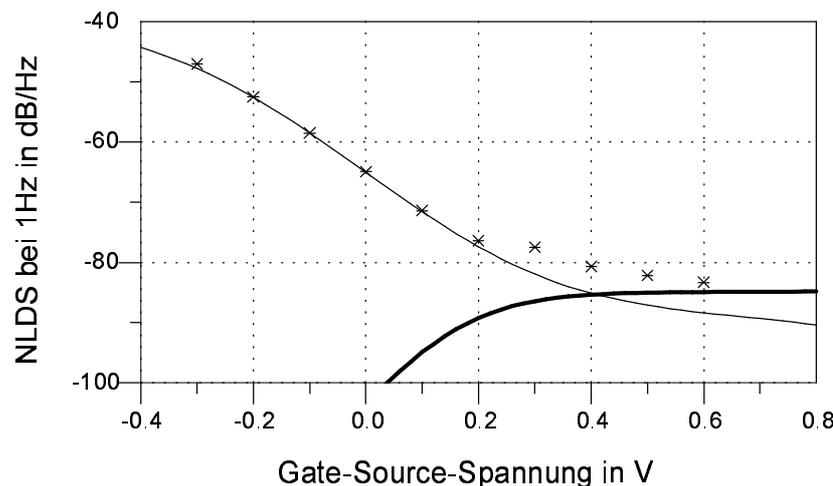


Bild 4.3:  $1/f$ -Rauschen des 1F30 im linearen Bereich, Messung (Sterne) und Modell vom Kanal (dünne Linie) sowie von den parasitären Randwiderständen  $R_d$  und  $R_s$  (dicke Linie)

Bild 4.4 enthält die Rausch-Spektren bei verschiedenen Gate-Source-Spannungen. Neben dem  $1/f$ -Rauschen existieren noch mehrere Generations-Rekombinations-Spektren, die von der Gate-Source-Spannung abhängen. Bei  $U_{gs} = -0,3\text{V}$  sind zwei GR-Buckel vorhanden, einer bei sehr niedrigen Frequenzen ( $< 10\text{Hz}$ ) und einer bei hohen ( $> 80\text{kHz}$ ). Während ersterer mit steigender Gate-Source-Spannung seinen Pegel verringert und ab  $U_{gs} = -0,1\text{V}$  nicht mehr erkennbar ist, verhält es sich mit dem zweiten genau umgekehrt: Sein Pegel erhöht sich und erreicht bei  $U_{gs} = +0,1\text{V}$  ein Maximum. Bei weiterer Erhöhung des Gate-Potentials sinkt das höherfrequente GR-Spektrum und ist ab  $U_{gs} = +0,4\text{V}$  vollständig im  $1/f$ -Rauschen verschwunden. Gleichzeitig taucht allerdings ein niederfrequenter GR-Buckel auf, der mit steigender Gate-Source-Spannung wächst und gleichzeitig seine Eckfrequenz erhöht. Ab  $U_{gs} = +0,4\text{V}$  fließt auch ein nennenswerter Gate-Strom in den PHEMT hinein; bei  $U_{gs} = +0,6\text{V}$  sind es bereits  $20\mu\text{A}$ .

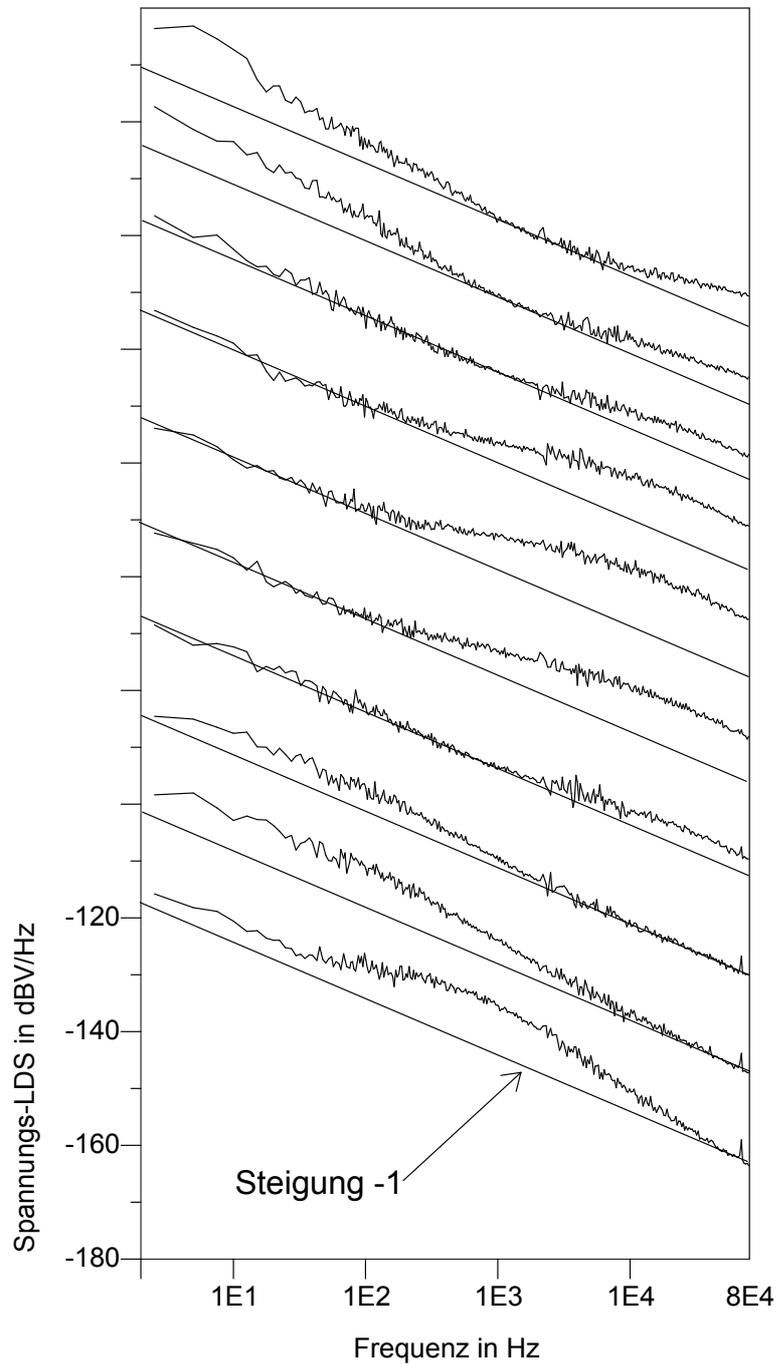


Bild 4.4: Rauschspektren des Infineon PHEMTs 1F30 für  $U_{gs} = -0,3\text{V}$  (ganz oben) bis  $+0,6\text{V}$  (ganz unten), Schrittweite  $0,1\text{V}$  (Die Skala der Ordinate gilt nur für das unterste Spektrum. Alle anderen wurden um jeweils  $15\text{dB}$  nach oben verschoben, damit sie nicht alle übereinander liegen.)

$S_{N,ch}$	$S_{0,dB}$ -63 dB	$S_{1,dB}$ -25 dB	$k_n$ 2,6 1/V	$v_0$ 0,08	$W_0$ 30µm
$R_{id}, R_{is}$	$R_{i,0}$ 17 Ω	$k_R$ 1,0 1/V	$v_R$ 0,8	$W_0$ 160µm	
$S_{N,Ri}$	$S_{0,dB}$ -45 dB	$S_{1,dB}$ -32 dB	$k_n$ 1,4 1/V	$v_0$ 0,4	$W_0$ 80µm

Tabelle 4.1: Modell-Parameter der Infineon PHEMTs

Die Rauschparameter der intrinsischen Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  müssen (wie in Kapitel 3.5.2 erläutert) durch einen hochfrequenten Selbstmischprozeß bestimmt werden. D.h. man schaltet den PHEMT als unsymmetrischen Einzel-FET-Mischer und unterdrückt das niederfrequente Kanal-Rauschen mittels eines Gleichstromes entsprechender Größe. Da diese Vorgehensweise nur mit einem einzelnen Transistor funktioniert, und solche nicht als Einfinger-FETs existieren, mußte ein größeres Exemplar als Meßobjekt dienen. Die Skalierung auf 30µm Gate-Weite erfolgte nachträglich. Benutzt wurde ein 2F40, sowie ein 18GHz-Lokaloszillator mit -1dBm Ausgangsleistung. Die Messung erfolgte „on-wafer“.

Die Messungen ergaben, daß die Infineon PHEMTs sich komplizierter Verhalten als der Fujitsu HEMT FHC40LG. Konstante Gate-Ladewiderstände mit konstanten Rauschparametern können die Beobachtungen nicht nachbilden. Laut [41] besitzen die PHEMTs des (ehemaligen) Infineon-Prozesses einen vom Fujitsu-Prozeß abweichenden Gate-Anschlußgraben. Dieser verursacht eine Ladungsträger-Ansammlung in den Randbereichen der Gate-Raumladungszone, was bei Verringerung der Gate-Source-Spannung wiederum zu einer Vergrößerung der Widerstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  führt. Davon berichtet auch [38] und zeigt entsprechende Meßergebnisse in einem Diagramm. Mit Hilfe dieser Werte entstand die folgende Modellfunktion:

$$R_{id} = R_{is} = R_{i,0} \cdot (1 - \tanh(k_R \cdot U_{gs} + v_R)) \cdot \frac{W_0}{W} \quad (4.3)$$

mit  $R_{id}, R_{is}$  - Gate-Ladewiderstände  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung  
 $W$  - Gate-Weite

In Tabelle 4.1 stehen die Parameterwerte dieser Gleichung. Diese Arbeitspunktabhängigkeit der internen Widerstände reicht allerdings nicht aus, um ihr 1/f-Rauschen zu erklären. Gemäß der Hooge-Formel führt eine Widerstandsänderung (insbesondere eine aufgrund von Variationen der Ladungsträgeranzahl) stets auch zu einer Änderung der 1/f-Rauschparameter. Mit der folgenden Formel kann schließlich das gemessene Rauschverhalten modelliert werden:

$$S_{N,Ri} = \frac{\alpha_{Ri}}{N_{Ri}} = S_{0,dB} + S_{1,dB} \cdot \tanh(k_n \cdot U_{gs} + v_0) + 10 \cdot \lg\left(\frac{W_0}{W}\right) \quad (4.4)$$

mit  $\alpha, N$  - 1/f-Rauschparameter aus der Hooge-Formel  
 $U_{gs}$  - Gate-Source-Spannung  
 $W$  - Gate-Weite

Die zugehörigen Parameter zeigt Tabelle 4.1. Bild 4.5 zeigt den Vergleich von Messung und Simulation des  $R_i$ -Rauschpegels. Der für die Infineon PHEMTs typische Abfall mit dem Gate-Potential ist zu erkennen. Unterhalb von  $U_{gs} = -0,2V$  dominiert das Selbstmischrauschen der Gate-Widerstände sogar über das des FET-Kanals. Dieses Verhalten bildet einen

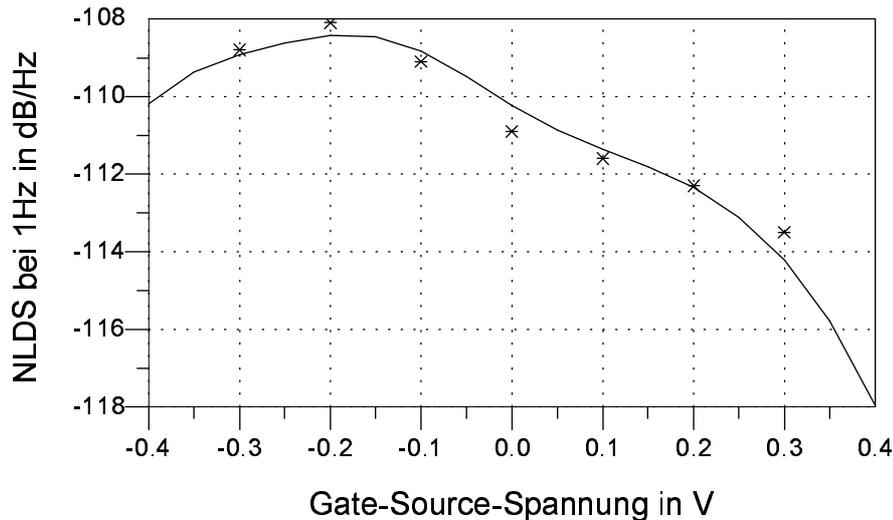


Bild 4.5:  $1/f$ -Rauschen der intrinsischen Gate-Ladewiderstände von Infineon PHEMT 2F40 bei 18GHz/-1dBm

weiteren Beweis dafür, daß das Selbstmischrauschen in resistiven Mixern, welches nicht durch einen Kanal-Gleichstrom unterdrückt werden kann, tatsächlich von den intrinsischen Gate-Ladewiderständen stammt.

## 4.3 Entstehung von $1/f$ -Rauschen

### 4.3.1 Rauschen vom PHEMT-Kanal

Dieses Kapitel erklärt die Entstehung von Niederfrequenz-Rauschen durch den LO-Selbstmisch-Prozeß. Dabei wird insbesondere der interessanteste Fall betrachtet, also der Zustand perfekter Symmetrie. Weil dann beide HFETs die gleiche Menge Gleichstrom in entgegengesetzter Flußrichtung generieren, ist der resultierende Gesamtstrom exakt Null. Das gilt jedoch nicht für die  $1/f$ -Rauschanteile, denn sie entstehen in beiden Transistoren unabhängig und besitzen deshalb keine Korrelation zueinander. Anders als beim Gleichstrom löschen sich die NF-Rauschströme der beiden Transistoren also nicht aus, sondern überlagern sich konstruktiv (Addition der Schwankungsquadrate). Das ändert sich auch in monolithisch integrierten Mixern nicht, wo sich die HEMTs auf dem selben Halbleiter-Kristall sehr dicht beieinander befinden. Die räumliche Korrelation von  $1/f$ - und GR-Rauschen (siehe erstes Kapitel) ist hierfür viel zu klein (Abstand der Transistoren ca.  $35\mu\text{m}$ ).

Perfekte Symmetrie bedeutet demnach nicht, daß kein  $1/f$ -Rauschen entstehen kann. Das wäre nur der Fall, wenn man das LO-Übersprechen vollkommen verhindern könnte, so daß erst gar kein Selbstmisch-Prozeß vorhanden ist. Bild 4.6 verdeutlicht, warum extrem hohe Frequenzen das nicht zulassen. Die parasitären Blindelemente sind nicht mehr vernachlässigbar, so daß mehrere Überkopplungen existieren:

1. Wegen der Symmetrie entsteht genau in der Mitte der Schaltung (HF-Anschluß in Bild 4.6) ein virtuelles Nullpotential für die LO-Frequenz. Zwischen diesem Punkt und den intrinsischen Drain-Anschlüssen befinden sich je eine parasitäre Induktivität und

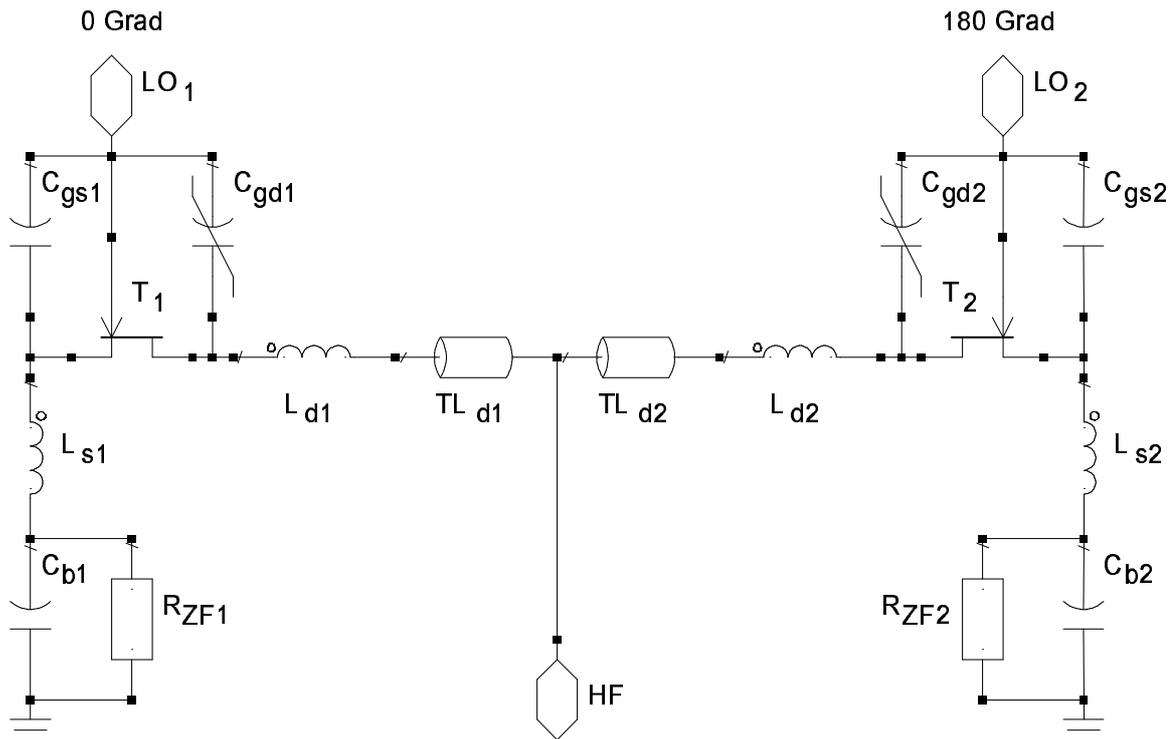


Bild 4.6: Schema des symmetrischen Mixers mit parasitären Elementen, die die Entstehung von  $1/f$ -Rauschen begünstigen

eine Leitung. Über beiden entsteht ein geringer Hochfrequenz-Spannungsabfall. Sie verhindern also ein komplettes Kurzschließen der LO-Spannung, die somit die Drain-Source-Strecke modulieren kann und  $1/f$ -Rauschen erzeugt.

- Die Gate-Drain-Kapazitäten ( $C_{gd1}$  und  $C_{gd2}$  in Bild 4.6), die das LO-Signal zum gemeinsamen Drain überkoppeln, sind nicht-linear (angedeutet durch den Querstrich), und ihre momentanen Größen hängen damit sowohl von der anliegenden Gleich- als auch der Wechselfrequenz ab. Da beide Transistoren mit entgegengesetzter Phase gesteuert werden, besitzen diese Kapazitäten stets unterschiedliche Werte, wodurch sich das LO-Signal am gemeinsamen Drain nicht vollkommen auslöscht. Ein Selbstmisch-Prozeß entsteht.

Auch im Frequenzbereich kann man diesen Sachverhalt anschaulich erläutern: Die nicht-linearen Kapazitäten generieren Oberwellen. Lediglich die ungeraden Harmonischen liegen im Gegentakt vor und löschen sich am gemeinsamen Drain deshalb aus. Die geraden Harmonischen dagegen befinden sich im Gleichtakt und koppeln über, wo sie beim Selbstmisch-Prozeß durch weitere Nichtlinearitäten auch  $1/f$ -Rauschen erzeugen.

- Genau wie beim Selbstmischprozeß durch die Differenzfrequenz Gleichstrom entsteht, so entsteht durch die Summenfrequenz eine Harmonische. Aufgrund von Nichtlinearitäten des Kanalleitwertes sowie der Übertragungskennlinie werden weitere Oberwellen generiert. Da sich am gemeinsamen Drain-Anschluß geradzahlige Harmonische nicht auslöschen, findet ein Selbstmischprozeß höherer Ordnung statt, der ebenfalls  $1/f$ -Rauschen hervorruft.

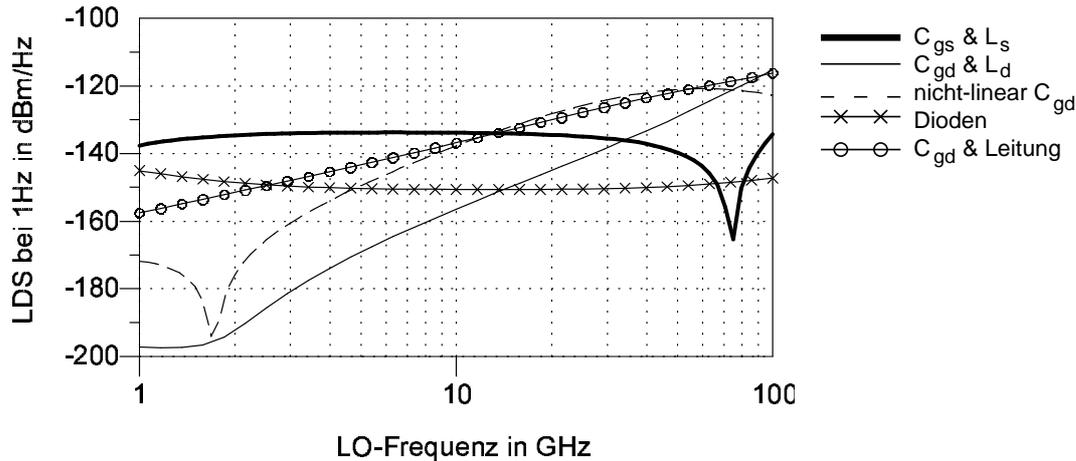


Bild 4.7:  $1/f$ -Rauschen bei perfekter Symmetrie in Abhängigkeit von der Frequenz,  $U_{gs}=0V$

4. Durch die Gate-Source-Kapazitäten ( $C_{gs1}$  und  $C_{gs2}$  in Bild 4.6) findet ebenfalls Übersprechen statt, denn sie bilden mit den Abblock-Kapazitäten  $C_{b1}$  und  $C_{b2}$  einen Spannungsteiler. Aufgrund des Gegentaktes an den FETs entsteht also eine Hochfrequenz-Spannung über die Serienschaltung der beiden Transistoren und damit ein Selbstmisch-Prozeß.

Weiterhin erzeugen Mechanismen Niederfrequenz-Rauschen, die auch beim unsymmetrischen Mischer vorhanden sind, und in früheren Kapiteln erklärt wurden:

1. Die Gate-Dioden richten die LO-Spannung gleich. Es entsteht Gleichstrom, der NF-Rauschen erzeugt.
2. Das heruntergemischte Amplituden-Rauschen des Lokal-Oszillators löscht sich aus, denn wegen der gegenphasigen Ansteuerung erzeugen beide Transistoren auch gegenphasiges Rauschen. Das gilt aber selbstverständlich nur bei Symmetrie. Wird die Balanzierung gestört steigt das Rauschen sehr schnell an.
3. Das HF-Signal generiert aufgrund der Nicht-Linearitäten des FET-Kanals einen schwachen Selbstmischprozeß. Dadurch wird Amplituden-Rauschen heruntergemischt und das Kanalrauschen mit Energie versorgt.

Die Bilder 4.7 bis 4.9 zeigen die Rauschpegel der oben besprochenen Entstehungsmechanismen in Abhängigkeit von der LO-Frequenz, von der Symmetrierung und von der Gate-Source-Spannung.

Beim Einfluß der LO-Frequenz auf die Entstehung des Rauschens (Bild 4.7) kann man folgendes beobachten:

- Das Gleichrichten über die FET-Dioden ist frequenzunabhängig, somit gilt das gleiche auch für das Rauschen, das dadurch entsteht.

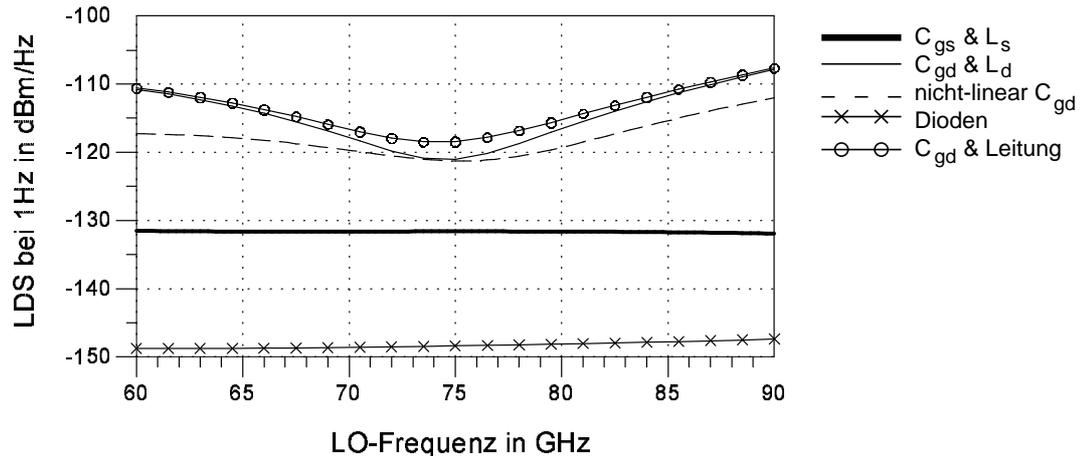


Bild 4.8:  $1/f$ -Rauschen in Abhängigkeit von der Symmetrie bei 75GHz,  $U_{gs}=0V$

- Ebenfalls konstant bleibt das Rauschen von der Gate-Source-Überkopplung ( $C_{gs}$  und  $L_s$ ), weil ein kapazitiver Spannungsteiler ( $C_{gs}$  mit  $C_b$ ) keine Frequenzabhängigkeit besitzt. Lediglich bei der Resonanzfrequenz von  $C_{gs}$  mit  $L_s$  (75GHz) existiert ein tiefer Einbruch, denn dann sinkt die Impedanz der Abblock-Kapazität in Serie mit der Source-Induktivität auf fast Null. Daß sie nicht vollständig verschwindet, und mit ihr das Rauschen an dieser Stelle, liegt an der Belastung durch den ZF-Widerstand  $R_{ZF}$ .
- Die Gate-Drain-Kapazität erzeugt zusammen mit der Leitung zwischen den Drain-Anschlüssen Rauschen, das mit 20dB pro Frequenz-Dekade steigt. Der Grund ist die Verringerung des kapazitiven Blindwiderstandes. Die Länge der Leitung wurde bei dieser Simulation der LO-Frequenz angepaßt (stets  $3,3^\circ$ ), sonst hätte sich nochmals eine Steigerung um +20dB pro Dekade ergeben.
- Rauschen durch Gate-Drain-Kapazität und Drain-Induktivität erhöht sich um 40dB pro Frequenz-Dekade. Die Ursache liegt in dem sinkenden kapazitiven Widerstand von  $C_{gd}$  (ergibt +20dB) und dem steigenden induktiven Widerstand von  $L_d$  (ergibt +20dB). Die Phasenverschiebung bei der Überkopplung hat keinen Einfluß, da sie bis zur Resonanzfrequenz der beiden Komponenten praktisch konstant bleibt.
- Auch durch den nicht-linearen Charakter der Gate-Drain-Kapazität wird das Rauschen mit der LO-Frequenz deutlich größer. Eine feste Steigung läßt sich hier nicht angeben.

Für die Abhängigkeit des  $1/f$ -Rauschens von der Symmetrie des Mischers (siehe Bild 4.8) gilt folgendes:

- Rauschen, das von der Gate-Drain-Kapazität (zusammen mit der Drain-Induktivität, der Leitung oder ihrer eigenen Nicht-Linearität) verursacht wird, nimmt mit steigender Entfernung von der idealen Symmetrie langsam zu. Außerhalb der Balanzierung entsteht auch noch Gleichstrom, so daß sich hier der Rauschpegel ändert, wenn der Gleichstrom-Pfad unterbrochen wird. Unabhängig vom Gleichstrom-Pfad ist das  $1/f$ -Rauschen nur bei perfekter Symmetrie.

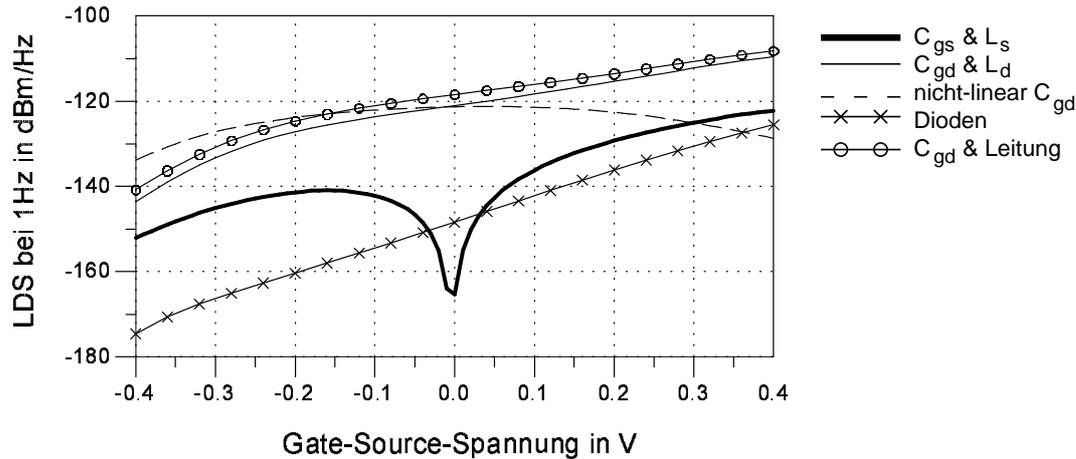


Bild 4.9: 1/f-Rauschen in Abhängigkeit vom Gate-Source-Arbeitspunkt (Symmetrie bei 75GHz)

- Die Gate-Source-Überkopplung erzeugt NF-Rauschen, daß von der Symmetrie nur extrem wenig abhängt. Es entsteht kein nennenswerter Gleichstrom. Deshalb ändert sich der Rauschpegel auch außerhalb der Balanzierung praktisch nicht, wenn der ZF-DC-Pfad mit einem Kondensator unterbrochen wird.
- Der Strom der LO-Gleichrichtung zeigt selbstverständlich keine Abhängigkeit von der Güte der Symmetrie. Beim Unterbrechen des ZF-Gleichstrom-Pfades ändert sich der Rauschpegel aufgrund der neuen Stromfluß-Richtung.

Die Abhängigkeit des Rauschpegels von der Gate-Source-Spannung zeigt Bild 4.9. Prinzipiell steigt das Rauschen mit dem Potential an der Gate-Elektrode. Zwei Ausnahmen existieren: Die nicht-lineare Gate-Drain-Kapazität erzeugt bei der Spannung das meiste Rauschen, wo ihr Wert am größten ist; und die Resonanz der Gate-Source-Kapazität mit der Source-Induktivität wird durch die unterschiedliche Belastung durch den Kanal-Leitwert verstimmt. Die Resonanz und mit ihr der Rauschpegel-Einbruch befindet sich in Bild 4.9 daher nur bei  $U_{gs} = 0,0V$ .

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, daß sich alle Effekte natürlich gegenseitig beeinflussen. D.h. parasitäre Blindelemente können einen Selbstmisch-Mechanismus sowohl begünstigen als auch behindern. Ein Beispiel dazu wäre das folgende: Das Gate-Source-Übersprechen erzeugt Rauschen durch die Aussteuerung der in Serie geschalteten FET-Kanäle. Befindet sich zwischen den Drain-Elektroden jedoch eine parasitäre Induktivität, so fällt daran ein Teil der übergekoppelten Spannung ab, und nicht an den Transistoren. Der Selbstmisch-Effekt verringert sich dadurch also.

### 4.3.2 Rauschen der Gate-Ladewiderstände

Auch die intrinsischen Gate-Ladewiderstände erzeugen natürlich 1/f-Rauschen im symmetrischen Mischer. Die parasitären extrinsischen Blindkomponenten besitzen hierbei nur einen geringen Einfluß. Alle Simulationen in diesem Kapitel erfolgten daher ohne das extrinsische Ersatzschaltbild. Mit diesen Elementen wird das Ergebnis lediglich etwas welliger und sinkt um einige wenige Dezibel.

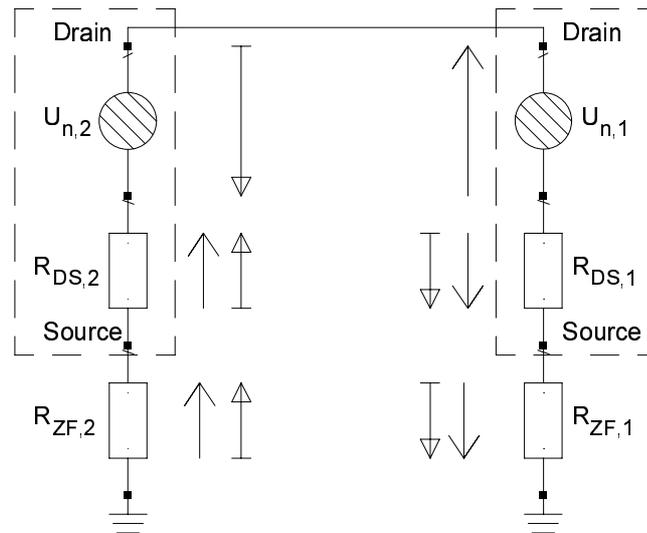


Bild 4.10: Schema des  $R_{id}$ -Selbstmischprozesses im symmetrischen, resistiven Mischer

Zunächst soll geklärt werden, wie die Gate-Ladewiderstände  $1/f$ -Rauschen erzeugen. Der grundsätzliche Selbstmischprozeß wurde bereits in Kapitel 3.5 beschrieben. In symmetrischen Mixern wie dem aus Bild 4.1 findet jedoch ein sehr interessanter Vorgang statt, der dazu führt, daß das Rauschen dieser Widerstände sogar in vollkommener idealer Schaltungsumgebung nicht unterdrückt wird. D.h. auch bei perfekter Symmetrie und ohne extrinsische Elemente entsteht es im Gegensatz zum Kanalrauschen unvermindert. Um das zu verstehen, betrachtet man das stark vereinfachte Ersatzschaltbild des Mixers in Bild 4.10. Es soll zunächst nur die Rauschentstehung erklären, die vom drain-seitigen Gate-Ladewiderstand verursacht wird. Die beiden Transistoren (eingekästelte Elemente) bestehen aus der Rauschspannungsquelle  $U_n$  (generiert Selbstmischrauschen des Gate-Ladewiderstandes  $R_{id}$ ) und dem Innenwiderstand  $R_{ds}$ . Die Widerstände  $R_{ZF,1}$  und  $R_{ZF,2}$  repräsentieren die beiden Zwischenfrequenzgänge, an denen die gewünschten und ungewollten Signale abgegriffen werden. Um das Gesamtrauschen zu erhalten, ermittelt man alle Beiträge einzeln und addiert sie. Vier Teilspannungen tragen zum Ergebnis bei: In jedem der zwei FETs existiert LO-Übersprechen zum gemeinsamen Drain-Anschluß, das von jedem der zwei FETs gemischt wird und so einen Beitrag leistet. Die Ersatzschaltung in Bild 4.10 zeigt nur die Rauschspannungspfeile von einer der beiden Überkopplungen. Ihr LO-Strom durchfließt den Widerstand  $R_{id}$  und erhält so AM-Rauschseitenbänder aufgeprägt. Das LO-Signal steuert die Transistoren gegenphasig an, und so transformieren sie das Rauschen mit entgegengesetztem Vorzeichen in das Basisband. Gemäß Bild 4.10 führt das zu einer konstruktiven Superposition an den ZF-Ausgängen. Das Rauschen der LO-Überkopplung vom zweiten FET stammt natürlich von seinem Widerstand  $R_{id}$  und besitzt keine Korrelation zum Rauschen der LO-Überkopplung vom ersten FET. Daher kommt es auch mit diesen Beiträgen nicht zu einer Auslöschung, obwohl die zweite Überkopplung in Gegenphase zur ersten vorliegt. (Stammt von der gegenphasigen LO-Spannung.) Das bedeutet, die Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  generieren  $1/f$ -Rauschen, welches nicht durch die Balanzierung verhindert werden kann. Sogar bei idealer Symmetrie, wenn überhaupt kein LO-Übersprechen existiert, bleibt das Rauschen unverändert stark. D.h. es besitzt den gleichen Pegel, wie in einem äquivalenten, unsymmetrischen Einzel-FET-Mischer.

Obwohl die bisherigen Ausführungen bereits beweisen, daß die Gate-Ladewiderstände ohne LO-Übersprechen Selbstmischrauschen erzeugen, soll dieses Phänomen zum besseren Verständnis noch mathematisch erklärt werden. Die Spannung am gemeinsamen Drain der zwei Mischertransistoren setzt sich aus den beiden Gate-Drain-Überkopplungen zusammen. Diese Signale sind um  $180^\circ$  phasenverschoben und besitzen gegeneinander unkorrelierte AM-Rauschseitenbänder, die von dem jeweiligen drain-seitigen Gate-Ladewiderstand stammen. Insgesamt beträgt die Drain-Spannung im idealisierten Fall:

$$u_D = u_{K,FET1} + u_{K,FET2} \quad (4.5)$$

$$= \hat{u}_K \cdot \cos(\omega t) \cdot (1 + n_{R,1}) + \hat{u}_K \cdot \cos(\omega t + 180^\circ) \cdot (1 + n_{R,2}) \quad (4.6)$$

$$= \hat{u}_K \cdot \cos(\omega t) \cdot ((1 + n_{R,1}) - (1 + n_{R,2})) \quad (4.7)$$

$$= \hat{u}_K \cdot \cos(\omega t) \cdot (n_{R,1} - n_{R,2}) \quad (4.8)$$

mit $u_D$	- Spannung am gemeinsamen Drain
$u_{K,FET1}, u_{K,FET2}$	- LO-Spannung, die über die Gate-Drain-Strecke überkoppelt
$\hat{u}_K$	- Amplitude der übergekoppelten LO-Spannung
$n_{R,1}, n_{R,2}$	- Rauschen, das von den Gate-Ladewiderständen erzeugt wird
$\omega$	- LO-Kreisfrequenz
$t$	- Zeit

Man erkennt sofort, daß sich die LO-Gegentaktssignale vollständig auslöschten, die Rauschseitenbänder dagegen nicht. Es entsteht eine „trägerlose Amplituden-Modulation“, d.h. die LO-Frequenz ist nach der Überkopplung nicht mehr vorhanden. Die FETs konvertieren das trägerlose Rauschen in das Basisband. Bei diesen beiden Mischvorgängen (HEMT 1 und 2) erfolgt keine Auslöschung: Die zwei ZF-Rauschströme fließen in die gleiche Richtung (Bild 4.10). Auch diese Betrachtung zeigt die unverminderte Entstehung von Rauschen. Da bei sehr kleinen Transistorgrößen das  $R_{id}/R_{is}$ -Rauschen dominiert, eignet sich die Mischertopologie aus Bild 4.1 bei mm-Wellen-Anwendungen nicht zur NF-Rauschreduzierung.

Das, was soeben für die  $R_{id}$ -Widerstände erläutert wurde, gilt nicht für das  $1/f$ -Rauschen, das die source-seitigen Gate-Ladewiderstände verursachen. Diese werden von dem LO-Strom durchflossen, der über die Gate-Source-Kapazität den Kanal kontrolliert. Die Steuerung erfolgt demnach nicht mit einem reinen harmonischen Signal, sondern mit einem, das AM-Seitenbänder beinhaltet. Dieses Seitenbandrauschen transformiert der Selbstmischvorgang zurück in das Basisband. In diesem Fall erzeugen die beiden Gegentakt-Überkopplungen in einem Transistor korrelierte Rauschspannungen, denn ihr Ursprung liegt im selben Widerstand. Es kommt somit zu einer Auslöschung. Das stimmt natürlich nur unter der Voraussetzung, daß die parasitären, extrinsischen Elemente vernachlässigbar sind. Ansonsten unterscheiden sich die Amplituden der beiden LO-Gegentakt-Überkopplungen am intrinsischen Drain und die Auslöschung ist nicht vollkommen.

Schließlich muß noch erwähnt werden, daß die Mechanismen, wie die Widerstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$  Rauschen generieren, nicht vollständig unabhängig voneinander agieren. Fließt der LO-Strom zum Beispiel durch den source-seitigen Gate-Ladewiderstand, so entsteht am internen Gate-Anschluß eine Wechsellspannung mit AM-Rauschseitenbändern. Damit fließt auch ein entsprechender Strom durch die Gate-Drain-Kapazität und erzeugt Selbstmischrauschen nach dem Schema, wie es der  $R_{id}$ -Widerstand tut. Genau umgekehrt gilt das natürlich auch für die Fluktuationen des drain-seitigen Gate-Ladewiderstandes.

Um diese Ergebnisse nochmals zu verdeutlichen, werden auch die anderen Selbstmischprodukte mit Hilfe der vereinfachten Ersatzschaltung aus Bild 4.10 untersucht:

Selbstmisch-Produkt	Eigenschaften des Mixers, um Auslöschung zu erreichen
Gleichstrom	Symmetrie
AM-Rauschen vom LO	Symmetrie
Kanal-Rauschen	Symmetrie und Einfluß der parasitären Elemente vernachlässigbar
Rauschen der Gate-Ladewiderstände $R_{id}$ , $R_{is}$	nicht möglich

Tabelle 4.2: Eigenschaften eines einfach-symmetrischen Gegentaktmischers zur Unterdrückung von Selbstmischprodukten

- Kanalrauschen: Die LO-Gegentaktssignale koppeln zum Drain des Transistors. Dort werden sie beide mit der gleichen LO-Phase und den gleichen Widerstandsfluktuationen gemischt. Die zwei erzeugten Rauschspannungen löschen sich also aus. Parasitäre Elemente wie z.B. Drain-Induktivitäten sorgen dafür, daß die beiden LO-Überkoppungen mit unterschiedlicher Amplitude und/oder unterschiedlicher Phase am internen Drain erscheinen, weil sie unterschiedliche Komponenten durchlaufen. Eine komplette Auslöschung des 1/f-Rauschens ist dann nicht mehr möglich.
- AM-Rauschen vom LO: Beide LO-Gegentaktssignale transportieren das gleiche Rauschen. Daher produzieren alle vier Selbstmisch-Teilspannungen vollständig korrelierte Fluktuationen. Das 1/f-Rauschen verursacht durch das Übersprechen und Mischen eines Transistors löscht sich mit dem Übersprechen und Mischen des anderen aus. Das bedeutet, daß diese gegensinnigen Produkte auch dann noch die gleiche Größe besitzen, wenn parasitäre Elemente nicht vernachlässigbar sind.
- Gleichstrom: Da lediglich die Stromrichtung entscheidend ist, gilt exakt das gleiche, was bereits zum AM-Rauschen des LOs geschrieben wurde.

Tabelle 4.2 faßt nochmal zusammen, unter welchen Bedingungen im RMIX-MMIC welche Selbstmischprodukte entstehen.

Verdeutlicht man sich den Entstehungsprozeß in Bild 4.10, so fällt sofort auf, daß das Rauschen der Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  sich auslöscht, wenn die beiden Transistoren im Gleichtakt angesteuert werden. Simulationen beweisen, daß diese Vermutung tatsächlich zutrifft. Das wäre eine Möglichkeit, dieses NF-Rauschen zu beseitigen. Im Gegenzug würde das Kanalrauschen und das der  $R_{is}$ -Widerstände allerdings nicht unterdrückt werden, wohl aber der Selbstmischgleichstrom und das heruntergemischte AM-Rauschen vom Lokaloszillator. Da das Rauschen jedoch im Gegentakt und das ZF-Signal im Gleichtakt an den ZF-Ausgängen erscheint, wäre das nicht weiter von Interesse. Leider benötigt so ein Mischer für die ZF-Ströme einen Kurzschluß am gemeinsamen Drain-Anschluß, so daß die Rauschspannungen entkoppelt sind und sich nicht mehr gegenseitig vernichten. Weiterhin ist das unverminderte LO-HF-Übersprechen dieses Gleichtaktmischers ein großer Nachteil. Immerhin haben diese Erkenntnisse gezeigt, daß das Minimum der LO-AM-Konversion sowie das Verschwinden des Selbstmischgleichstromes bei Gleichtakt-Symmetrie ebenfalls auftreten.

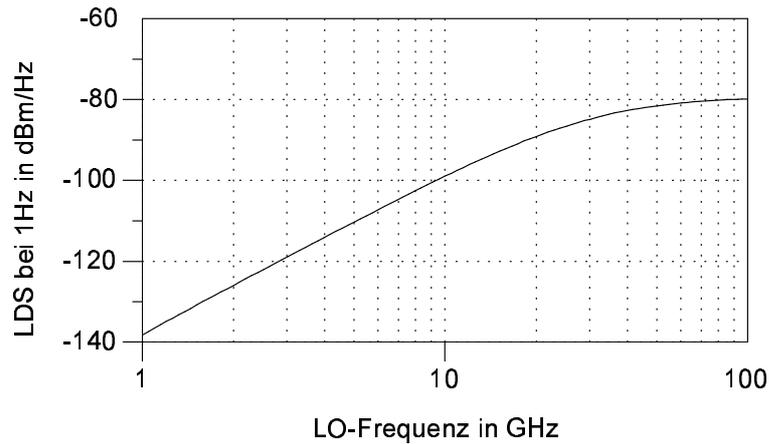


Bild 4.11: 1/f-Rauschen der Gate-Ladewiderstände bei perfekter Symmetrie in Abhängigkeit von der Frequenz,  $U_{gs}=0V$

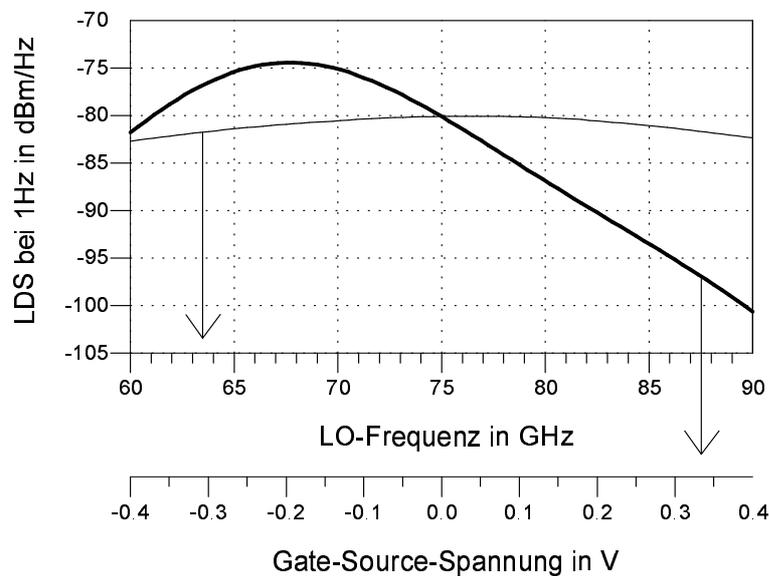


Bild 4.12: 1/f-Rauschen der Gate-Ladewiderstände in Abhängigkeit von der Symmetrie bei 75GHz ( $U_{gs}=0V$ , dünne Linie) und in Abhängigkeit vom Gate-Source-Arbeitspunkt (Symmetrie bei 75GHz, dicke Linie)

Bevor die simulierten Rauschpegel besprochen werden, soll nicht unerwähnt bleiben, daß die intrinsischen Gate-Ladewiderstände auch bei der Überkopplung durch die Gate-Source-Kapazität 1/f-Rauschen erzeugen. Dieser Beitrag ist gegenüber dem von der Gate-Drain-Kapazität jedoch vernachlässigbar gering. Der Grund hierfür ist selbstverständlich die starke Ausprägung des Gate-Drain-Übersprechens.

Bild 4.11 zeigt das NF-Rauschen bei perfekter Symmetrie in Abhängigkeit von der Frequenz. Man kann den typischen 40dB-Anstieg pro Dekade erkennen, den die Gate-Drain-Kapazität durch ihren steigenden Leitwert und der steigenden Phasenverschiebung erzeugt, wie Kapitel 3.5.5 anhand eines unsymmetrischen Mixers erläutert hat. Bei sehr hohen Frequenzen flacht die Kurve ab, weil die Kapazitäten allmählich die LO-Spannung kurzschließen.

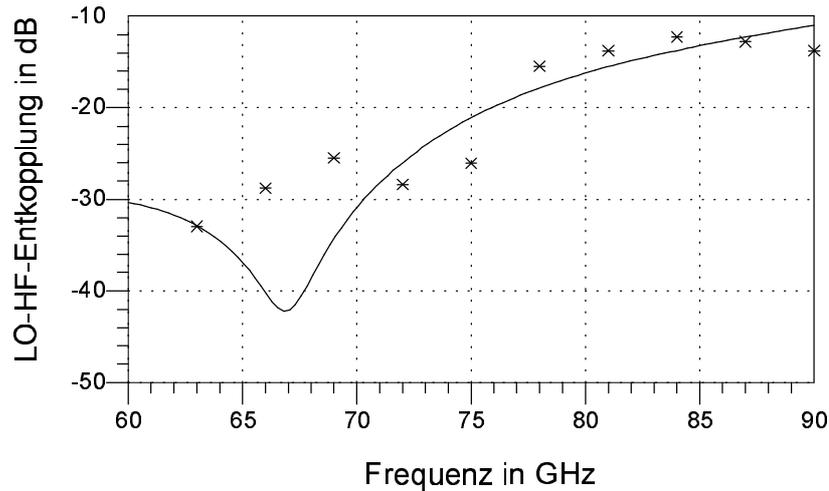


Bild 4.13: Isolation zwischen LO- und HF-Port beim symmetrischen 77GHz-Mischer, Messung (Sterne) und Simulation (Linie), beides bei  $U_{gs} = 0V$

Bild 4.12 zeigt die Abhängigkeit des Rauschens von der Symmetrie und von der Gate-Source-Spannung. Der Einfluß der Symmetrie beträgt fast null und besitzt bei perfekter LO-Gegentaktansteuerung ein sehr flaches Maximum, weil bei LO-Gleichtakt das Rauschen verschwindet (siehe oben). Mit steigender Gate-Source-Spannung sinkt das Rauschen, da das der Abhängigkeit der intrinsischen Gate-Ladewiderstände entspricht (siehe weiter oben).

## 4.4 Vergleich von Messung und Simulation

Wie in [39] berichtet, stimmten die Messungen am MMIC-Mischer von Beginn an gut mit den Simulationen überein. Das gilt insbesondere für den Konversionsgewinn. Lediglich die LO-Symmetrierung weicht von den Erwartungen ab: Statt bei der gewünschten Frequenz von 77GHz scheint die maximale Balanzierung bei 66GHz aufzutreten. Weiterhin fallen die LO-HF-Isolation und die LO-AM-Unterdrückung in der Realität geringer aus, was auf eine nicht perfekte Balanzierung hindeutet. [39] erklärte diese Erscheinungen mit einer Verstimmung der 180°-Leitung zwischen den Gate-Anschlüssen der zwei HEMTs und führte Modell-Modifizierungen ein, welche die gemessenen Werte nachbilden können. Mit diesen geänderten Modellen entstanden auch die Simulationen in diesem Unterkapitel.

Insgesamt wurden fünf Exemplare dieser mm-Wellen-Schaltung vermessen. Abgesehen von gewissen Exemplarstreuungen erbrachten alle die gleichen Ergebnisse, so daß diese nicht durch zufällige Defekte zustande gekommen sein können. Die Bilder 4.13 bis 4.17 zeigen Meß- und Simulationsergebnisse. Klar erkennbar ist jeweils ein tiefes Minimum bei 66GHz (wie anfangs bereits erwähnt), sowie jeweils ein kleines, lokales Minimum bei 75GHz. Diese Erscheinungen werden demnach von der Symmetrierung aufgrund der 180°-Umwegeleitung ( $TL_2$  in Bild 4.6) erzeugt. Das verwendete RMIX-Modell berücksichtigt dagegen lediglich das Hauptminimum bei 66GHz, wie es in [39] beschrieben steht.

Die Simulation gibt die Größenordnung des Übersprechens vom LO-Signal zum HF-Eingang (Bild 4.13) gut wieder. Trotzdem fällt auf, daß die relativen Maxima und Minima nicht mit der Realität übereinstimmen. Es ist die einzige Messung, bei der kein Minimum bei 66GHz

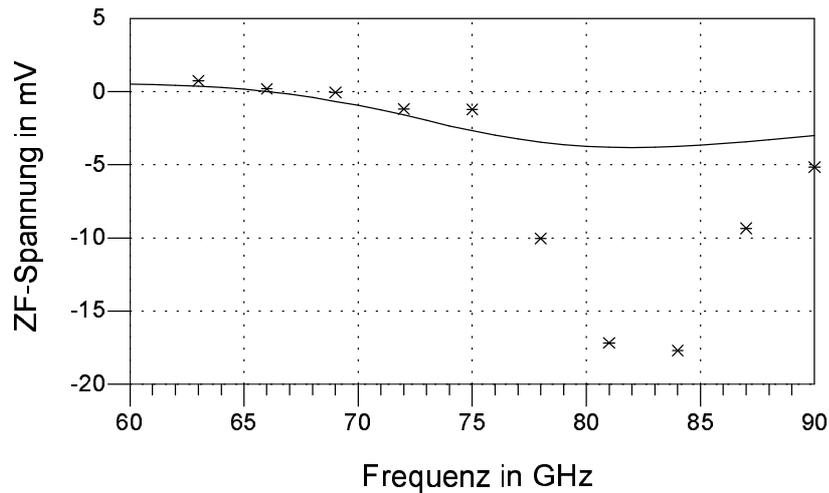


Bild 4.14: ZF-Selbstmisch-Gleichspannung an  $50\Omega$  beim symmetrischen 77GHz-Mischer, Messung (Sterne) und Simulation (Linie) bei  $U_{gs} = 0V$

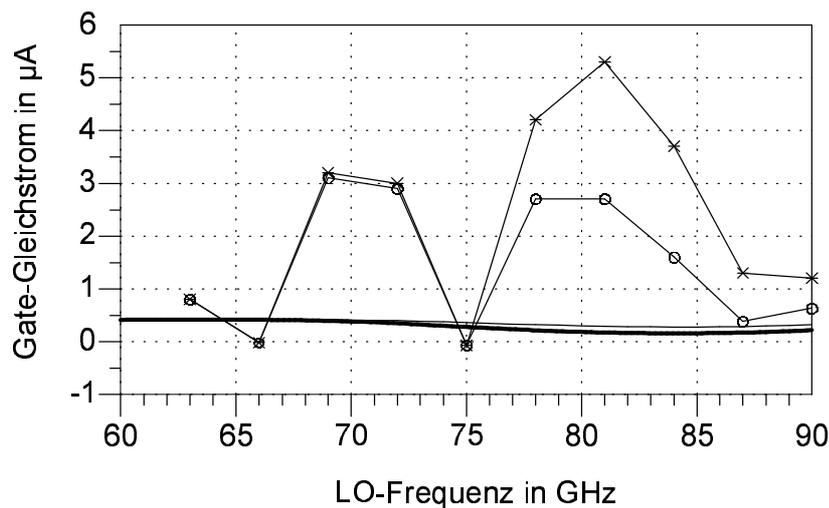


Bild 4.15: Gate-Strom beim symmetrischen 77GHz-Mischer, Messung ohne (Sterne) und mit (Kreise) ZF-Gleichstrom-Pfad, Simulation ohne (dicke Linie) und mit (dünne Linie) ZF-Gleichstrom-Pfad

auftritt. Stattdessen vermittelt Bild 4.13 den Eindruck, daß die Abstimmung der  $180^\circ$ -Leitung zwischen den Gate-Anschlüssen der beiden HFETs einzig und alleine bei 73GHz liegt. Gemäß dieser Beobachtung wäre die künstliche Verschiebung der Symmetrie nach 66GHz falsch. Da außerhalb der Minima das Übersprechen jedoch richtig simuliert wird, muß die Größe des Selbstmischprozesses in Realität und Modellrechnung ebenfalls übereinstimmen, sofern das Transistormodell brauchbar ist. Eine erfolgreiche  $1/f$ -Rauschsimulation sollte damit gewährleistet sein.

Die Selbstmisch-Gleichspannung (Bild 4.14) wird qualitativ korrekt simuliert: Vorzeichenwechsel bei 66GHz und Maximum bei 82GHz. Der reale Mischer erzeugt jedoch mehr Gleichstrom. Weder quantitative noch qualitative Ähnlichkeiten sind beim Gate-Strom (Bild 4.15)

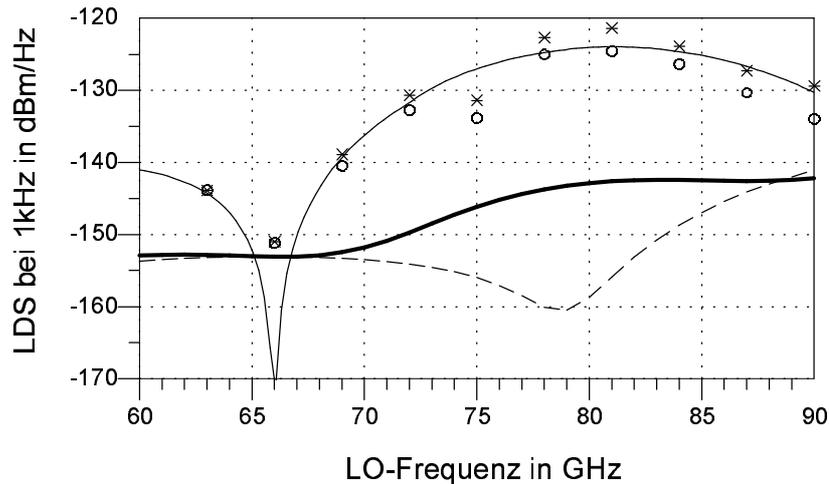


Bild 4.16: Niederfrequenz-Rauschen an ZF-Ausgang 2 des symmetrischen 77GHz-Mischers bei  $U_{gs} = 0V$ , Messung ohne (Sterne) und mit (Kreise) ZF-Gleichstrom-Pfad, Simulation des Kanal-Rauschens ohne (dicke Linie) und mit (gestrichelt) ZF-Gleichstrom-Pfad, Simulation von heruntergemischtem AM-Rauschen (dünne Linie) mit  $-92\text{dBc/Hz}$  bei 1kHz

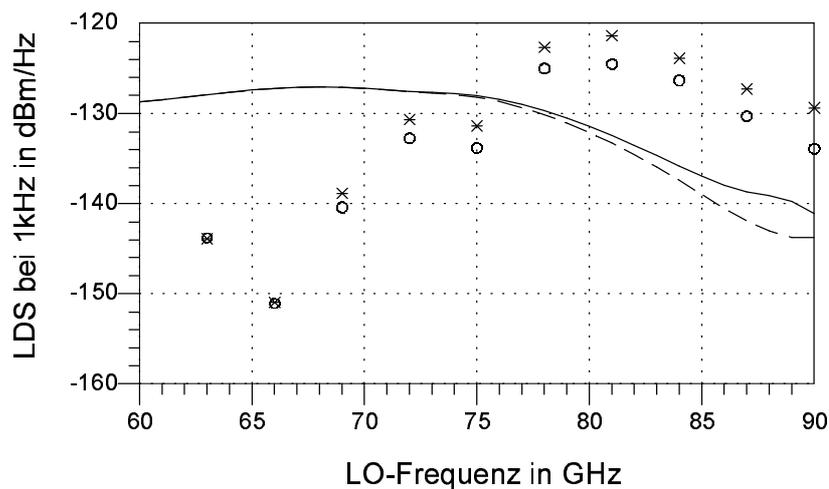


Bild 4.17: Niederfrequenz-Rauschen an ZF-Ausgang 2 des symmetrischen 77GHz-Mischers bei  $U_{gs} = 0V$ , Messung ohne (Sterne) und mit (Kreise) ZF-Gleichstrom-Pfad, Simulation des  $R_{id}/R_{is}$  ohne (Linie) und mit (gestrichelt) ZF-Gleichstrom-Pfad

und beim  $1/f$ -Rauschen erkennbar (Bild 4.16 und 4.17). Simulation und Messung unterscheiden sich grundlegend. Der simulierte Gate-Gleichstrom zeigt keine Abhängigkeit von der Balanzierung, weil er durch die Gleichrichtung der LO-Spannung generiert wird. Dadurch fließt trotz der  $180^\circ$ -Phasendifferenz in beide Gate-Anschlüsse ein positiver Strom hinein. Die Messungen lieferten deutlich höhere Stromstärken, die von der LO-Frequenz beeinflusst werden, und deshalb von einem Selbstmisch-Prozeß stammen müssten. Recht ähnlich verhält es sich mit dem  $1/f$ -Rauschen: Die Messungen ergaben merklich größere Pegel als das Kanalrauschen der Modellrechnungen (Bild 4.16) und die Abhängigkeit von der Symmetrierung ist nur bei der Messung vorhanden. Auch der Unterschied zwischen mit und ohne ZF-Gleichstrompfad

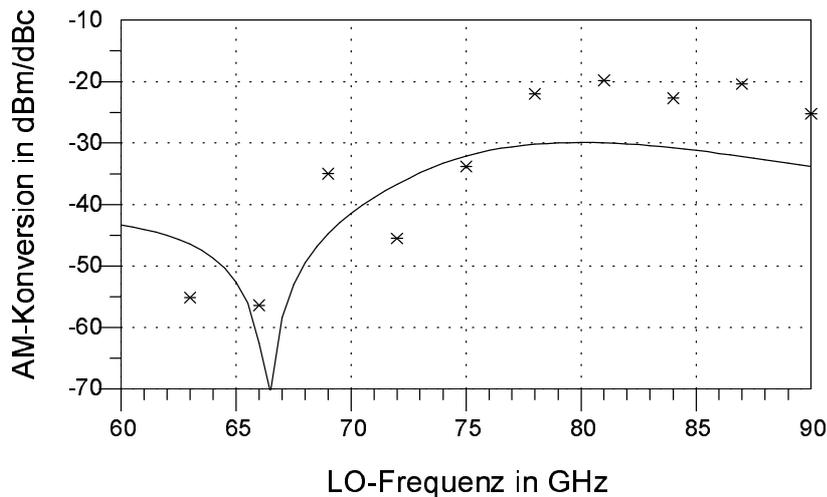


Bild 4.18: AM-Unterdrückung beim symmetrischen 77GHz-Mischer, Messung (Sterne) und Simulation (Linie) bei  $U_{gs} = 0V$

zeigt keine Übereinstimmung. Das wird zusätzlich dadurch deutlich, daß im Gegensatz zur Simulation sich das  $1/f$ -Rauschen in der Realität nicht mittels Gleichstrom ändern läßt. Alles deutet also auf die intrinsischen Gate-Ladewiderstände als Rauschquelle hin. Wegen der symmetrischen Gegentaktstruktur wäre das natürlich sowieso die wahrscheinlichere Lösung. Aber obwohl die Simulationen den Gate-Widerständen tatsächlich ein höheres Rauschen als dem Kanal zuschreiben (siehe Bild 4.17), unterscheiden sich auch hier Modellrechnung und Messung deutlich. Das beobachtete Rauschminimum läßt sich nicht erklären.

Bild 4.16 legt eine Lösung des Problems nahe: Laut Simulationen paßt der gemessene  $1/f$ -Rauschpegel ideal zu dem von heruntergemischtem LO-Amplituden-Rauschen. Dazu müßte dieses  $-92\text{dBc}/\text{Hz}$  bei  $1\text{kHz}$  betragen. Tatsächlich besitzt der verwendete LO-Generator zu wenig AM-Rauschen (siehe Kapitel 1.6), so daß auch diese Möglichkeit ausscheidet. Außerdem hätte sich der Rauschpegel beim Abblocken des ZF-Gleichstrom-Pfades in diesem Fall nicht im geringsten ändern dürfen. Weitere Untersuchungen bestätigen es: Das Selbstmischrauschen des Mixers bleibt bei vollkommen unterschiedlichen LO-Signalquellen unverändert. Verwendet wurden: Frequenzversechsfacher von Millitech, Frequenzvervierfacher von Farran Technologies, Gunn-Oszillator und Impatt-Oszillator. Damit scheidet das Phasenrauschen ebenfalls als Ursache aus. Ein weiterer Beweis für diese Schlußfolgerungen sind die Leistungsdichte-Spektren des Mischerrauschens. Das AM- und PM-Rauschen besitzt sehr markante Spektren (siehe Kapitel 1.6 und 1.7), die sofort auffallen würden. Der spektrale Verlauf des niederfrequenten Selbstmischrauschens vom RMIX-MMIC gleicht dem NF-Rauschen, welches mit Gleichstrom bei den PHEMTs gemessen wurde ( $1/f$ -Rauschen mit ausgeprägtem GR-Buckel).

Eine geeignete Rauschquelle könnte der Widerstand sein, der sich auf dem Mischer-Chip in der Gate-Spannungszuführung befindet ( $R_1$  in Bild 4.1). Durch das Gleichrichten der LO-Spannung an den Schottky-Kontakten der PHEMTs entsteht Gate-Gleichstrom, der durch den besagten Widerstand fließt. Fluktuiert er im Niederfrequenz-Bereich, so moduliert dieses Rauschen den HEMT-Kanal und der Selbstmisch-Prozeß mischt es zum ZF-Ausgang. Prinzipiell könnte dieser Mechanismus die beobachteten Meßergebnisse erzeugen, denn dann würden beide HEMTs vollkommen korreliertes  $1/f$ -Rauschen generieren. Allerdings bewei-

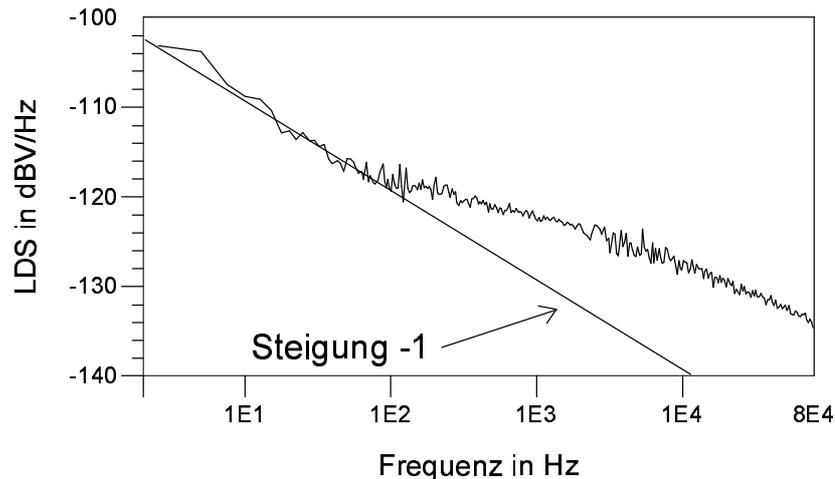


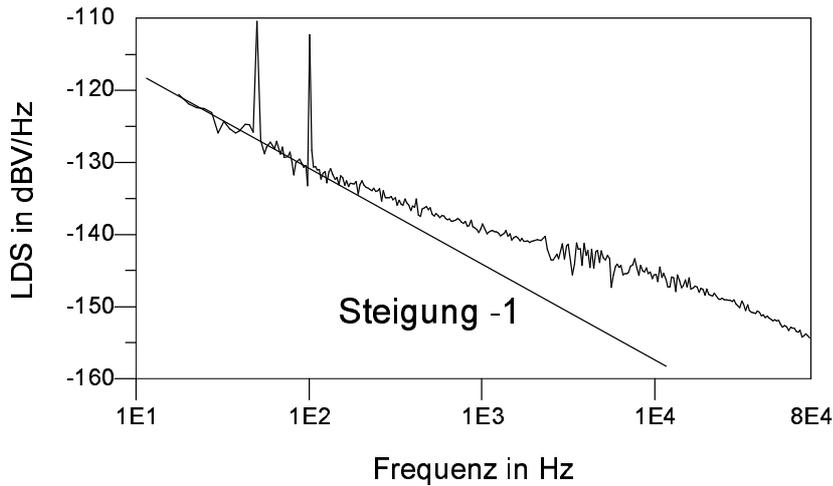
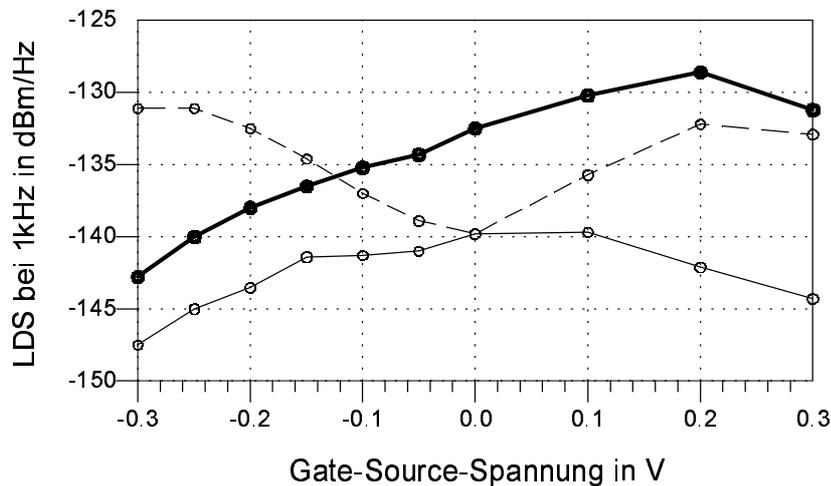
Bild 4.19: Rauschspektrum des GaAs-Widerstandes vom RMIX-Chip

sen Simulationen, daß das normierte Rausch-Leistungsdichte-Spektrum des Widerstandes bei 1Hz ungefähr  $\alpha/N = 0\text{dB}$  betragen müßte. Das wäre ein außergewöhnlich großer Wert, der nur durch extrem schlechte Prozessierung erklärbar wäre. Für Messungen wurde ein Mischer-Chip auf eine Platine geklebt, gebondet und schließlich über die zerstörten Gate-Kontakte (Kurzschluß) Strom durch den Widerstand getrieben. Es ergab sich ein  $1/f$ -Rauschparameter von  $\alpha/N = -88\text{dB}$ . Bild 4.19 enthält das Rauschspektrum. Aufgrund der Ähnlichkeit mit dem Spektrum der Mischer-Transistoren könnte man vermuten, daß trotz der defekten Gate-Anschlüsse mit dieser Methode immernoch das Kanal-Rauschen der FETs gemessen wurde. Dann wäre das Rauschen des untersuchten Widerstandes jedoch nochmals um mindestens 30dB niedriger als ermittelt. (-20dB weil der eigentliche, rauschende Widerstand mindestens zehn mal kleiner ist und -10dB weil sein Rauschen deutlich größer sein müßte.) Auf jeden Fall erzeugt  $R_1$  aus Bild 4.1 ein um viele Größenordnungen zu kleines Rauschen. Für die gesuchte Rauschquelle kommt er also nicht in Frage.

Zum Schluß wird das Transistor-Modell betrachtet. Versuche mit einem Ansatz mit aufgeteiltem Kanal nach Bild 2.5 ergaben erwartungsgemäß noch größere Abweichungen von den Meßwerten. Der tiefe und steile Rauschpegel-Einbruch bei Symmetrie (66GHz, siehe Bild 4.16) ist nicht erreichbar. Stattdessen ergaben die Simulationen ein ähnliches Verhalten wie das Selbstmischrauschen der Gate-Ladewiderstände.

## 4.5 Eine weitere MMIC-Ausführung

Um weitere Aufschlüsse über die Vorgänge in dem symmetrischen Millimeterwellenmischer zu erlangen, zeigt dieses Unterkapitel Messungen an einer weiteren Schaltung gleicher Bauart. Sie wurde vom Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg entworfen und hergestellt. Der prinzipielle Aufbau entspricht exakt dem des Infineon-Mischers aus Bild 4.1 und enthält ebenfalls zwei Einfinger-FETs mit  $30\mu\text{m}$  Gate-Weite in einer koplanaren Schaltungsumgebung. Die Halbleitertechnologie ist ein GaAs-PHEMT-Prozeß mit  $0,15\mu\text{m}$  Gate-Länge. Auch hierin besitzen die beiden Mischer also viele Gemeinsamkeiten. Trotzdem handelt es sich bei dem IAF-MMIC-Mischer um ein komplett anderes Layout mit

Bild 4.20: Spektrum der Transistoren vom IAF-Mischer,  $U_{gs} = 0V$ Bild 4.21: Selbstmischrauschen eines  $2 \times 30\mu\text{m}$ -Transistors, Rauschen ohne (dicke Linie) und mit (gestrichelt) ZF-Gleichstrompfad sowie von den Gate-Ladewiderständen (dünne Linie)

einer anderen PHEMT-Struktur. Vergleiche mit dem Infineon-RMIX aus den vorigen Unterkapiteln können demnach durchaus zu aussagekräftigen Ergebnissen führen und zur Klärung der Meßergebnisse beitragen.

Als erstes wird das Niederfrequenz-Rauschen der Transistoren untersucht. Bild 4.20 zeigt das Spektrum. Wie bei diesen Halbleitermaterialien üblich besteht es aus einem  $1/f$ -Verlauf (Steigung 1,0), den ein ausgeprägter Generations-Rekombinations-Buckel überlagert, was stark an die Infineon-PHEMTs erinnert. Um das Rauschen der intrinsischen Gate-Ladewiderstände zu ermitteln, wurde gemäß der Methode aus Kapitel 3.5 ein Einzel-FET on-wafer kontaktiert und als resistiver Mischer geschaltet. Verwendung fand ein  $2 \times 30\mu\text{m}$ -PHEMT, den ein 63GHz-Lokaloszillator mit  $-3\text{dBm}$  ansteuerte. Bild 4.21 enthält das Ergebnis. Es weist die klassische Charakteristik auf, wie sie z.B. auch beim Fujitsu HEMT FHC40LG beobachtet werden kann (siehe Kapitel 3.5): Das Selbstmischrauschen vom Kanal und von den Gate-Ladewiderständen steigt im typischen Arbeitsbereich mäßig mit der Gate-Source-Spannung

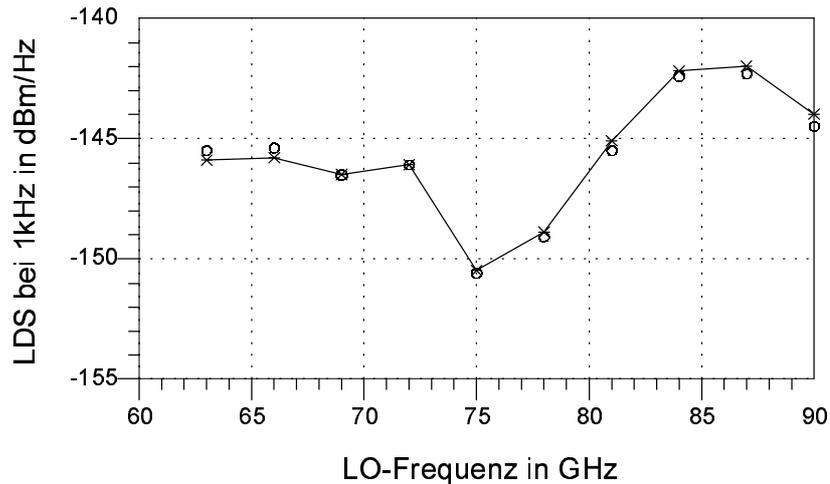


Bild 4.22: Selbstmischrauschen des symmetrischen Mixers mit (Sterne) und ohne (Kreise) ZF-Gleichstrompfad,  $U_{gs} = 0V$ , LO=0dBm

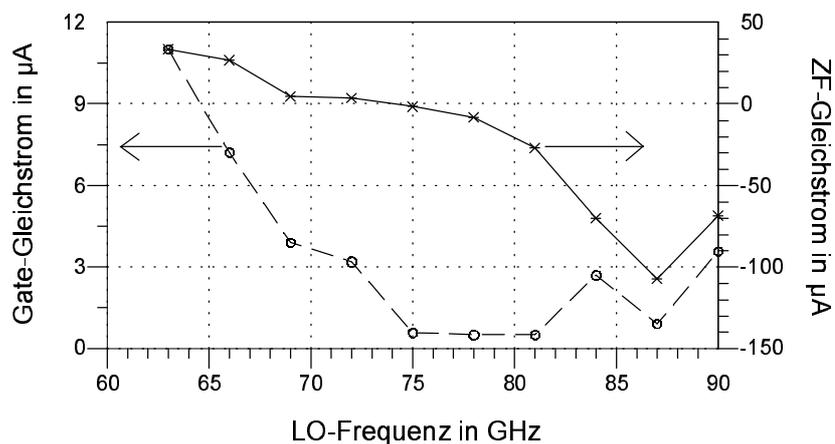


Bild 4.23: Gate-Strom (gestrichelt) und ZF-Selbstmischgleichstrom (Linie) des MMIC-Mixers,  $U_{gs} = 0V$ , LO=0dBm

an und fällt am oberen und unteren Randbereich ab. Läßt man den Selbstmischgleichstrom über den  $50\Omega$ -Zwischenfrequenz-Widerstand fließen, so löscht dieser das Rauschen des FET-Kanals bei  $U_{gs} = 0V$  vollständig aus. Unterhalb von  $U_{gs} = -0,12V$  erzeugt dieser Stromfluß bereits mehr als doppelt soviel niederfrequentes Rauschen als der reine Selbstmischprozeß, so daß ein Abblocken des DC-Pfades zu einer Rauschverringerung führt. Das Verhalten der Gate-Ladewiderstände unterscheidet sich von dem der Infineon-PHEMTs, denn man kann es mit konstanten Widerstandswerten und konstanten Rauschparametern modellieren (wie bei Fujitsu HEMTs). Dies zeigt, daß das Rauschmodell auch im mm-Wellenbereich funktioniert.

Die Bilder 4.22, 4.23 und 4.24 enthalten die Meßergebnisse vom symmetrischen, resistiven Mischer. Es wurden drei Exemplare des MMICs untersucht, um zufällige Defekte auszuschließen. Außer gewissen Exemplarstreuungen verhielten sie sich alle identisch. Qualitativ zeigen die Mischer die gleiche Eigenschaft wie das Infineon-Äquivalent: Die maximale LO-HF-Iso-

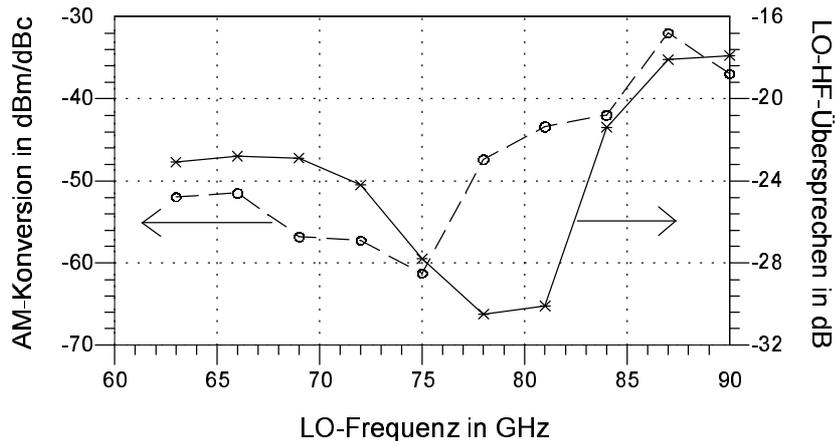


Bild 4.24: LO-HF-Isolation (Linie) und AM-Konversion (gestrichelt) des MMIC-Mischers,  $U_{gs} = 0V$ ,  $LO=0dBm$

lation liegt bei einer höheren Frequenz (nämlich 79GHz) als die Minima der Selbstmischprodukte (75GHz). Die Ausprägung dieses Phänomens scheint beim IAF-Mischer schwächer zu sein. Das merkt man auch an den Pegeln der Meßergebnisse. Das NF-Rauschen fällt geringer aus als bei der Infineon-Schaltung und gleiches gilt für die Differenz zwischen dem maximalen und dem minimalen Wert. Unterhalb von 72GHz scheint das Rauschen den vom Modell vorausgesagten konstanten Verlauf zu generieren (Rauschen der Gate-Ladewiderstände). Da auch der Gate-Strom nicht die erwartete konstante Kurve besitzt, scheint es einen bisher unbekanntem Effekt zu geben, der zumindest für diese Art von Mischer typisch ist.

## 4.6 Weitere Untersuchungen

Natürlich soll dieses Unterkapitel versuchen, die ungeklärten Phänomene im Infineon- und IAF-Mischer zu beschreiben. Zwei wichtige Dinge kann man dazu als Ausgangspunkt benutzen:

1. Die Erscheinungen sind typisch für diese Mischer und stammen daher vom allgemeinen Aufbau und nicht von versteckten, parasitären Effekten.
2. Die Erscheinungen haben mit dem Rauschmodell nichts zu tun.

Werden die Rauschmessungen zunächst nicht beachtet, dann gilt es zu klären, warum das Minimum vom LO-AM-Konversionsfaktor und das vom Selbstmischgleichstrom nicht mit dem Maximum der LO-HF-Isolation zusammenfallen. Ausführliche Simulationen beweisen, daß die Schaltungsmodelle diese Abweichung nicht nachbilden können. Weitere Untersuchungen muß man demnach direkt an den Mischer-Chips mittels der Feldtheorie durchführen. Bild 4.25 zeigt das Layout des Infineon-Mischers. Es wurde aus [39] entnommen. Gut zu erkennen ist der kritische Knotenpunkt, der das LO-Signal in die 180°-Umwegeleitung einspeist. Hier treffen Leitungen mit unterschiedlichen Wellenwiderständen aufeinander. Da aufgrund des kompakten Aufbaus Platzmangel herrscht, befinden sich an der T-Verzweigung keine Luftbrücken. Neben der gewünschten Koplantarleitungswelle (Gleichtaktmodus) entsteht an

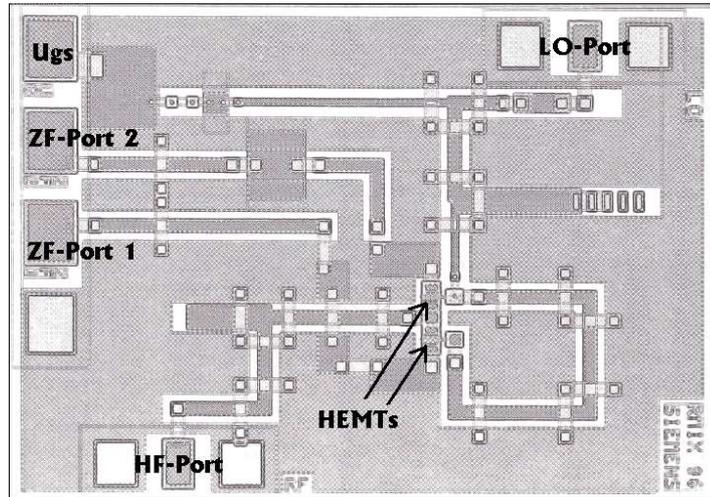


Bild 4.25: Layout des 77GHz-RMIX von Infineon

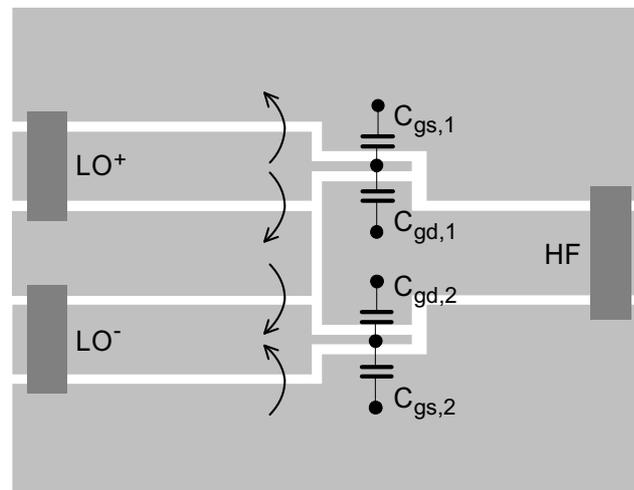


Bild 4.26: Schematische Darstellung der LO-Ansteuerung der Transistoren mit koplanaren Leitungswellen

dieser Stelle mit Sicherheit auch die Schlitzleitungswelle (Gegentaktmodus). [39] gab diesen Sachverhalt als Ursache für die Verstimmung der  $180^\circ$ -Umwegeleitung an (66GHz statt 77GHz). Aus den jetzigen Erkenntnissen kann bereits gefolgert werden, daß dieses Modell nicht vollständig ist.

Das koplanare T-Glied im Infineon-Mischer regt eine Gegentaktwelle an. Beim IAF-MMIC, wo keine kritische Leitungsstelle existiert, wurden allerdings die gleichen Phänomene ebenfalls beobachtet (wenn auch weniger ausgeprägt). Daß dies tatsächlich so sein muß, soll die Skizze in Bild 4.26 verdeutlichen. Sie enthält lediglich die LO- und die HF-Leitung mit je einer Luftbrücke, sowie die beiden HEMTs, die durch ihren Gate-Finger mit den zwei dazugehörigen Kapazitäten repräsentiert werden. Auf den Zuleitungen zu den Gate-Anschlüssen breitet sich je eine Gleichtaktwelle aus, was die Spannungspfeile andeuten. Stellt man sich nun vor, wie diese Wellenfronten auf die Transistoren stoßen, so wird klar: Der Gegentaktmo-

das wird angeregt, weil die beiden Spannungen auf einer Koplanarleitung ganz unterschiedlichen Belastungen ausgesetzt sind. Die Koplanarleitung ist unsymmetrisch abgeschlossen. Diese Tatsache erklärt, warum das Minimum der Selbstmischprodukte nicht mit dem der LO-HF-Überkopplung übereinstimmt. Die zwei Spannungen auf einer koplanaren Leitung besitzen verschiedene Amplituden und leisten jeweils einen unterschiedlich großen Beitrag zur Steuerung des FET-Kanals und zum Übersprechen in Richtung HF-Eingang. Bereits aus der Skizze in Bild 4.26 und aus dem Layout (Bild 4.25) sieht man, daß die Vorgänge in der Schaltung sehr komplex sind. Die Ergebnisse lassen sich daher nicht voraussagen. Eine vollständige Simulation des Mixers erweist sich ebenfalls als sehr komplex. Eine Co-Simulation von  $2\frac{1}{2}$ D-Feldberechnungen (oder 3D-Feldberechnungen) und Harmonic-Balance wäre dazu nötig. D.h. der gesamte Mischer-Chip müßte in einem Feldsimulator nachgebildet, und das Resultat in einer nicht-linearen Schaltungssimulation mit dem Transistor-Modell des 1F30-PHEMTs verknüpft werden. Das im Lieferumfang von ADS2002 enthaltene Programm *Momentum* besitzt die Möglichkeit hierzu. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit waren diese Untersuchungen jedoch aus zeitlichen Gründen nicht mehr möglich.

Den Schluß dieses Abschnittes bildet eine Zusammenfassung darüber, was die Untersuchungen des einfach-symmetrischen, resistiven PHEMT-Mixers von Infineon herausgefunden haben:

- Das Selbstmischrauschen stammt von den intrinsischen Gate-Ladewiderständen der Transistoren.
- Der Mischer kann nicht mit einer herkömmlichen Schaltungssimulation berechnet werden, weil auf der Koplanarleitung sowohl die Gleichtakt- als auch die Gegentaktwelle entsteht.
- Die Gegentaktsymmetrie tritt beim Minimum des LO-HF-Übersprechens auf; wegen der Gegentaktwelle liegen die Minima der Selbstmischprodukte bei einer niedrigeren Lokaloszillator-Frequenz.

## 4.7 Weitere symmetrische Mischerstrukturen

Da sich das Niederfrequenz-Rauschen (vor allem das der Gate-Ladewiderstände) mit dem beschriebenen Mischer nicht effektiv unterdrücken läßt, liegt es nahe, andere Strukturen zur Balanzierung zu betrachten. Dieses Unterkapitel erläutert aus diesem Grund die LO-Selbstmisch-Vorgänge von zwei weiteren Mixern. Es soll untersucht werden, ob mit diesen Schaltungen ein geringeres Rauschen zu erwarten ist.

Bild 4.27 zeigt die Schaltung eines einfach-symmetrischen Mixers. Der Lokaloszillator steuert die beiden Feldeffekt-Transistoren im Gleichtakt an. An den Drain-Anschlüssen wird das HF-Signal im Gegentakt eingespeist und das ZF-Signal im Gegentakt abgegriffen. Die Symmetrierung erfolgt durch den Balun. Dieser sorgt auch für das Auslöschung aller Gleichtakt-Signale, so daß sowohl der ZF-Ausgang als auch die Drain-Elektroden der FETs vollständig vom LO entkoppelt sind. Im Idealfall sollte es also keinen Selbstmischprozeß geben. Die Situation verhält sich jedoch analog zum RMIX-MMIC aus den vorigen Unterkapiteln, denn bei genauerem Hinsehen erweist sich das Mischer-Prinzip mit dem aus Bild 4.10 als identisch: Der Balun überträgt das LO-Übersprechen des einen Transistors in Gegenphase zum anderen Transistor. Mit dem ZF-Signal und dem  $1/f$ -Rauschen verhält es sich genauso. Das heißt

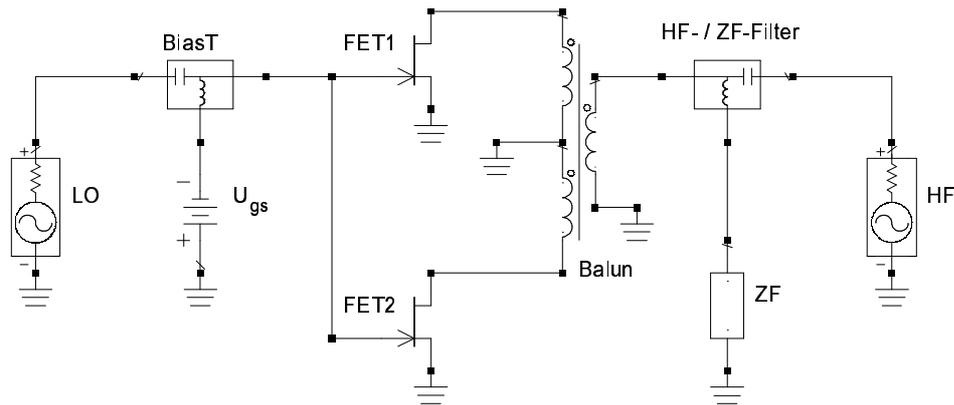


Bild 4.27: Prinzip eines einfach-symmetrischen, resistiven FET-Mischer mit LO-Gleichtakt-Ansteuerung der beiden Transistoren

also, AM-Rauschen vom LO und Gleichstrom löschen sich aufgrund der entgegengesetzten Richtungen in den zwei Transistoren aus. Für das Kanalrauschen gilt das allerdings nur, wenn die extrinsischen Elemente vernachlässigbar klein bleiben. Ansonsten entsteht gemäß Kapitel 4.3.1 NF-Rauschen, dessen Größe mit der aus den Bildern 4.7, 4.8 und 4.9 (Kapitel 4.3.1) recht gut übereinstimmt. Lediglich zwei Unterschiede existieren: Das Übersprechen durch die Gate-Source-Kapazität ist praktisch nicht vorhanden, weil der Source-Anschluß direkt auf Masse liegt, und die Nicht-Linearitäten der Gate-Drain-Kapazität können kein Rauschen erzeugen, weil einerseits die Transistoren im LO-Gleichtakt betrieben werden und andererseits der Balun auch geradzahlige Harmonische kurzschließt. Das alles gilt, solange die Mittelanzapfung des Baluns direkt auf Masse-Potential liegt, wie es in Bild 4.27 der Fall ist. Erfolgt die Masse-Verbindung der Mittelanzapfung dagegen über einen Widerstand (z.B. um die Intermodulationsprodukte zu beeinflussen), dann fällt darüber natürlich auch ein Teil der übergekoppelten LO-Spannung ab. Das verringert zwar nicht die LO-HF-Isolation, ganz anders sieht es jedoch an den Drain-Anschlüssen aus. Hier wird die LO-Spannung nicht mehr kurzgeschlossen, so daß durch den Selbstmischprozeß niederfrequentes Kanalrauschen am ZF-Ausgang entsteht.

Auch das  $1/f$ -Rauschen der Gate-Ladewiderstände in diesem Mischer unterscheidet sich kaum von dem im RMIX-MMIC von Infineon. Das gilt sowohl für den Entstehungsmechanismus als auch für den absoluten Pegel. Mit anderen Worten: Die Symmetrierung kann dieses Rauschen selbst dann nicht vermindern, wenn das LO-Übersprechen vollständig unterbunden wird.

Insgesamt besitzt das Mischerprinzip aus Bild 4.27 keine nennenswerten Vor- oder Nachteile bezüglich des NF-Rauschens, wenn man es mit dem Prinzip des RMIX-MMICs vergleicht. Lediglich der Balun dürfte (meistens) aufwendiger ausfallen als die  $180^\circ$ -Umwegeleitung.

Als zweites Beispiel untersucht dieses Unterkapitel einen einfach-symmetrischen, resistiven Mischer mit nur einem Transistor. Die Topologie wurde in [48] beschrieben; in Bild 4.28 ist sie zu sehen. Der FET wird vollkommen symmetrisch behandelt und sollte auch möglichst symmetrisch aufgebaut sein. Drain und Source sind beliebig austauschbar. Damit die LO-Spannung auch direkt über der Gate-Source-/ Gate-Drain-Strecke abfällt, liefert der Balun für Gleichtakt-Signale einen Kurzschluß nach Masse. Genau wie bei den beiden anderen be-

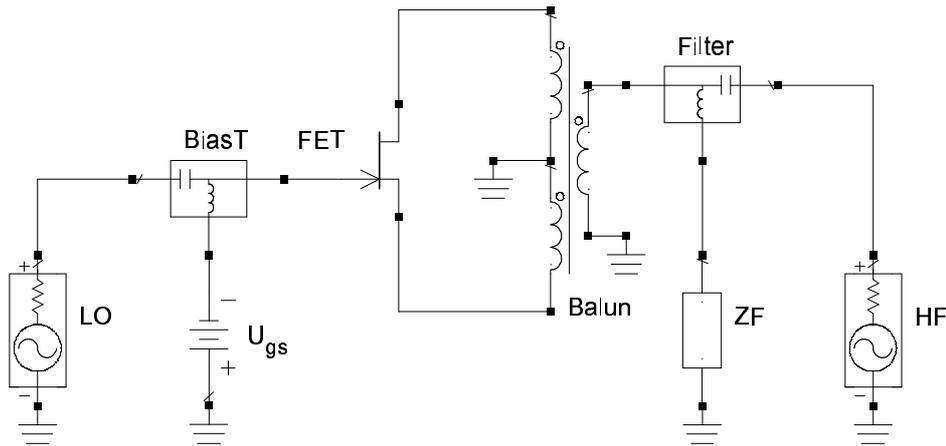


Bild 4.28: Prinzip eines resistiven, symmetrischen Einzel-FET-Mischers

sprochenen symmetrischen Mischern beträgt die LO-Überkopplung zum Drain- bzw. Source-Anschluß und zum HF-Eingang exakt null. Der Transistor-Kanal generiert daher kein Selbstmischrauschen, keinen Gleichstrom und mischt das AM-Rauschen des Lokaloszillators nicht in das Basisband. Die Besonderheit dieser Mischerstruktur ist, daß sich daran auch dann nichts ändert, wenn nennenswerte extrinsische Elemente hinzukommen. (Vorausgesetzt sie sind ebenfalls symmetrisch um den intrinsischen FET angeordnet.) Der Grund hierfür: Vom Gate aus koppelt jeweils ein gleichgroßer Teil des LO-Signals zum Drain- und zum Source-Anschluß. Daher fällt über dem Transistor-Kanal keine LO-Spannung ab.

Die Gate-Ladewiderstände generieren unvermindert  $1/f$ -Rauschen. Die Symmetrie und das Fehlen des LO-Übersprechens können das nicht verhindern, weil die Fluktuationen des drain- und des source-seitigen Widerstandes keine Korrelation zueinander besitzen.

Das Fazit des symmetrischen Einzel-FET-Mischers nach Bild 4.28 lautet somit: Es handelt sich um die günstigste Konstellation für Feldeffekt-Transistoren bei denen das Kanalrauschen gegenüber dem der Gate-Ladewiderstände dominiert und die extrinsischen Elemente nicht vernachlässigbar sind.

## 4.8 Ansätze zur Rauschreduzierung

Zum Schluß stellt sich natürlich die Frage, ob (und wenn ja, wie) sich das NF-Rauschen in dem symmetrischen Millimeterwellenmischer verringern läßt. In der aktuellen Literatur scheint es keinen Ansatz dafür bei derart hohen Frequenzen zu geben. Bei den unteren Mikrowellenbändern beschränken sich die bekannten Maßnahmen zur Unterdrückung niederfrequenten Rauschens (vernünftigerweise) auf zwei Verfahren (z.B. [49]): Verringerung des LO-Übersprechens und Verwendung von rauscharmen Bauteilen (Bipolartransistoren, FETs mit großem Kanalvolumen). Beide Möglichkeiten sind auf den Infineon RMIX nicht anwendbar. Zwar beschreiben einige Artikel (z.B. [47]) die Reduzierung der LO-Überkopplung mit Schaltungskonzepten, die auch noch im Millimeterwellenbereich anwendbar wären, aber auch diese eignen sich nicht zur  $1/f$ -Rauschminimierung. Der Grund ist, daß das LO-Signal an den HF-/ZF-Anschlüssen unterdrückt wird, nicht aber an dem (intrinsischen) Transistor-Kanal. Das führt nicht zum gewünschten Erfolg, wie bereits in den vorherigen Unterkapiteln gezeigt wurde.

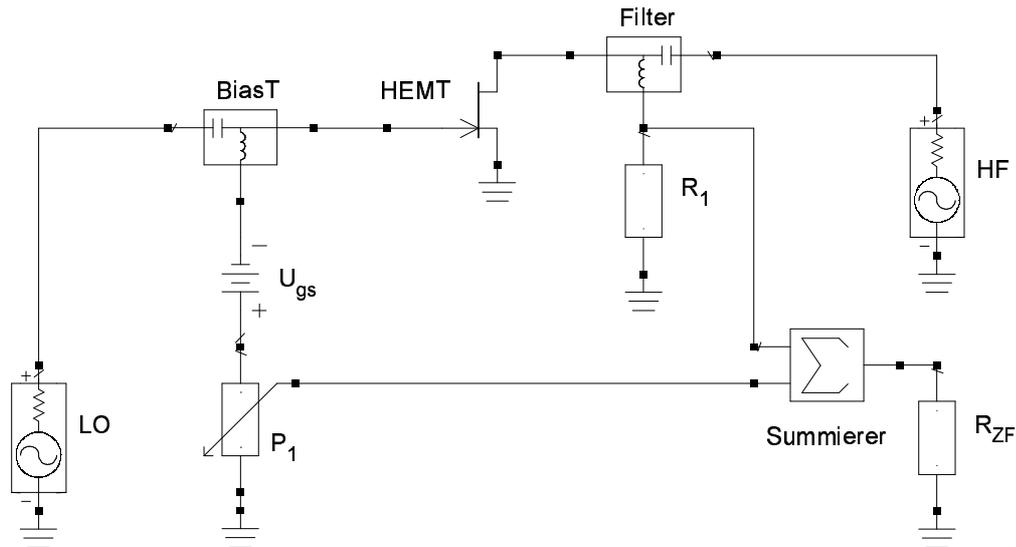


Bild 4.29: Prinzipschaltung zum Unterdrücken des  $1/f$ -Rauschens der Gate-Ladewiderstände mit Hilfe des Gate-Stromes

Da kein bekanntes Verfahren das NF-Rauschen des mm-Wellen-Mischers verringert, können das (wenn überhaupt) nur neue Ansätze erledigen. Besonders beachten muß man die intrinsischen Gate-Ladewiderstände  $R_{id}$  und  $R_{is}$ , denn sie dominieren hier das  $1/f$ -Rauschen. An dieser Stelle einzugreifen, gestaltet sich für einen Schaltungstechniker jedoch sehr schwierig, weil diese Widerstände kaum zugänglich sind. Weiterhin wurde in den vorigen Kapiteln gezeigt, daß auch das Auslöschen von Selbstmischrauschen in symmetrischen Gegen- und Gleichtaktstrukturen nicht möglich ist, weil jeder Transistor mehrere unkorrelierte Rauschquellen besitzt.

Denkt man daran, wie leicht das niederfrequente Kanal-Rauschen im unsymmetrischen Mischer durch Gleichstrom zu kompensieren ist, liegt es nahe, das auch bei den Widerständen  $R_{id}$  und  $R_{is}$  zu versuchen. Bild 4.29 verdeutlicht, wie so eine Schaltung prinzipiell aussehen könnte. Die Funktionsweise läßt sich recht einfach verstehen: Wird eine relativ große LO-Leistung verwendet, die durch Gleichrichtung am Schottky-Kontakt des MESFETs ein paar Mikroampere Gleichstrom erzeugt, so fließt dieser Strom unter anderem durch die Ladewiderstände des Gates. Auf diese Weise entsteht ein niederfrequenter Rauschstrom, der über die Gate-Source-Spannungszuführung abgegriffen werden kann ( $P_1$  in Bild 4.29), und somit frei von allen anderen Signalanteilen (LO-, HF-, ZF-Signal) bleibt. Gleichzeitig generieren die Gate-Ladewiderstände durch den Selbstmischprozeß die ungewollte Rauschleistung am ZF-Ausgang. Mit Hilfe eines Summationsgliedes, welches die Spannung vom Gate-Anschluß mit der vom ZF-Ausgang addiert, erhält man schließlich ein Signal, in dem das  $1/f$ -Rauschen ausgelöscht wurde, während das gewünschte ZF-Signal übertragen wird. Genau wie bei der Reduzierung des Kanalrauschens (Kapitel 3.5) werden hier zwei Rauschspannungen überlagert, die den selben Ursprung haben und daher vollständig korreliert sind (Korrelationskoeffizient -1). Die Schaltung in Bild 4.29 zeigt, wie die Rauschamplitude am Transistor-Gate mit Hilfe des Potentiometers  $P_1$  abgeglichen wird, so daß an der ZF-Last  $R_{ZF}$  das rauschreduzierte Zwischenfrequenzsignal entsteht.

In Bild 4.30 sind zwei Simulationsergebnisse dazu zu sehen. Man erkennt ein Problem, das der unsymmetrische Aufbau des Mischers verursacht (unterschiedliche Beschaltung am Drain

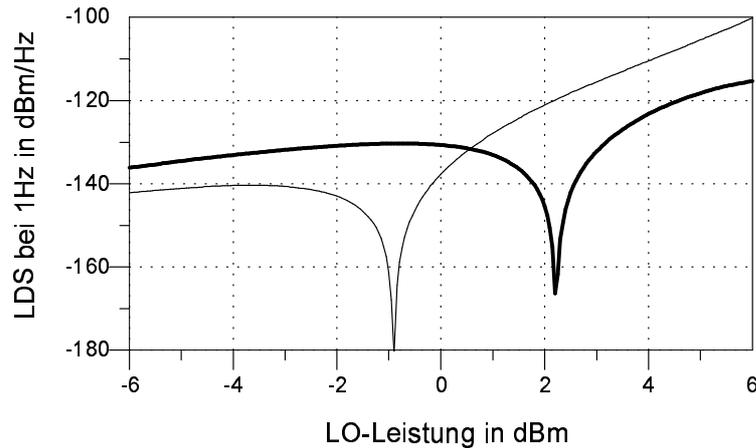


Bild 4.30: Simulierte Rauschpegel von  $R_{id}$  (dicke Linie) und von  $R_{is}$  (dünne Linie),  $U_{gs} = +0,1\text{V}$ , LO-Frequenz=20GHz, Gate-Weite  $W = 60\mu\text{m}$

und am Source): Der Einbruch des Rauschpegels von  $R_{is}$  tritt bei einer niedrigeren LO-Leistung auf als der von  $R_{id}$ . Der Grund dafür liegt in den unterschiedlichen Rauschpegeln am ZF-Ausgang:  $R_{is}$  generiert ungefähr 6dB mehr  $1/f$ -Rauschen als  $R_{id}$ . Der Versuch einer Verminderung des Niederfrequenz-Rauschens mit dem Mischer aus Bild 4.29 wäre damit erfolglos. Abhilfe würde ein vollkommen symmetrischer, resistiver Einzel-FET-Mischer schaffen, wie er z.B. in [48] beschrieben steht und in Bild 4.28 (Kapitel 4.7) zu sehen ist. Während die LO-Spannung wie gewöhnlich an die Gate-Elektrode gelegt wird, sorgt ein Balun dafür, daß sowohl HF- als auch ZF-Signal symmetrisch bezüglich Masse am Transistor-Kanal erscheinen. Simulationen beweisen, daß in diesem Mischertyp die beiden intrinsischen Gate-Widerstände die gleiche Selbstmisch-Rauschleistung erzeugen. Daher erscheinen bei der Methode nach Bild 4.29 beide Rauschpegel einbrüche bei der gleichen LO-Leistung. (Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß der Einzel-FET-Mischer aus [48] für perfekte Symmetrie ebenfalls einen symmetrischen Transistor benötigt. Deshalb eignen sich weder das Transistor-Modell des FHC40LG aus Kapitel 2, noch das Modell der Infineon PHEMTs aus [39] für eine Simulation der soeben erwähnten Schaltung.) Bereits kleine, parasitäre Unsymmetrien sorgen in der Praxis jedoch für ein erneutes Scheitern des Konzeptes.

Aber auch mit einem vollkommen symmetrischen Einzel-FET-Mischer funktioniert die Verringerung des Rauschens gemäß Bild 4.29 nicht. Es existiert eine weitere Unstimmigkeit: Unabhängig vom Schaltungstyp erfolgt die Überkopplung bzw. Aussteuerung über die Gate-Drain- bzw. Gate-Source-Strecke gegensinnig. Im Klartext heißt das, um die gate-seitige und die ZF-seitige Rauschspannung gegenseitig auszulöschen, benötigt man für das  $R_{is}$ -Rauschen eine Subtraktion, für das  $R_{id}$ -Rauschen dagegen eine Addition. (Natürlich sind auch Mischervarianten denkbar, wo es sich genau umgekehrt verhält.) Dieses fundamentale Verhalten beweist, daß es nicht möglich ist, mit Hilfe eines Gleichstromes durch die Gate-Diode das Rauschen der Gate-Ladewiderstände zu unterdrücken. Auch durch getrenntes Abgreifen der zwei Ströme am Drain und am Source (was deutlich komplexer wäre) scheint dies nicht möglich zu sein, weil die Rauschentstehungen durch  $R_{id}$  und  $R_{is}$  nicht vollkommen unabhängig zueinander sind. Immerhin haben diese Untersuchungen gezeigt, in welche Richtung man nicht zu forschen braucht.

# Kapitel 5

## Nicht-Linearitäten von resistiven Mischern

### 5.1 Die Transistor-Modelle

Wenn man die Nicht-Linearitäten einer Schaltung mit dem Simulator untersuchen möchte, sind zunächst geeignete Großsignalmodelle erforderlich. Diese sollen hier als erstes beschrieben werden. Um die Intermodulationen von resistiven Mischern berechnen zu können, müssen die Kennlinien des Feldeffekt-Transistors folgende Eigenschaften aufweisen [58]:

- realer Verlauf der Steilheit sowie deren ersten zwei Ableitungen
- sanftes, stetiges und stetig differenzierbares Abschnürverhalten des Kanals
- keine Diskontinuitäten beim Umpolen der Drain-Source-Strecke
- Sättigungsgrenze abhängig von der Gate-Source-Spannung

Der Betrieb eines kalten FETs erfordert also strengere Richtlinien als der Betrieb im Sättigungsbereich. Die meisten bekannten Modelle erfüllen die oben genannten Bedingungen nicht. Deshalb führten Versuche mit den in ADS implementierten MESFET-Modellen nicht zu ausreichendem Erfolg. Einige Beispiele sollen kurz erwähnt werden. Das Statz- und das TOM-Modell definieren den Drain-Strom lediglich oberhalb der Abschnürspannung und setzen ihn unterhalb zu null. Daraus resultiert eine nicht stetig differenzierbare Funktion und somit erscheinen unter bestimmten Bedingungen Diskontinuitäten bei den Intermodulationsprodukten. Dieser Mißstand tritt beim Materka-Modell nicht auf, weil der Kanal sanft abschnürt. Dafür ergaben die Ableitungen der Steilheit unrealistische bis chaotische Verläufe, was sich bei den Simulationen der Verzerrungen bemerkbar machte. Ein Test, den alle der genannten Modelle nicht oder nur bedingt bestehen, ist eine geringfügige Variation der Drain-Source-Gleichspannung um den Nullpunkt herum [58]. Hierbei erscheinen sprunghafte oder nadelförmige Änderungen der Intermodulationspegel, die auf ein nicht stetig differenzierbares Verhalten beim Umpolen der Kanalspannung hindeuten.

Da ADS über kein geeignetes MESFET-Modell verfügt, muß eine entsprechende Implementation selbst erstellt werden. Für die Simulation nicht-linearer Eigenschaften von resistiven Mischern existieren in der Literatur ein paar gute Transistor-Modelle. Zwei Beispiele hierfür sind das Parker-Skellern-Modell [55] und das TOM3-Modell [56]. Beide enthalten einige gemeinsame mathematische Terme, so daß sie sich nicht allzu sehr unterscheiden. Die Wahl fiel

Parameter	deep-depletion	depletion	enhancement
$U_{T0}$	-2 V	-0,6 V	+0,2 V
$\beta$	0,1 mA/ $\mu$ m	0,15 mA/ $\mu$ m	0,3 mA/ $\mu$ m
$Q$	1,6		
$U_{st0}$	0,05		
$M_{st}$	0,05 $1/V$		
$\gamma$	0,1		
$\alpha$	2 $1/V$		
$\kappa$	3		
$\lambda$	-0,05 $1/V$		

Tabelle 5.1: TOM3-Modellparameter des Ausgangskennlinienfeldes

auf das TOM3-Modell, weil es neben der Transistorkennlinie auch die Funktionen der nicht-linearen Kapazitäten definiert. Im Rahmen dieser Arbeit entstanden Modelle für drei fiktive MESFETs, wie sie in [45] beschrieben wurden: Enhancement (E-FET), depletion (D-FET) und deep-depletion (G-FET). Die folgenden Unterkapitel sollen unter anderem auch die verschiedenen Charakteristiken dieser MESFET-Typen aufzeigen.

Zunächst werden die Funktionen der TOM3-Modelle erwähnt. Das Ausgangskennlinienfeld lautet mathematisch wie folgt [56]:

$$K_{tanh} = \frac{\alpha \cdot U_{DS}}{(1 + (\alpha \cdot U_{DS})^\kappa)^{1/\kappa}} \quad (5.1)$$

$$U_{st} = Q \cdot U_{st0} \cdot (1 + M_{st} \cdot U_{DS}) \quad (5.2)$$

$$U_g = U_{st} \cdot \ln \left( \exp \left( \frac{U_{GS} - U_{T0} + \gamma \cdot U_{DS}}{U_{st}} \right) + 1 \right) \quad (5.3)$$

$$I_{DS} = W \cdot \beta \cdot U_g^Q \cdot K_{tanh} \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS}) \quad (5.4)$$

mit $I_{DS}$	- Drain-Source-Strom
$U_g$	- effektive Gate-Source-Spannung
$U_{st}$	- Rate des exponentiellen Abfalls bei Kanalabschnürung
$\beta$	- formale Steilheit
$U_{T0}$	- Schwellspannung (Kanalabschnürung)
$\lambda$	- Kanal-Längenmodulation
$Q$	- $U_{gs}$ -Exponent
$M_{st}, U_{st0}, \gamma, \alpha, \kappa$	- diverse Modell-Parameter
$W$	- Gate-Weite
$U_{GS}$	- intrinsische Gate-Source-Spannung
$U_{DS}$	- intrinsische Drain-Source-Spannung

Der Term „ $\ln(\exp(\dots) + 1)$ “ sorgt für das sanfte Abschnüren des Kanals. Der Ausdruck „ $(1 + \lambda \cdot U_{DS})$ “ erzeugt den endlichen Ausgangswiderstand im Sättigungsbereich. Jetzt gilt es für die Modell-Parameter realistische Werte zu finden. Man erhält sie durch Vergleiche mit realen Transistoren. Tabelle 5.1 enthält die verwendeten Werte. Die drei MESFET-Typen unterscheiden sich nur in zwei Parametern (siehe auch [45]): Abschnürspannung und formale Steilheit.

Die Gate-Source- und die Gate-Drain-Dioden besitzen die übliche Dioden-Kennlinie, die für alle drei MESFET-Typen gilt:

$$I_D = W \cdot 0,1 \frac{\text{pA}}{\mu\text{m}} \cdot \left( \exp \left( \frac{U_D}{1,3 \cdot U_T} \right) - 1 \right) \quad (5.5)$$

mit  $U_D$  - Spannung über der Diode  
 $I_D$  - Strom durch die Diode  
 $U_T$  - Temperatur-Spannung (26mV bei 25°C)  
 $W$  - Gate-Weite

Zum Schluß werden die Kapazitäten behandelt. Die Drain-Source-Kapazität ist arbeitspunkt-unabhängig. Ihr Wert skaliert proportional mit der Gate-Weite  $W$  und beträgt:

$$C_{DS} = W \cdot 0,2 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}} \quad (5.6)$$

Die Gate-Source-Kapazität und die Gate-Drain-Kapazität besitzen relativ komplexe Gleichungen. Sie lauten:

$$F_t = \exp(-Q_{GGB} \cdot I_{DS,RF} \cdot U_{DS}) \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial F_t}{\partial U_{GS}} = -Q_{GGB} \cdot (I_{DS,RF} + (g_m + g_{ds}) \cdot U_{DS}) \cdot F_t \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial F_t}{\partial U_{GD}} = Q_{GGB} \cdot (I_{DS,RF} + g_{ds} \cdot U_{DS}) \cdot F_t \quad (5.9)$$

$$F_l = Q_{GQL} \cdot \exp(Q_{GAG} \cdot (U_{GS} + U_{GD})) \quad (5.10)$$

$$Q_{gl} = F_l \cdot \cosh(Q_{GAD} \cdot U_{DS}) + Q_{GCL} \cdot (U_{GS} + U_{GD}) \quad (5.11)$$

$$Q_{gh} = Q_{GQH} \cdot \ln \left( 1 + \frac{I_{DS,RF}}{Q_{GI0}} \right) + Q_{GSH} \cdot U_{GS} + Q_{GDH} \cdot U_{GD} \quad (5.12)$$

$$C_{gsh} = (g_m + g_{ds}) \cdot \frac{Q_{GQH}}{I_{DS,RF} + Q_{GI0}} + Q_{GSH} \quad (5.13)$$

$$C_{gdh} = -g_{ds} \cdot \frac{Q_{GQH}}{I_{DS,RF} + Q_{GI0}} + Q_{GDH} \quad (5.14)$$

$$C_{gsl} = F_l \cdot (Q_{GAG} \cdot \cosh(Q_{GAD} \cdot U_{DS}) + Q_{GAD} \cdot \sinh(Q_{GAD} \cdot U_{DS})) + Q_{GCL} \quad (5.15)$$

$$C_{gdl} = F_l \cdot (Q_{GAG} \cdot \cosh(Q_{GAD} \cdot U_{DS}) - Q_{GAD} \cdot \sinh(Q_{GAD} \cdot U_{DS})) + Q_{GCL} \quad (5.16)$$

$$C_{GS} = \frac{W}{\mu\text{m}} \cdot \left( C_{gsl} \cdot F_t + C_{gsh} \cdot (1 - F_t) + (Q_{gl} - Q_{gh}) \cdot \frac{\partial F_t}{\partial U_{GS}} + Q_{GG0} \right) \quad (5.17)$$

$$C_{GD} = \frac{W}{\mu\text{m}} \cdot \left( C_{gdl} \cdot F_t + C_{gdh} \cdot (1 - F_t) + (Q_{gl} - Q_{gh}) \cdot \frac{\partial F_t}{\partial U_{GD}} + Q_{GG0} \right) \quad (5.18)$$

mit  $I_{DS,RF}$  - hochfrequenter Drain-Source-Strom  
 $W$  - Gate-Weite  
 $U_{GS}$  - intrinsische Gate-Source-Spannung  
 $U_{DS}$  - intrinsische Drain-Source-Spannung  
 $g_m$  - Steilheit  
 $g_{ds}$  - (differentieller) Drain-Source-Leitwert  
 $Q_{GQL}, Q_{GQH}, Q_{GI0}, Q_{GAG}, Q_{GAD},$   
 $Q_{GGB}, Q_{GCL}, Q_{GSH}, Q_{GDH}, Q_{GG0}$  - Modell-Parameter

Parameter	Wert	Parameter	Wert
$Q_{GQL}$	1 fAs	$Q_{GGB}$	750 $1/W$
$Q_{GQH}$	0,5 fAs	$Q_{GCL}$	0,2 fF
$Q_{GIO}$	0,5 $\mu A$	$Q_{GSH}$	0,2 fF
$Q_{GAG}$	0,5 $1/V$	$Q_{GDH}$	0,2 fF
$Q_{GAD}$	0,75 $1/V$	$Q_{GG0}$	0 F

Tabelle 5.2: TOM3-Modellparameter der nicht-linearen Kapazitäten

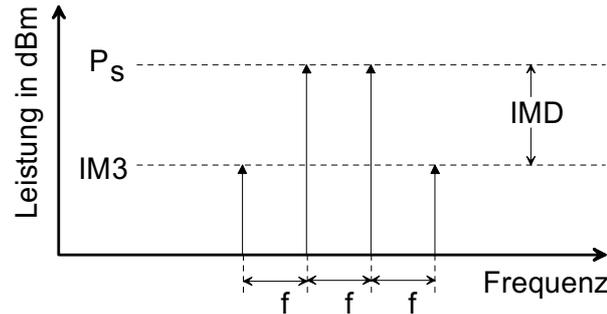


Bild 5.1: Intermodulationsprodukte 3. Ordnung bei 2-Ton-Aussteuerung

Obwohl ein FET im linearen Bereich symmetrisch ist, unterscheiden sich die Gate-Source- und die Gate-Drain-Kapazität. Die unterschiedlichen Spannungen sind der Grund dafür. Wenn die Drain-Source-Spannung negativ ist, müssen daher die beiden Kapazitätswerte  $C_{GS}$  und  $C_{GD}$  vertauscht werden. Die Werte der Parameter sind für alle drei MESFET-Typen gleich und stehen in Tabelle 5.2.

## 5.2 Intermodulationen

Intermodulationen sind ungewollte Mischprodukte, die entstehen, wenn Signale mit unterschiedlichen Frequenzen von einem nicht-linearen Bauteil bearbeitet werden. Sie begrenzen den Dynamikbereich eines Systems und müssen deshalb so klein wie möglich gehalten werden. Die größten Störungen entstehen in den meisten Fällen durch die Intermodulationsprodukte dritter Ordnung, da sie sehr nah am Nutzsignal liegen und große Amplituden erreichen können. Gemessen werden sie mit Hilfe einer 2-Ton-Aussteuerung (zwei harmonische Signale mit geringfügig unterschiedlicher Frequenz). Bild 5.1 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Die beiden Nutzsignale besitzen jeweils die Leistung  $P_s$ . Die Intermodulationsprodukte dritter Ordnung liegen symmetrisch auf beiden Seiten und besitzen die Leistung  $IM3$ . Der Frequenzabstand zwischen einem  $IM3$ -Produkt und dem nächstgelegenen Nutzsignal ist der gleiche wie zwischen den beiden Nutzsignalen. Die Messung der Verzerrungen erfolgt im linearen Bereich des zu messenden Gerätes, also mit kleinen Leistungen.

In einem Übertragungssystem darf der Intermodulationsabstand  $IMD$  einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Mit steigendem Signalpegel verringert sich dieser Abstand quadratisch. Bei den meisten Geräten wird für die Großsignal-Festigkeit der (Eingangs-) Intercept-Punkt dritter Ordnung angegeben. Dabei handelt es sich um die Leistung, bei der Nutzi-

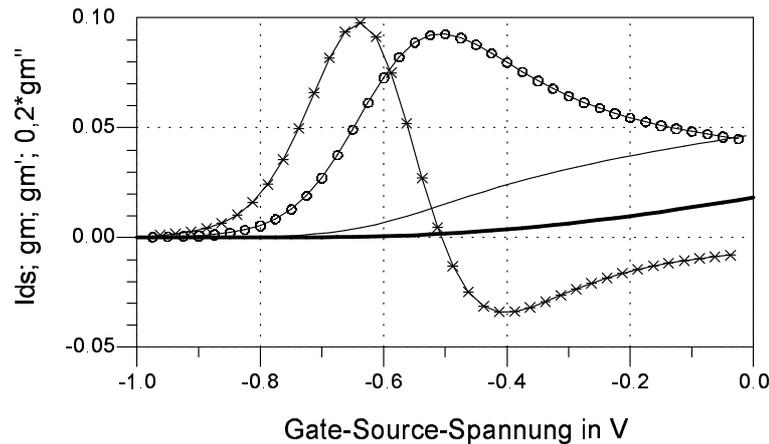


Bild 5.2: Kennlinie des D-FETs (300 $\mu\text{m}$ ) für 3,6V; Drain-Strom (dicke Linie), Steilheit (dünne Linie), erste (Linie mit Kreisen) und zweite (Linie mit Sternen) Ableitung der Steilheit (letzte mit 0,2 skaliert)

gnal und Intermodulationsprodukt die gleiche Amplitude besitzen würden, wenn das Gerät nicht vorher die Sättigung erreicht hätte. Der Eingangs-Intercept-Punkt dritter Ordnung berechnet sich aus den in Bild 5.1 gezeigten Größen folgendermaßen:

$$IIP3 = \frac{IMD}{2} + P_{s,Eingang} \quad [\text{in dB}] \quad (5.19)$$

Alle Größen in dieser Formel und in der nächsten müssen in Dezibel angegeben werden. Die Eingangs-Interceptpunkte beliebiger ( $n$ -ter) Ordnung kann man mit folgender Formel ermitteln:

$$IIPn = \frac{IMD}{n-1} + P_{s,Eingang} \quad [\text{in dB}] \quad (5.20)$$

In der vorliegenden Arbeit wird die Leistung der Intermodulationsprodukte direkt angegeben, weil der Sachverhalt dadurch an Übersicht gewinnt. Zusammen mit der ebenfalls erwähnten Signalleistung läßt sich stets auch der Interceptpunkt berechnen.

Die nicht-linearen Verzerrungen von Feldeffekt-Transistoren sollen in diesem Unterkapitel ausgehend von Verstärkerschaltungen untersucht werden. Die Informationen stammen aus [59] und [60]. Allgemeine Informationen, was bei Simulationen von Intermodulationen zu beachten ist, stehen in [54] zusammengefaßt.

Bild 5.2 zeigt in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung den Drain-Strom und seine ersten drei Ableitungen. Die Kurvenverläufe (d.h. Anzahl und relative Position der Maxima und der Nullstellen) sind absolut typisch für GaAs-MESFETs und können bei jedem Exemplar dieser Transistor-Gattung beobachtet werden. Betrachtet man dazu die Ausgangssignale des zugehörigen Verstärkers unter 2-Ton-Aussteuerung (Bild 5.3 enthält das zu Bild 5.2 passende Beispiel), so fällt sofort der identische qualitative Verlauf auf. Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung sinken dann deutlich, wenn die erste Ableitung der Steilheit  $g'_m$  gegen Null geht ( $U_{gs} < -0,6\text{V}$ ), und besitzen ein Maximum, wenn bei der ersten Ableitung ein Maximum entsteht ( $U_{gs} \approx -0,5\text{V}$ ). Exakt das gleiche gilt für den Vergleich der Intermodulationen dritter Ordnung mit der zweiten Ableitung der Steilheit  $g''_m$ . In diesem Fall ist (neben der relativen Maxima bei  $U_{gs} \approx -0,65\text{V}$  und  $U_{gs} \approx -0,4\text{V}$ ) aufgrund des Vorzeichenwechsels von  $g''_m$  sogar noch ein relatives Minimum der Verzerrungen bei  $U_{gs} \approx -0,5\text{V}$

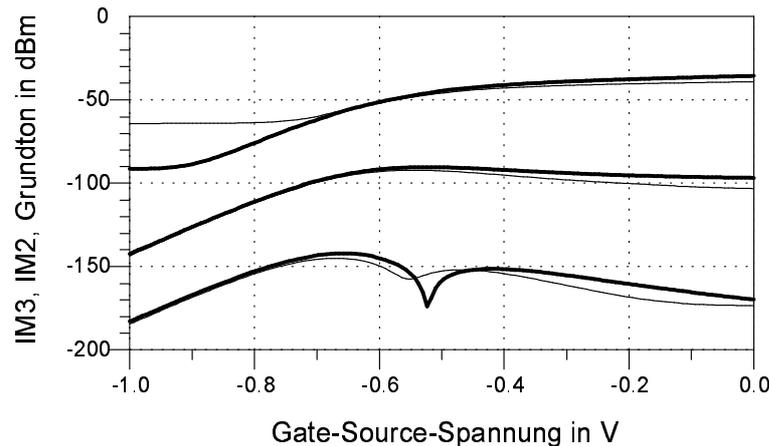


Bild 5.3: Ausgangssignal (oben), Intermodulationsprodukte zweiter (Mitte) und dritter (unten) Ordnung von einem MESFET-Verstärker (D-FET 300 $\mu$ m) mit  $U_{ds} = 3,6$ V mit 200MHz $\pm$ 0,5MHz (dicke Linien) und 5GHz $\pm$ 0,5MHz (dünne Linien), Eingangsleistung je -50dBm

vorhanden. Zusammenfassend gilt: Bei (relativ niederfrequenten) Verstärkern dominiert die Steilheit des Feldeffekt-Transistors die Intermodulationsprodukte. Damit ist auch geklärt, warum die modellierte Übertragungskennlinie des MESFETs bis zur dritten Ableitung mit der realen übereinstimmen muß, wenn man nicht-lineare Verzerrungen dritter Ordnung simulieren möchte.

Es soll noch kurz erwähnt werden, daß auch HEMTs sehr typische Kurvenverläufe von Steilheit und deren Ableitungen besitzen. Hier tritt bei höheren Gate-Source-Spannungen noch ein zweites IM3-Minimum auf (wegen einer zusätzlichen Nullstelle von  $g_m''$ ) und zwischen diesen liegt ein Minimum der Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung (aufgrund einer Nullstelle von  $g_m'$ ) [60]. Insgesamt gesehen generieren MESFETs jedoch weniger Verzerrungen als HEMTs.

Bild 5.3 enthält weiterhin die Signalleistungen bei hohen Frequenzen, wo das nicht-lineare Verhalten der Gate-Source-Kapazität nicht vernachlässigbar ist. Deutliche Minima sucht man hier vergebens, denn diese könnten nur auftreten, wenn sowohl die Steilheit als auch die Kapazitäten beim selben Arbeitspunkt eine Nullstelle in der Ableitung besitzen würden. (Eine andere Möglichkeit wäre natürlich, daß sich beide Effekte gegenseitig auslöschen. Wegen der unterschiedlichen Entstehung ist das allerdings noch unwahrscheinlicher.) Es fällt aber auf, daß die Verzerrungen bei hohen Frequenzen meistens niedriger sind als bei tiefen. Das gilt auch für den Intermodulationsabstand. Lediglich das IM3-Minimum bei niedrigen Frequenzen sorgt für eine Ausnahme.

In resistiven Mischern arbeiten die Feldeffekt-Transistoren im linearen Kennlinienbereich ( $U_{ds} \approx 0$ V) und werden von der Spannung des Lokaloszillators zwischen den leitenden und sperrenden Zustand umgeschaltet. Da dieses Verhalten dem Betrieb von elektronischen FET-Schaltern ähnelt, gleichen sich auch die Intermodulationseigenschaften dieser beiden Schaltungen. Bei ihnen erzeugen neben den Nicht-Linearitäten der Steilheit und der Gate-Source-/Gate-Drain-Kapazität auch jene des Kanal-Leitwertes deutliche Verzerrungen [59]. Letzterer besitzt deutliche Abhängigkeiten von der Gate-Source- und Drain-Source-Spannung, so daß auch noch Mischterme (partielle Ableitungen nach beiden Spannungen) einen Einfluß

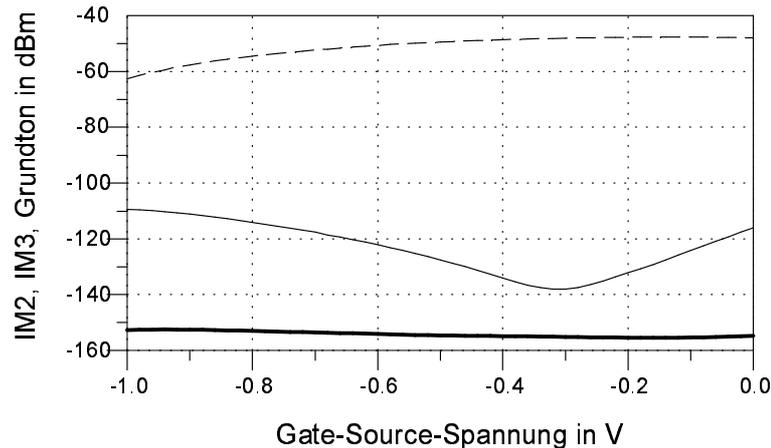


Bild 5.4: Zwischenfrequenz-Signal (gestrichelt), Intermodulationsprodukte zweiter (dicke Linie) und dritter (dünne Linie) Ordnung von resistiven Einzel-MESFET-Mischer (D-FET 300 $\mu$ m) mit 200MHz $\pm$ 0,5MHz, Eingangsleistung je -40dBm, LO-Leistung 0dBm

ausüben [58], [59]. Die Verhältnisse sind recht komplex und lassen sich nicht so einfach und klar darstellen wie beim FET-Verstärker. [61], [62] enthält vollständige Berechnungen der IM-Produkte für den aktiven und passiven Kennlinienbereich von HEMTs. Bild 5.4 zeigt die Ausgangssignale eines resistiven Einzel-FET-Mischers. Die Kurven sehen eher unspektakulär aus. Sie zeigen immerhin ein sehr breites  $IM3$ -Minimum um  $U_{gs} = -0,3V$ ; also um einen Arbeitspunkt, der auch aus Gründen der HF-Anpassung interessant ist. Diese Simulationsergebnisse passen qualitativ recht gut zu den Messungen aus [58].

### 5.3 Skalierung der Eigenschaften

Dieses Kapitel untersucht die Abhängigkeiten der Intermodulationen von der Gate-Weite des verwendeten Feldeffekt-Transistors und von der LO-Leistung. Diese beiden Parameter lassen sich bei der Entwicklung von Mixern am leichtesten beeinflussen. Weiterhin sollen die Eigenschaften der drei MESFET-Typen (enhancement, depletion und deep-depletion) aufgezeigt werden. Um ihre Unterschiede zu verstehen, betrachtet man die Übertragungskennlinie in Bild 5.5. Sie zeigt, wie die Gate-Source-Spannung den Drain-Strom steuert. Man erkennt die Abschnürspannungen bei -2,0V (G-FET), bei -0,6V (D-FET) und bei +0,2V (E-FET). Bei  $U_{gs} \approx +0,65V$  beginnt bei allen drei Transistortypen der Durchlaßbereich der Gate-Dioden, so daß der Drain-Strom wieder sinkt. Der Verlauf der Drain-Ströme in Bild 5.5 entspricht qualitativ dem des Drain-Source-Leitwertes, weil die Kurven im linearen Bereich ( $U_{ds} = 50mV$ ) aufgenommen wurden. Deshalb erkennt man auch die Eigenschaften, die beim Bau eines resistiven Mischers mit dem jeweiligen FET zu erwarten sind. Der E-FET benötigt zum Durchsteuern seines Kanals (vom Abschnüren bis zur Dioden-Vorwärtsrichtung) die geringste Spannungsamplitude (ca. 0,5V), beim D-FET sind es deutlich mehr (ca. 1,2V) und beim G-FET am meisten (ca. 2,7V). Die Steilheit ist beim Anreicherungs-MESFET am größten. Er besitzt allerdings von allen drei Typen den geringsten Kanal-Leitwert im eingeschalteten Zustand. Bei dieser Eigenschaft liefert der G-FET den besten Wert; der D-FET liegt wie immer dazwischen. Zusammenfassend muß man feststellen: Bei

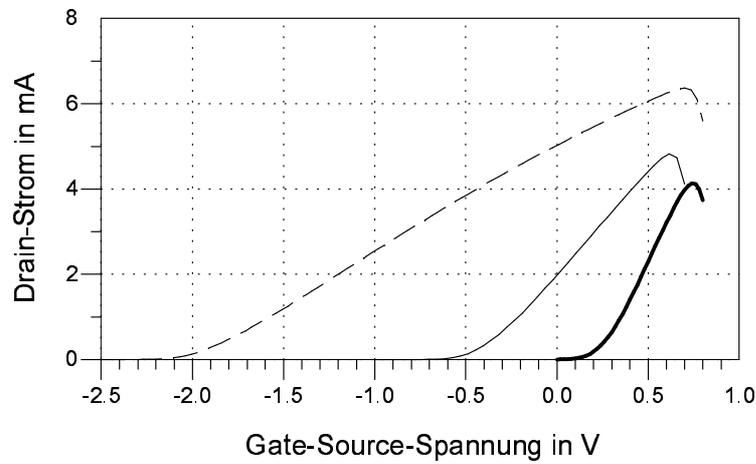


Bild 5.5: Drain-Strom von E-FET (dicke Linie), D-FET (dünne Linie) und G-FET (gestrichelt) mit  $U_{ds} = 50\text{mV}$

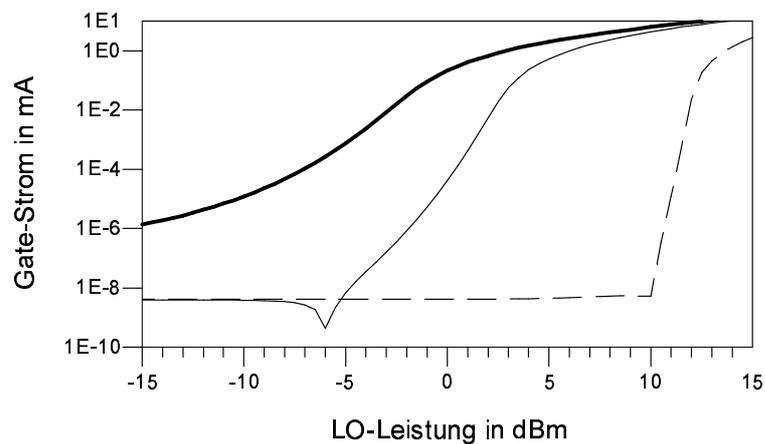


Bild 5.6: Gate-Gleichstrom von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,25\text{V}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ) mit  $\text{LO}=1\text{GHz}$ , Gate-Weiten  $400\mu\text{m}$

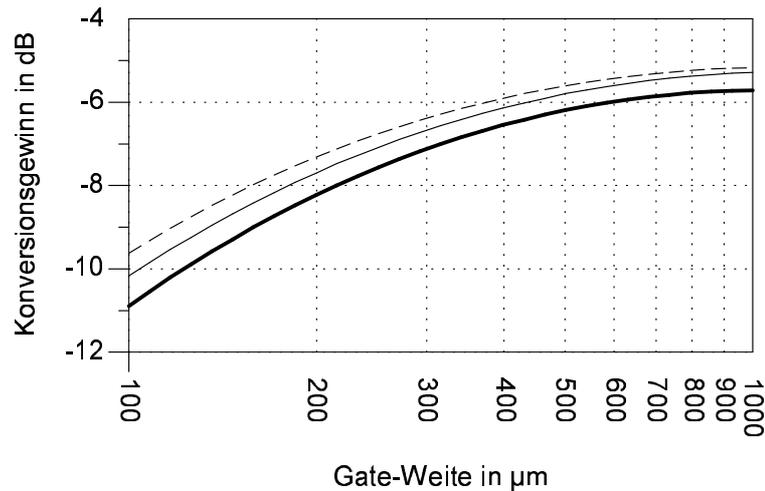


Bild 5.7: Konversionsgewinn von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ,  $\text{LO} = -4\text{dBm}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ,  $\text{LO} = +3\text{dBm}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ,  $\text{LO} = +7\text{dBm}$ ) mit  $\text{LO} = 1\text{GHz}$ ,  $\text{HF} = -40\text{dBm}$ ,  $\text{ZF} = 10\text{MHz} \pm 50\text{kHz}$

Verwendung als resistiver Mischer erfordert ein Anreicherungs-MESFET die geringste LO-Leistung, liefert dafür aber die schlechtesten Konversionswerte. Ein Verarmungs-MESFET benötigt mehr LO-Leistung; seine Charakteristiken sind allerdings spürbar besser. Das gilt umso mehr, je stärker die Verarmung ist. Bei gleicher LO-Spannung ist der E-FET stets den anderen beiden Typen überlegen. Die Bilder 5.7 bis 5.12 geben das soeben erläuterte wieder. Verwendung fand bei jeder Simulation ein LO-Generator mit  $50\Omega$ -Innenwiderstand, der ohne Anpassungsschaltung an das Gate angeschlossen wurde. Bild 5.6 zeigt, wie die HF-Gleichrichtung durch die Gate-Diode die maximal verwendbare LO-Leistung begrenzt. Man erkennt den steilen Anstieg des Gate-Stromes ab einer kritischen LO-Leistung. Der Durchlaßbereich des Schottky-Kontaktes beginnt bei den MESFETs bei ungefähr  $0,7\text{V}$ . Je negativer der Gate-Source-Arbeitspunkt ist, desto größer darf die LO-Spannung sein, ohne die Diode in Vorwärtsrichtung zu treiben. Ein Verarmungstyp-MESFET kann also mit einer recht hohen Lokaloszillatorleistung betrieben werden, ein Anreicherungs-MESFET dagegen nicht. Die scharfen Einknicke beim Gate-Strom des D-FETs und des G-FETs kurz vor dem Anstieg stammen von Nullstellen beim Vorzeichenwechsel. Bei kleinen Gate-Source-Wechselspannungen, wenn nicht der Durchlaßbereich des Schottky-Kontaktes erreicht wird, entsteht ein negativer Gate-Strom.

Der Einfluß der Transistor-Größe auf den Konversionsgewinn und auf die Intermodulations-Pegel ist in den Bildern 5.7, 5.8 und 5.9 zu sehen. Alle Werte verbessern sich mit steigender Gate-Weite. Das liegt an den idealeren Schaltvorgang: Mit einem breiteren Kanal sinkt dessen Widerstand im eingeschalteten Zustand. Der Widerstand im ausgeschalteten Zustand ist bei modernen FETs stets so hochohmig, daß er als ideal betrachtet werden kann. (Die Drain-Source-Kapazität besitzt einen eher geringen Einfluß.) Erkennen kann man in den Bildern weiterhin: Den Verbesserungen sind deutliche Grenzen gesetzt, denn die Kurven flachen nach anfänglich steilem Verlauf bald ab. Weiterhin limitiert die Betriebsfrequenz (und eventuell der Platzbedarf auf einem Chip) die Transistorgröße in fast allen Fällen, wodurch der IP3-Punkt auf diese Weise nicht mehr gesteigert werden kann. Die Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung unterliegen nur geringen Änderungen.

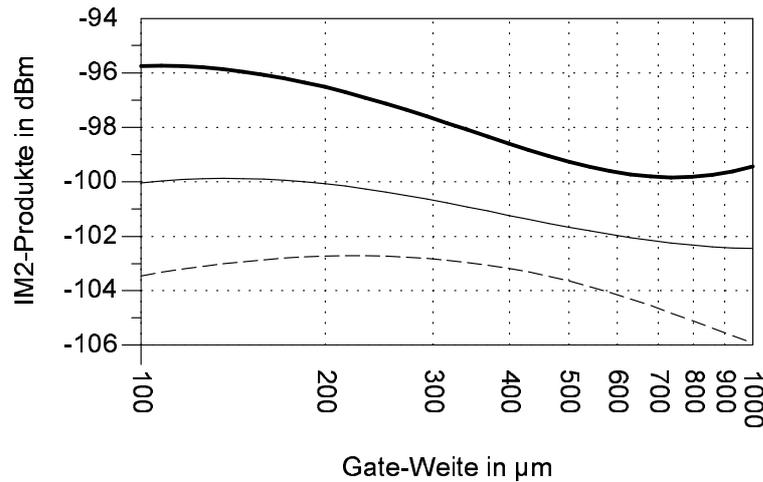


Bild 5.8: Intermodulationsprodukte 2. Ordnung von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ,  $\text{LO} = -4\text{dBm}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ,  $\text{LO} = +3\text{dBm}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ,  $\text{LO} = +7\text{dBm}$ ) mit  $\text{LO} = 1\text{GHz}$ ,  $\text{HF} = -40\text{dBm}$ ,  $\text{ZF} = 10\text{MHz} \pm 50\text{kHz}$

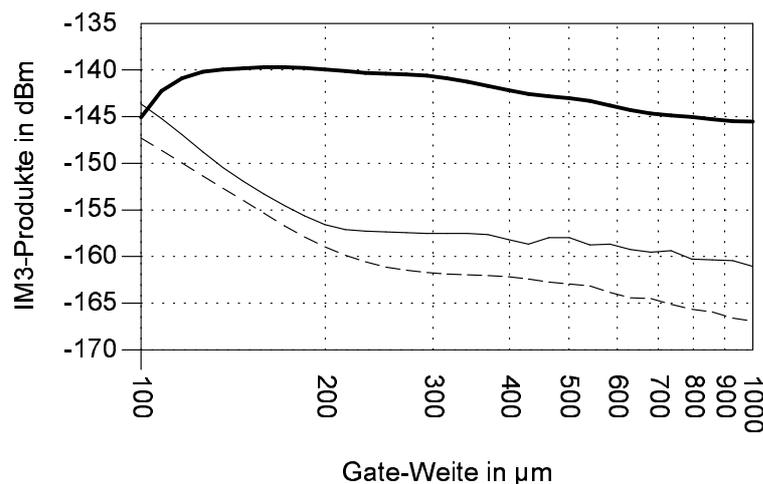


Bild 5.9: Intermodulationsprodukte 3. Ordnung von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ,  $\text{LO} = -4\text{dBm}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ,  $\text{LO} = +3\text{dBm}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ,  $\text{LO} = +7\text{dBm}$ ) mit  $\text{LO} = 1\text{GHz}$ ,  $\text{HF} = -40\text{dBm}$ ,  $\text{ZF} = 10\text{MHz} \pm 50\text{kHz}$

Die Bilder 5.10, 5.11 und 5.12 enthalten den Einfluß des LO-Pegels auf den Konversionsgewinn und auf die Intermodulationen. Alle Größen verbessern sich mit steigender LO-Leistung, denn der Schaltvorgang des FETs nähert sich dem eines idealen Schalters: Durch die höhere LO-Amplitude wird ein niedrigerer Einschalt-Widerstand und ein schnelleres Umschalten erreicht. Interessant ist, daß sich die Konversionseigenschaften auch dann noch verbessern, wenn die Gate-Diode bereits in Vorwärtsrichtung getrieben wird. Trotzdem sind auch hier die erzielbaren Werte begrenzt; die Kurven flachen ab und die LO-Leistung darf nicht beliebig erhöht werden. Der Vergleich unter den Transistor-Typen sollte daher nicht

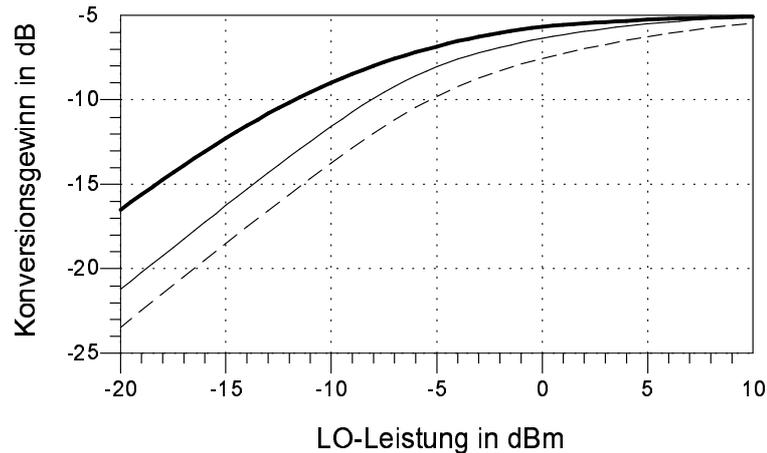


Bild 5.10: Konversionsgewinn von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ) mit LO=1GHz, HF=-40dBm, ZF=10MHz $\pm$ 50kHz, Gate-Weiten 400 $\mu\text{m}$

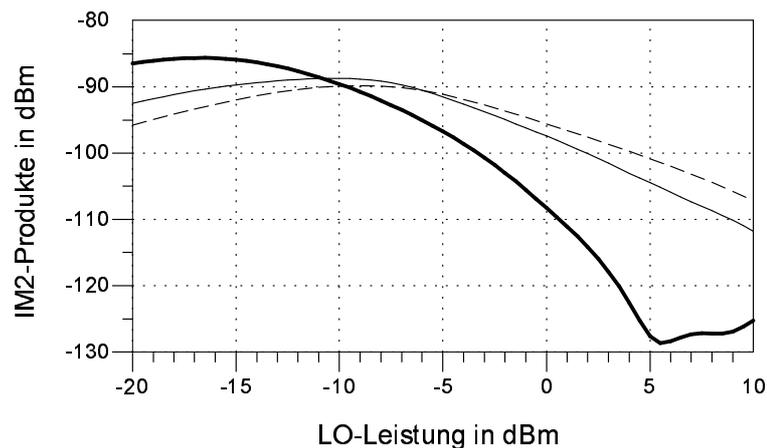


Bild 5.11: Intermodulationsprodukte 2. Ordnung von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ) mit LO=1GHz, HF=-40dBm, ZF=10MHz $\pm$ 50kHz, Gate-Weiten 400 $\mu\text{m}$

den Eindruck erwecken, stets den E-FET aufgrund der besseren Werte zu verwenden. Bild 5.6 verdeutlicht, wie stark die Gate-Ströme mit der LO-Leistung steigen. Der maximal erlaubte Gate-Strom vergrößert sich logischerweise mit steigender Gate-Weite. Ein Blick in die Datenblätter von Transistor-Herstellern läßt erahnen wie kritisch sich hohe Stromstärken auswirken können. So empfiehlt [70] für ihre FETs mit 300 $\mu\text{m}$  Gate-Weite einen maximalen Vorwärts-Gate-Strom von 0,2mA. Ein Überschreiten führt zu deutlich kürzeren Lebensdauern. Diese Tatsache erweist sich als sehr gefährlich, weil sie nicht sofort in Erscheinung tritt. Es lohnt sich also, hier etwas konservative Werte zu verwenden.

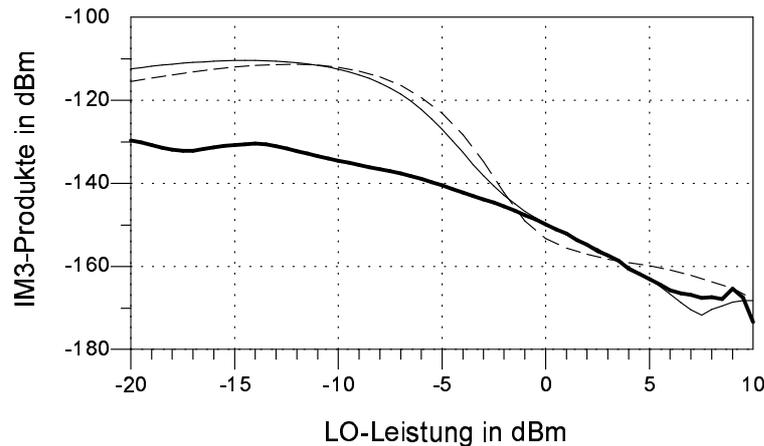


Bild 5.12: Intermodulationsprodukte 3. Ordnung von resistiven Einzel-FET-Mischer aus E-FET (dicke Linie,  $U_{gs} = +0,2\text{V}$ ), D-FET (dünne Linie,  $U_{gs} = -0,3\text{V}$ ) und G-FET (gestrichelt,  $U_{gs} = -1,8\text{V}$ ) mit  $\text{LO}=1\text{GHz}$ ,  $\text{HF}=-40\text{dBm}$ ,  $\text{ZF}=10\text{MHz}\pm 50\text{kHz}$ , Gate-Weiten  $400\mu\text{m}$

## 5.4 Reduzierung von Verzerrungen

Bei der Untersuchung von Verzerrungen ist natürlich die wichtigste Frage, wie kann man sie verringern? Im Falle von resistiven Mixern lautet die einfachste Antwort: Erhöhung der Gate-Weite und der LO-Leistung. Das wurde im Kapitel 5.3 gezeigt. Zu sehen war allerdings auch, daß den möglichen Verbesserungen Grenzen gesetzt sind. Zusätzliche Grenzen ergeben sich noch durch die Betriebsfrequenz (Erhöhung der Gate-Weite nicht beliebig möglich) und der erlaubten Leistungsaufnahme (Erhöhung der LO-Leistung nicht beliebig möglich). Schaltungsmaßnahmen zur Unterdrückung der Verzerrungen sind daher sehr gefragt.

In der Literatur existieren einige weit verbreitete Schaltungskonzepte, welche Intermodulationsprodukte dritter Ordnung reduzieren. Sie wurden ursprünglich für Verstärker entworfen. Die bekanntesten Beispiele lauten [64], [65]:

1. Vorverzerrung, Vorverzerrung mit Gedächtnis
2. Feedforward
3. Rückkopplung, kartesische Rückkopplung, erhöhte Rückkopplung
4. Multi-tanh-prinzip, Superposition der Ableitungen
5. Injektion von nicht-linearen NF-Produkten zweiter Ordnung

Prinzipiell können alle genannten Methoden auch für Mischer angewendet werden, auch wenn das in einigen Fällen einen hohen Mehr-Aufwand bedeuten würde. Jedoch benutzen sie, von einigen wenigen abgesehen, das Eingangssignal, um das Ausgangssignal zu linearisieren, wodurch sie für einen Empfangsmischer nicht zu gebrauchen sind. Eine Ausnahme bilden die Linearisationstechniken aus Punkt 4, wovon vor allem die zweite sehr interessant ist. In [66] wurde gezeigt, wie man mit dieser Technik über eine weite Bandbreite und einen weiten Arbeitspunkt-Bereich gute Ergebnisse erreichen kann. Der Schaltungsaufwand ist im

Vergleich zu den meisten anderen Methoden noch relativ gering. In diesem Unterkapitel soll die „Überlagerung der Ableitungen“ auf resistive FET-Mischer angewendet werden. Es wird untersucht, ob diese Methode prinzipiell für kalte Feldeffekt-Transistoren brauchbar ist. Wegen der besseren Übersichtlichkeit wird die Situation zunächst in einem FET-Verstärker beschrieben. Das vorige Unterkapitel verdeutlichte, daß bei niedrigen Frequenzen fast ausschließlich die zweite Ableitung der Steilheit die Intermodulationen 3. Ordnung erzeugt. Bild 5.2 zeigt weiterhin: MESFETs besitzen bei niedrigen Gate-Source-Spannungen eine positive zweite Ableitung und bei hohen Gate-Source-Spannungen eine negative. Eine Reduzierung der Verzerrungen erhält man daher folgendermaßen:

1. Zunächst wird der gewünschte Verstärker ohne zusätzliche Beschaltung aufgebaut.
2. Aus der DC-Kennlinie bestimmt man die Größe der zweiten Ableitung der Steilheit. Sie ist bei typischen MESFET-Arbeitspunkten negativ.
3. Ein zweiter MESFET wird parallel zum ersten geschaltet. Seine Gate-Source-Spannung wählt man so, daß die zweite Ableitung der Steilheit vom Betrage her der des ersten Transistors gleicht und positiv ist.

Aus dieser Vorgehensweise resultiert ein Verstärker, in dem sich die IM3-Produkte der zwei Transistoren in den gewählten Arbeitspunkten auslöschen. Ein Blick auf Bild 5.2 verrät, daß der zweite MESFET sehr nahe an der Abschnürspannung betrieben werden kann. Mit anderen Worten: Er verbraucht keinen zusätzlichen Gleichstrom und beeinflusst das Grundton-Signal nicht. Für die Praxis eignet sich das Verfahren jedoch nur sehr bedingt, denn die Intermodulationsprodukte löschen sich nur in einem sehr schmalen Arbeitspunktbereich aus. Dadurch ergeben sich Probleme aufgrund von Bauteil-Toleranzen (Streuung der Abschnürspannungen) sowie durch Temperatur- und Alterungserscheinungen. Vor allem für die Massenproduktion ist die eben beschriebene Methode also unattraktiv. [66] zeigt, was durch Parallelschalten mehrerer Transistoren möglich ist.

Auf resistive Mischer läßt sich dieses Verfahren ebenfalls anwenden. In Bild 5.13 ist das Prinzip dargestellt. Zwei FETs befinden sich hochfrequenzmäßig in Parallelschaltung und erhalten jeweils eine andere Gate-Source-Spannung. Hier verhalten sich Größe und Phase der Verzerrungen allerdings wesentlich komplizierter als beim Verstärker. Der Grund liegt einerseits am gleichzeitigen Einfluß von Steilheit und Drain-Source-Leitwert (siehe vorheriges Unterkapitel), andererseits an der Tatsache, daß aufgrund der großen LO-Spannung kein Kleinsignal-Verhalten mehr vorliegt. Am schnellsten finden sich geeignete FET-Kombinationen durch Ausprobieren. Die Bilder 5.14 und 5.15 enthalten die Ergebnisse der folgenden Konfiguration:

- Mischer-FET: D-FET, 300µm, LO-Leistung 0dBm,  $U_{gs}$  variable
- Zusatz-FET: G-FET, 300µm,  $U_{gs} = -2,3V$

Im Verzerrungsminimum bei  $U_{gs} = -0,3V$  ergibt sich eine IM3-Reduzierung von 25dB. Hierbei handelt es sich bereits um die Größenordnung, die mit Auslöschung von zwei harmonischen Signalen realistisch erreichbar ist [64]: Für 30dB-Reduzierung müßte der Amplitudenunterschied kleiner 0,25dB (3%) und der Phasenunterschied kleiner  $1^\circ$  sein. In der Praxis dürfte sich der Aufwand für eine präzisere Abstimmung kaum rentieren. Aus Bild 5.14 kann man entnehmen, daß geeignetes Parallelschalten von Feldeffekt-Transistoren für einen

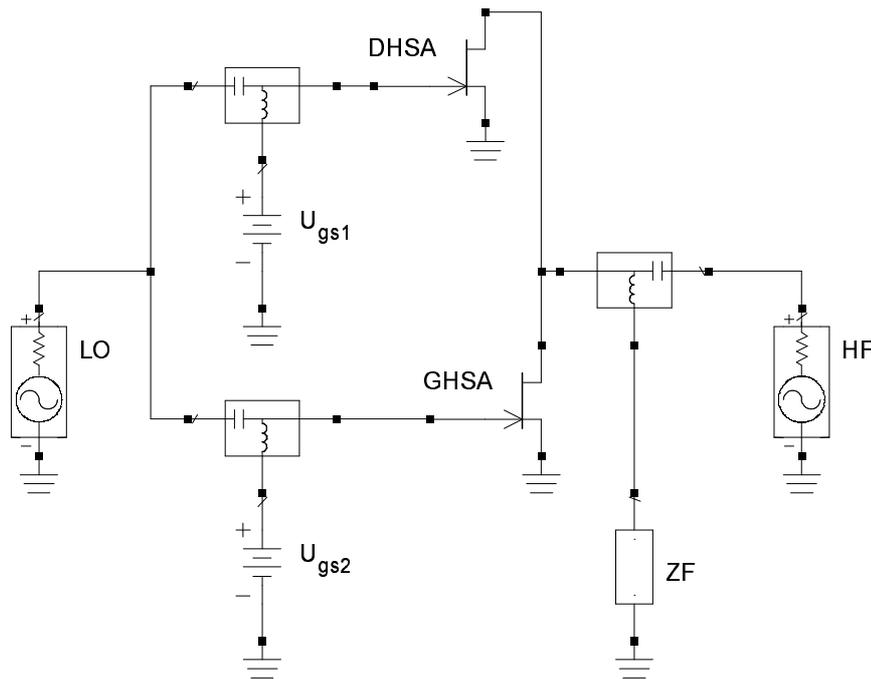


Bild 5.13: Reduzierung der Intermodulationsprodukte 3. Ordnung eines resistiven FET-Mischers durch Parallel-Schalten von zwei Transistoren

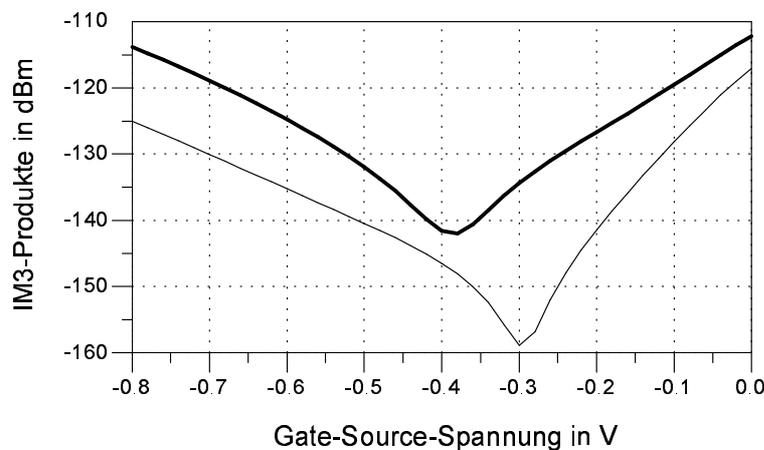


Bild 5.14: Intermodulationsprodukte 3. Ordnung eines Einzel-FET-Mischers (dicke Linie) mit D-FET und mit parallel-geschaltetem G-FET (dünne Linie), beide FETs  $300\mu\text{m}$ , HF-Signale  $200\text{MHz} \pm 0,5\text{MHz}$  und  $-40\text{dBm}$ , ZF-Signal  $10\text{MHz}$ , LO-Signal  $0\text{dBm}$ ,  $U_{gs,G-FET} = -2,3\text{V}$

breiten Arbeitspunktbereich die Verzerrungen verringert. Im Gegensatz zu FET-Verstärkern eignet sich dieses Verfahren deshalb im gewissen Rahmen durchaus für die Praxis. Weiterhin befindet sich das IM3-Minimum bei einem brauchbaren Arbeitspunkt.

Die Verwendung eines MESFETs mit doppelter Gate-Weite (anstelle der zwei parallelen) verringert die Verzerrungen dritter Ordnung nicht annähernd so stark (siehe Bild 5.9). Da die Parallelschaltung auch den Konversionsgewinn geringfügig verbessert (Bild 5.15), besitzt ein größerer MESFET keine Vorteile gegenüber der Schaltung aus Bild 5.13.

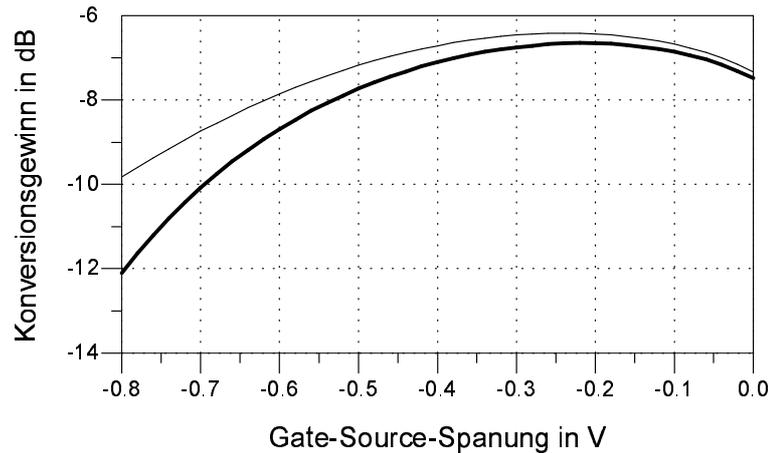


Bild 5.15: Konversionsgewinn eines Einzel-FET-Mischers (dicke Linie) mit D-FET und mit parallel-geschaltetem G-FET (dünne Linie), beide FETs  $300\mu\text{m}$ , HF-Signale  $200\text{MHz}\pm 0,5\text{MHz}$  und  $-40\text{dBm}$ , ZF-Signal  $10\text{MHz}$ , LO-Signal  $0\text{dBm}$ ,  $U_{gs,G-FET} = -2,3\text{V}$

## 5.5 Realisierung eines Mischer-MMICs

Selbst-leitende MESFETs besitzen den Nachteil, daß sie eine negative Gate-Spannung benötigen. Das stört vor allem bei Batteriebetrieb einer Schaltung. Die Verwendung von selbst-sperrenden MESFETs kann Abhilfe schaffen. Bei resistiven Mixern liefern allerdings die Verarmungstypen (deep-depletion MESFETs) die besten Ergebnisse (siehe vorige Unterkapitel). Einen Ausweg aus diesem Widerspruch bietet das Schaltungskonzept, das dieses Unterkapitel beschreibt.

Bild 5.16 zeigt die prinzipielle Mischer-Schaltung mit den Bauteil-Werten. Sie arbeitet mit einer LO-Frequenz von  $2,5\text{GHz}$  und verbraucht bei einer Versorgungsspannung von  $3,5\text{V}$  ungefähr  $5\text{mA}$ . Eine LO-Leistung von  $0\text{dBm}$  erreicht  $-5,8\text{dB}$  Konversionsgewinn.

Ganz rechts im Bild 5.16 befindet sich der Mischer-Transistor  $T_2$ . Sein Drain-Anschluß ist sowohl der HF-Eingang als auch der ZF-Ausgang. Die Frequenzen lassen sich aus einem sehr weiten Bereich (DC ...  $\approx 4\text{GHz}$ ) wählen, ein externes Filter zur Trennung wird allerdings benötigt. Die guten Eigenschaften (geringer Konversionsverlust, hoher Kompressionspunkt) erhält man durch die Verwendung eines G-FETs mit großer Gate-Weite ( $480\mu\text{m}$ ). Dieser Transistor arbeitet im Idealfall mit einer Gate-Source-Spannung von ungefähr  $-1,8\text{V}$ . Die vorliegende Schaltung generiert  $-1,3\text{V}$  Gate-Potential. Dies geschieht aufgrund der Gleichrichtung der verstärkten LO-Spannung durch die Gate-Source-Diode des Mischer-FETs. Die daraus resultierenden ca.  $130\mu\text{A}$  Gate-Gleichstrom fließen über den Dioden  $D_1, D_2, D_3$  ab. Die Kapazität  $C_1$  dient nur der Potentialtrennung. Daß der Betrieb eines FETs ohne festes Gate-Potential (floating gate) nicht zu Beschädigungen führt, zeigt zum Beispiel [67]. Damit der Vorverstärker-MESFET  $T_1$  die große Gate-Kapazität ( $C_g = 0,55\text{pF}$ ) des Mischer-Transistors  $T_2$  treiben kann, muß man den Blindstrom mit Hilfe der Drain-Spule  $L_1$  kompensieren. Mit anderen Worten, die Induktivität  $L_1$  befindet sich mit der Gate-Kapazität bei der LO-Frequenz (hier  $2,5\text{GHz}$ ) in Parallelresonanz, so daß der Treiber-FET  $T_1$  fast im Leerlauf arbeitet. (Natürlich beeinflussen auch die umliegenden Komponenten die Resonanzfrequenz.) Leider wird die Schaltung dadurch sehr schmalbandig. Die beiden Kondensatoren, die  $C_2$  bilden, sind die üblichen Abblock-Kapazitäten.

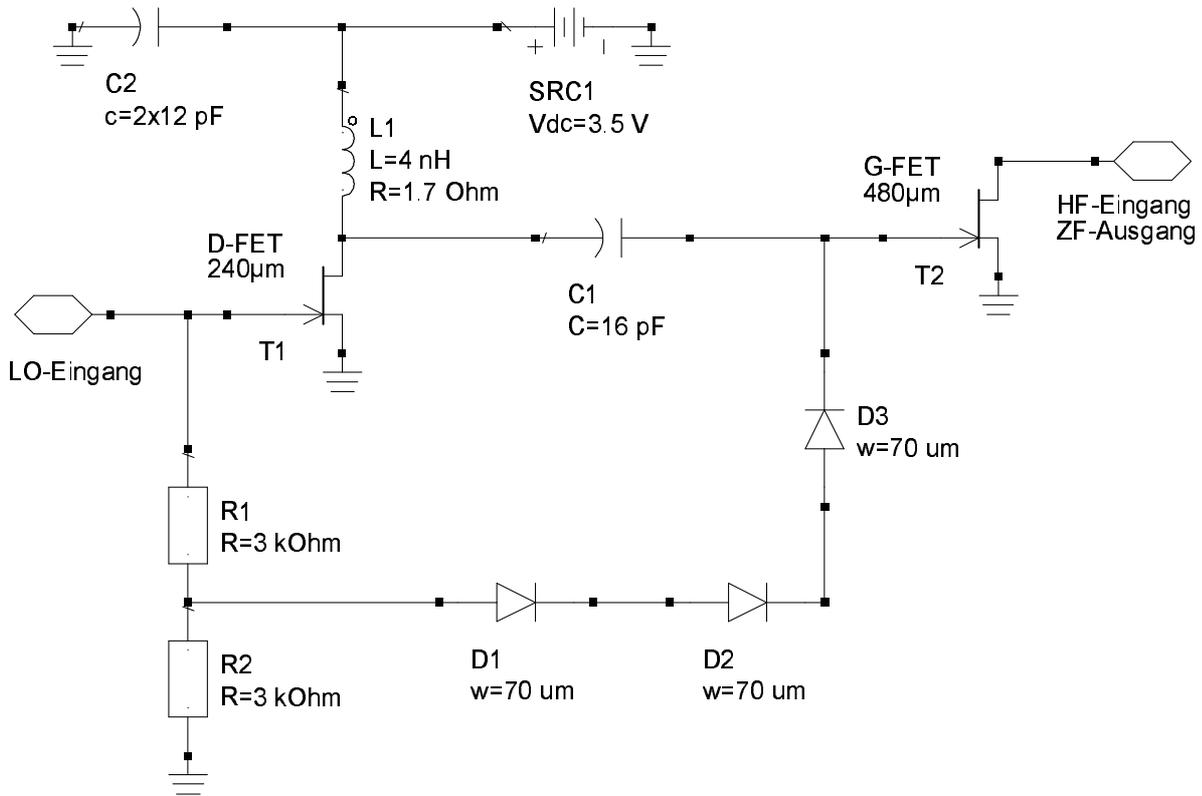


Bild 5.16: Prinzip-Schaltung des Mischer-MMICs

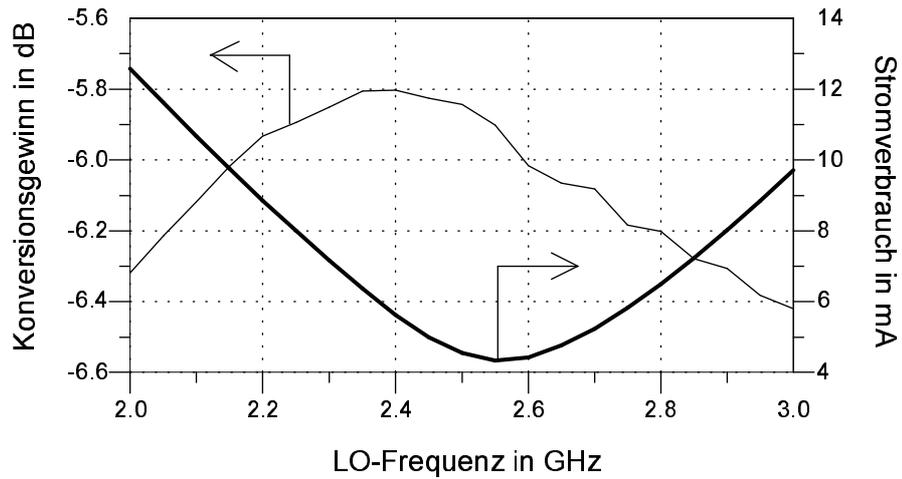


Bild 5.17: Konversionsgewinn (dünne Linie) und Stromverbrauch (dicke Linie) des Mischer-MMICs bei  $U_{ds} = 3,5V$ , ZF-Frequenz 1MHz, Leistung 0dBm (LO) bzw. -50dBm (HF)

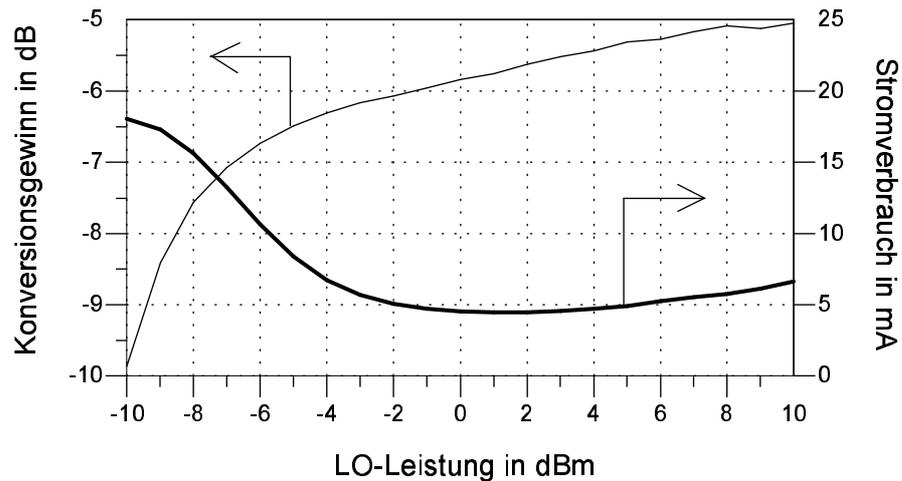


Bild 5.18: Konversionsgewinn (dünne Linie) und Stromverbrauch (dicke Linie) des Mischer-MMICs bei  $U_{ds} = 3,5\text{V}$ , LO-Frequenz 2,5GHz, ZF-Frequenz 1MHz, HF-Leistung -50dBm

Größe	Bedingung	Wert
Reflexionsdämpfung am HF-Eingang	HF-Frequenz=2,5GHz	12,2dB
LO-Leistung am HF-Eingang	LO-Leistung = 0dBm	-4,0dBm
1dB-Kompressionspunkt	ZF=1MHz	+11dBm
Einganginterceptpunkt 3. Ordnung	ZF=10MHz/10,5MHz	+19,5dBm

Tabelle 5.3: Daten des Mischer-MMICs mit LO=2,5GHz/0dBm

Der D-FET  $T_1$  erhält ebenfalls die benötigte Gate-Source-Spannung, denn die Dioden  $D_1$ ,  $D_2$  und  $D_3$  erhöhen zusammen mit den Widerständen  $R_1$  und  $R_2$  das Gate-Potential von  $T_2$  und liefern so -0,5V an den Gate-Anschluß von  $T_1$ . Dabei entsteht eine Verstärkungsregelung: Wird weniger LO-Leistung eingespeist, oder weicht die LO-Frequenz von 2,5GHz ab, dann sinkt am Gate des Mischertransistors die LO-Amplitude. Damit sinkt auch der Betrag der Gate-Gleichspannung und das überträgt sich in gleicher Weise auf das Gate-Potential des Verstärker-FETs. Somit verbraucht dieser mehr Gleichstrom und erhöht seine Verstärkung, wodurch er dem Absinken der LO-Amplitude entgegenwirkt. Der Mischer-Transistor wird also stets mit der gleichen LO-Spannung angesteuert. Aufgrund ihrer Einfachheit ist die Dynamik der Regelung natürlich nicht sonderlich groß. Weitere Nachteile dieser Schaltung sind, daß der ideale Arbeitspunkt ( $U_{gs} \approx -1,8\text{V}$ ) nicht erreicht wird, worunter auch die HF- und ZF-Anpassung leiden, und daß das Übersprechen des LO-Signals zum Drain sehr stark ist.

Die Bilder 5.17 und 5.18 zeigen die Eigenschaften der Mischerschaltung. Es ist erkennbar, wie Abweichungen von der LO-Frequenz und von der LO-Leistung mit erhöhtem Stromverbrauch in gewissem Rahmen ausgeglichen werden. Tabelle 5.3 enthält noch einige weitere Daten. Der Interceptpunkt dritter Ordnung liegt fast 10dB über dem 1dB-Kompressionspunkt (ähnlich wie bei Klasse-A-Verstärkern). Davon berichtet auch [57].

Bild 5.19 zeigt das Layout des Mischer-Chips. Die Layout-Komponenten unterliegen aufgrund ihrer Einfachheit deutlichen Einschränkungen. Die Chip-Größe ( $620 \times 720\mu\text{m}$ ) läßt sich daher mit angemessenem Aufwand nicht mehr verringern. Alle Pads besitzen die Ab-

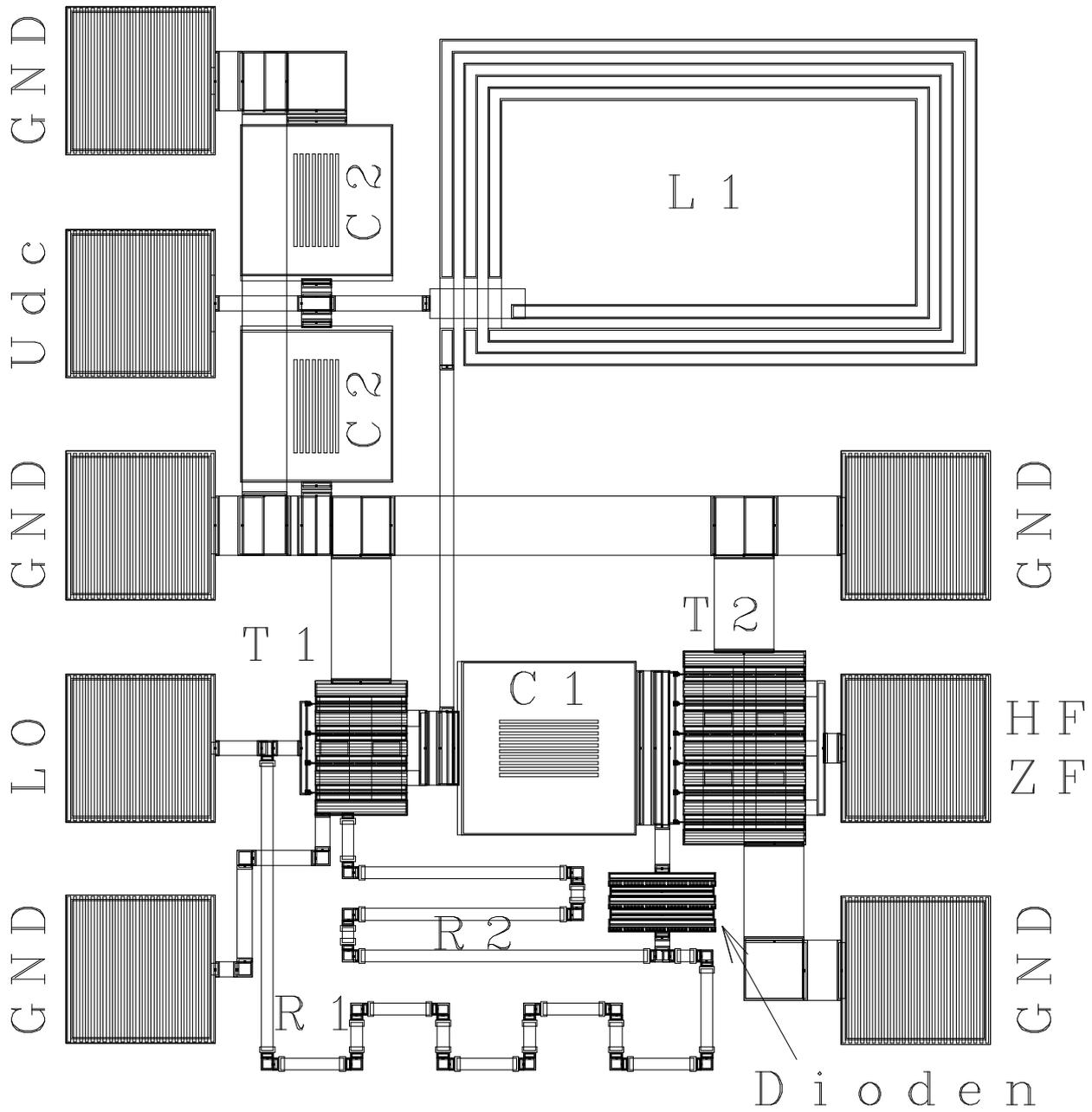


Bild 5.19: Layout des Mischer-Chips (Abmaße  $620 \times 720\mu\text{m}$ )

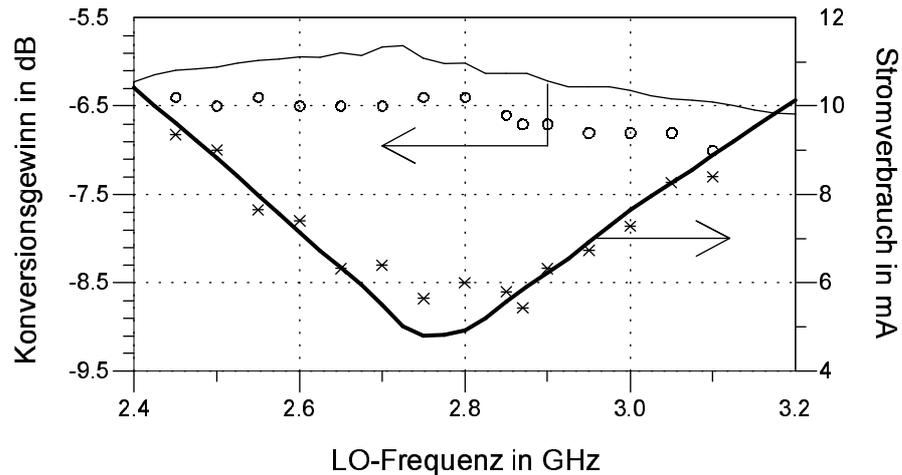


Bild 5.20: Modifizierte Simulation (dünne Linie) und Messung (Kreise) des Konversionsgewinns, sowie modifizierte Simulation (dicke Linie) und Messung (Sterne) des Stromverbrauches bei  $U_{ds} = 3,5V$ , LO-Leistung 0dBm, ZF-Frequenz 1MHz, HF-Leistung -40dBm

Größe	Bedingung	Wert
Reflexionsdämpfung am HF-Eingang	HF-Frequenz=2,87GHz	16,5dB
LO-Leistung am HF-Eingang	LO-Leistung = 0dBm	-4,3dBm
1dB-Kompressionspunkt	ZF=1MHz	+14,5dBm
Eingangssinterceptpunkt 3. Ordnung	ZF=1MHz/1,2MHz	+23,5dBm

Tabelle 5.4: Meßdaten des Mischer-MMICs mit LO=2,87GHz/0dBm

maße  $100 \times 100\mu\text{m}$  und den Abstand (pitch)  $150\mu\text{m}$ . Auf der linken Seite befinden sich die Anschlüsse für den Lokal-Oszillator (zweites Pad von unten) und der Versorgungsspannung (zweites Pad von oben). Sie werden mit einem GSGSG-Meßkopf kontaktiert; die Masseverbindungen durch den Meßkopf sind für die Funktion der Schaltung nicht notwendig, da über den Kondensatoren ein Verbindungsleitung verläuft. Die gemeinsame Anschlußfläche des HF-Ein- und ZF-Ausganges liegt gegenüber und wird mit einem GSG-Kopf angeschlossen. Die hochohmigen Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  (Bild 5.16) müssen trotz einer Breite von nur  $8\mu\text{m}$  als Meander ausgeführt werden, weil ihre Leitfähigkeit recht hoch ist. Das Chip-Layout enthält ansonsten keine Besonderheiten.

Die Exemplare dieses MMIC-Mischer funktionierten auf Anhieb problemlos. Im Vergleich zur Simulation ergaben sich jedoch einige Abweichungen, die auf Diskrepanzen in der Bauteilbibliothek zurückzuführen sind. Die erste Schwierigkeit lag in der Dimensionierung der Drainspule. Da es sich bei dem verwendeten Modell nur um eine relativ grobe Näherung handelt, empfiehlt der Fabrikant für präzisere Abstimmung eine Feldsimulation. Auch Streukapazitäten zwischen benachbarten Bauelementen konnten die Modellrechnungen nicht berücksichtigen. So ist es nicht verwunderlich, daß die gewünschte Arbeitsfrequenz von 2,5GHz nicht exakt getroffen wurde. Die Meßergebnisse in Bild 5.20 zeigen das Stromminimum um ungefähr 0,25GHz (also 10%) zu höheren Frequenzen verschoben. Durch Vergrößern der Spulenfläche um 20% ( $f_{Resonanz} \sim 1/\sqrt{L}$ ) läßt sich dieser Sachverhalt gut im CAE-Programm nachbilden, wie in Bild 5.20 ebenfalls zu sehen ist. Diese Änderung wird hier im weiteren

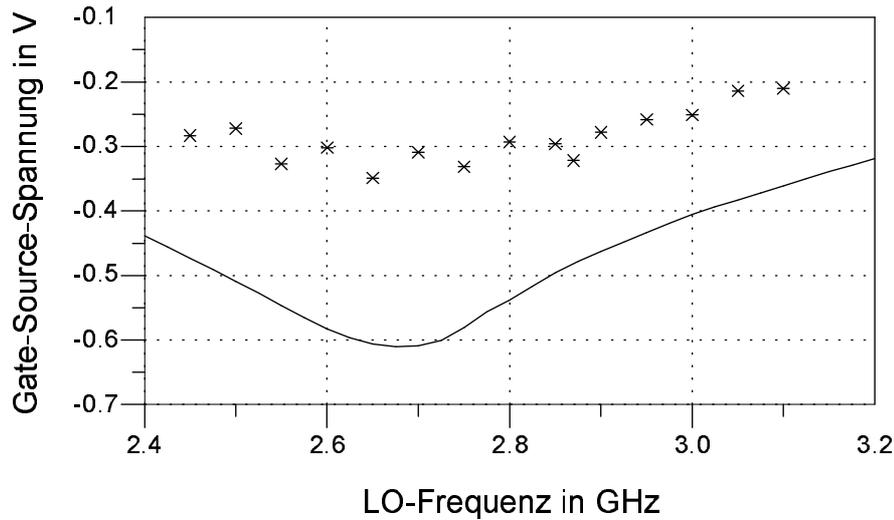


Bild 5.21: Modifizierte Simulation (Linie) und Messung (Sterne) der Gate-Source-Spannung vom Verstärker-MESFET des Mixers bei  $U_{ds} = 3,5\text{V}$ , LO-Leistung 0dBm

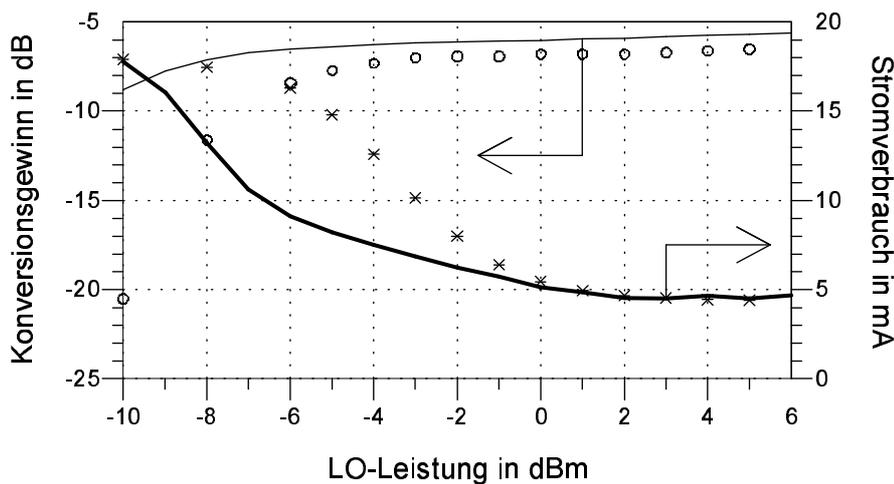


Bild 5.22: Modifizierte Simulation (dünne Linie) und Messung (Kreise) des Konversionsgewinns, sowie modifizierte Simulation (dicke Linie) und Messung (Sterne) des Stromverbrauches bei  $U_{ds} = 3,5\text{V}$ , LO-Frequenz 2,87GHz, ZF-Frequenz 1MHz, HF-Leistung -40dBm

als modifiziertes Modell bzw. als modifizierte Simulation bezeichnet. Die zweite Unstimmigkeit im Vergleich zur Simulation lag in den zu hohen Gate-Potentialen der Transistoren. Bild 5.21 zeigt dies für den Treiber-FET. Der Gate-Anschluß des Mischer-MESFETs ist für Messungen nicht zugänglich. Allerdings muß auch hier von einem nicht optimalen Wert ausgegangen werden, da die beiden Gate-Potentiale der Transistoren miteinander verknüpft sind. Die Abweichungen von den gewünschten Gate-Source-Spannungen verursachen auch alle weiteren Differenzen zu den simulierten Werten (siehe Bild 5.22 und Tabelle 5.4). Insgesamt ähneln sich Modellrechnung und Messung jedoch einigermaßen und der Mischer besitzt trotz geringem Stromverbrauch recht brauchbare Eigenschaften. Insbesondere die Ergebnisse aus Tabelle 5.4 fallen erstaunlich gut aus.

Ein Problem, zu dem diese Mischerschaltungen neigen, soll zum Abschluß noch kurz erwähnt werden. Da das Gate des Verstärkertransistors fast ein Leerlauf ist und eine Rückkopplung über die Regelschleife (Dioden  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  und Widerstände  $R_1$ ,  $R_2$ ) existiert, geschieht es leicht, daß der Betrag des Reflexionsfaktors vom LO-Eingang den Wert eins überschreitet, und somit Instabilität entsteht. Eine sorgfältige Entwicklung kann das verhindern. Vor allem sollte man auf eine ausreichende Isolation des Gate-Anschlusses zum Drain achten. Messungen ergaben, daß der hier vorgestellte MMIC im stabilen Bereich arbeitet (Reflexionsdämpfung am LO-Eingang je nach Frequenz um 2dB).

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit resistiven FET-Mischern. Zwei Themen werden dabei schwerpunktmäßig behandelt: Das niederfrequente Selbstmisch-Rauschen und der Schaltungsentwurf unter besonderer Berücksichtigung der nicht-linearen Eigenschaften (speziell der Intermodulationsprodukte).

Das hier entworfene Rauschmodell ist für den linearen Kennlinienbereich ( $U_{ds} \approx 0$ ) gültig. Es konnte gezeigt werden, daß ein Feldeffekt-Transistor in diesem Arbeitspunkt zwei niederfrequente Rauschquellen besitzt: Den Kanal und die intrinsischen Gate-Ladewiderstände. In beiden Fällen erfolgte die Modellierung durch echte Widerstandsfluktuationen, was der physikalischen Wirklichkeit entspricht.

Wie seit langem bekannt ist, läßt sich das Kanal-Rauschen mit einer Gleichstromanregung bestimmen. Die Ermittlung des Rauschens der Gate-Ladewiderstände gestaltet sich schwieriger. Hierfür wurde eine neue Methode entwickelt. Sie verwendet eine Kombination aus Gleichstrom- und Hochfrequenzanregung.

Anhand eines breitbandigen, resistiven Ein-Transistor-Mischers konnten der Selbstmischprozess des Lokaloszillators, seine Eigenschaften und die Vorgänge des dabei entstehenden Rauschens erklärt werden. Dabei erwies es sich als extrem wichtig, die Rauschquellen mittels Widerstandsfluktuationen zu modellieren, weil das Niederfrequenz-Rauschen nicht nur indirekt durch Gleichstrom generiert wird, sondern vor allem durch den hochfrequenten Selbstmischprozess selbst. Sämtliche Simulationen ergaben sowohl qualitativ als auch quantitativ gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen.

Weiterhin wurde ein zweites Transistor-Modell untersucht. Es unterteilt den Kanal in mehrere serielle und voneinander unabhängige Bereiche, um so die Kapazitäts- und Widerstandsverteilung im intrinsischen FET nachzubilden. Obwohl sich sämtliche Klein- und Großsignal-Eigenschaften fast gar nicht von denen des ersten Transistor-Modells unterschieden, zeigten die Rauschsimulationen keine Übereinstimmung mit den Messungen.

Der Selbstmischprozess in einfach-symmetrischen, resistiven FET-Mischern wurde mit Hilfe von Simulationen und theoretischen Überlegungen untersucht. Es zeigte sich, daß die symmetrische Struktur nur sehr bedingt in der Lage ist, das Niederfrequenz-Rauschen zu unterdrücken. Parasitäre Komponenten im extrinsischen Transistor verhindern vor allem bei sehr hohen Frequenzen (Millimeter-Wellen), daß das vom FET-Kanal stammende niederfrequente Rauschen verschwindet. Das von den Gate-Ladewiderständen stammende Rauschen läßt sich noch schwieriger beherrschen und kann sogar von einem idealen symmetrischen Mischer nicht verringert werden.

An zwei verschiedenen monolithischen, einfach-symmetrischen Mischern für das 77GHz-Band wurde das niederfrequente Rauschen gemessen. Die gewünschte Übereinstimmung mit der Simulation konnte nicht erreicht werden. Lediglich bei der Größenordnung der Rauschpegel waren Ähnlichkeiten vorhanden, wogegen das Auftreten eines deutlichen lokalen Rauschminimums (Messungen) nicht im CAE-Programm nachzuvollziehen war. In diesem Schaltungstyp scheinen noch ungeklärte Phänomene zu existieren.

Durch die Verwendung von TOM3-MESFET-Modellen wurden die nicht-linearen Eigenschaften (Intermodulationen und Kompression des Konversionsgewinnes) von resistiven FET-Mischern simuliert. Es zeigte sich, daß drei Parameter Verbesserungen erzielen: Erhöhung der Gate-Weite, Erhöhung der Lokaloszillator-Leistung und Verwendung von deep-depletion MESFETs. Unter Beachtung der gewonnenen Erkenntnisse entstand ein monolithischer Mischer mit LO-Verstärker. Trotz seines geringen Stromverbrauchs besitzt er mit moderater LO-Leistung einen hohen Kompressionspunkt und geringe Verzerrungen. Messungen bestätigten im großen und ganzen die Simulationen.

Für die Weiterführung der in dieser Arbeit beschriebenen Forschung lassen sich einige interessante Ansätze nennen. Sie sollen in den folgenden Absätzen kurz besprochen werden, um den Einstieg in zukünftige Tätigkeiten auf diesem Gebiet zu vereinfachen.

Da das entwickelte Niederfrequenz-Rauschmodell neu ist, und zu wichtigen Erkenntnissen führte, wäre das Anwenden auf andere Transistor-Technologien von großer Bedeutung. Als Beispiel seien hier insbesondere Silizium-MOSFETs genannt, die in der jüngsten Vergangenheit auch im analogen Bereich starke Verbreitung gefunden haben. Im Vergleich zu den HEMTs dürften aufgrund der unterschiedlichen Kanal-Struktur vor allem die Gate-Ladewiderstände für Forschungsbedarf sorgen. Ein günstigeres Niederfrequenz-Rauschverhalten ist nicht unwahrscheinlich.

Um das in dieser Arbeit entworfene Rauschmodell zu verallgemeinern, müßte man es auf den Sättigungsbereich erweitern. Das Kanal-Rauschen dürfte hierbei zu keinen größeren Schwierigkeiten führen, da die Verfahrensweise bereits bekannt ist. Bei den intrinsischen Gate-Ladewiderständen sieht das allerdings anders aus. Eine Methode, welche ihre Widerstandsfluktuationen im gesamten Kennlinienfeld messen kann, muß erst entwickelt und erprobt werden. Neben der Drain-Source-Spannungsabhängigkeit könnte sich eventuell noch eine Gate-Source-Spannungsabhängigkeit ergeben, auch wenn bei dem jeweiligen Transistor die letztere im linearen Bereich nicht vorhanden war.

Der wichtigste Grund für die eben erwähnten Forschungsaufgaben sind sicherlich die Zusammenhänge mit dem Phasenrauschen. Daß es durch Hochmischen von Niederfrequenz-Rauschen entsteht, gilt allgemein als erwiesen. Dem scheinen jedoch Messungen zu widersprechen, wonach diese beiden Rauschgrößen nur eine recht geringe Korrelation zueinander besitzen [76]. Da diese Versuche nur das niederfrequente Kanal-Rauschen berücksichtigten, liegt die Vermutung nahe, daß die intrinsischen Gate-Ladewiderstände auch hier einen relativ großen Einfluß besitzen. In bisherigen Veröffentlichungen wurden sie allerdings nicht beachtet.

Den ungeklärten Phänomenen des unsymmetrischen 77GHz-Mischers nachzugehen erfordert einen relativ hohen Aufwand. Wie bereits im Kapitel 4.6 erklärt wurde, können Feldsimulationen zusammen mit nicht-linearen Schaltungssimulationen helfen, die Vorgänge in dieser Schaltung besser zu verstehen. Ob diese Vorgehensweise sich eignet, die Ergebnisse der Rauschmessungen vollständig zu klären, ist jedoch keineswegs sicher. Empfehlenswert wäre daher, zunächst hybride, einfach-symmetrische Mischer im X-Band (8...12GHz) zu untersu-

chen. Entsprechende Simulationen sollten die Messungen bestätigen. Anschließend werden nacheinander neue Mischer entworfen, deren Änderungen sich Schritt für Schritt dem 77GHz-Design nähern. Auf diese Weise lassen sich die Eigenschaften bestimmen, welche die Abweichungen vom erwarteten (simulierten) Verhalten verursachen. Vor allem gilt es zu klären, ob die unbekanntes Vorgänge das Rauschmodell betreffen oder nicht.

Auch auf dem Gebiet der Intermodulationen von resistiven Mixern läßt sich viel Forschung betreiben. Beispielsweise müßte man die Linearisierungsmethode aus Kapitel 5.4 in einer breiten Meßreihe auf Praxistauglichkeit und Optimierungsmöglichkeiten untersuchen. Erst so kann man ein interessantes und erfolgreiches Verfahren entwickeln.

Alles in allem beschreibt die vorliegende Arbeit anschaulich die parasitären Vorgänge in resistiven FET-Mixern. Besonders auf dem Gebiet des Niederfrequenz-Rauschens wurden ungelöste Fragen geklärt und Hinweise für weiterführende Untersuchungen gegeben. Somit konnte hier insgesamt ein interessanter Beitrag zur aktuellen Forschung geleistet werden.

# Kapitel 7

## Anhang

### 7.1 1/N-Abhängigkeit der Hooge-Formel

Gemäß der Hooge-Formel (Formel 1.23 auf Seite 21) verhält sich das Leistungsdichte-Spektrum von 1/f-Rauschen umgekehrt proportional zur Ladungsträgeranzahl  $N$ . Der Grund hierfür ist noch nicht endgültig geklärt. Die naheliegendste und plausibelste Erklärung hierfür wäre, daß die einzelnen Ladungsträger unabhängig voneinander zum Gesamtrauschen beitragen. Folgende Rechnung zeigt diesen Sachverhalt:

$$\vec{J} = n \cdot \kappa \cdot e \cdot \vec{E} \quad \Rightarrow \quad I \sim N \quad (7.1)$$

$$S_I = \sum S_{I,e} = \sum \left( \frac{\alpha}{f} \cdot I_e^2 \right) = \frac{\alpha}{f} \cdot \sum \left( \frac{I^2}{N^2} \right) = \frac{\alpha}{f} \cdot N \cdot \frac{I^2}{N^2} = \frac{\alpha}{N \cdot f} \cdot I^2 \quad (7.2)$$

- mit
- $\vec{J}$  - Stromdichte
  - $n$  - (räumliche) Ladungsträgerdichte
  - $\kappa$  - spezifische Leitfähigkeit
  - $e$  - Elementarladung
  - $\vec{E}$  - elektrische Feldstärke
  - $I$  - (gesamte) Stromstärke
  - $N$  - (absolute) Anzahl der freien Ladungsträger
  - $S_I$  - Leistungsdichte-Spektrum (LDS) des (gesamten) Stromes
  - $I_e$  - Stromstärke verursacht von einem einzelnen Ladungsträger
  - $S_{I,e}$  - LDS des Stromes verursacht von einem einzelnen Ladungsträger
  - $\alpha$  - Hooge-Parameter
  - $f$  - Frequenz

Es ist ersichtlich: Summiert man die einzelnen Anteile auf, die von jedem Ladungsträger stammen und zum gesamten, elektrischen Strom beitragen, so entsteht automatisch eine Anti-Proportionalität zwischen Leistungsdichte-Spektrum und Ladungsträger-Anzahl.

## 7.2 Korrektur additiver Störungen

Oft hat man das Problem, im logarithmischen Maßstab zwei additive Größen zu trennen. Ein Beispiel hierzu wäre ein Rauschpegel, von dem das Grundrauschen der Meßapparatur subtrahiert werden soll. Um diese Operation durchzuführen, muß zunächst entlogarithmiert werden:

$$P_{M,dB} - P_{G,dB} = 10 \cdot \lg \left( \frac{P_0 + P_G}{P_G} \right) = 10 \cdot \lg \left( \frac{P_0}{P_G} + 1 \right) \quad (7.3)$$

$$\Rightarrow P_{0,dB} - P_{G,dB} = 10 \cdot \lg \left( 10^{(P_{M,dB} - P_{G,dB})/10} - 1 \right) \quad (7.4)$$

- mit  $P_{M,dB}$  - gemessene Leistung in Dezibel  
 $P_G, P_{G,dB}$  - Grundleistung, die eliminiert werden soll; linear bzw. in dB  
 $P_0, P_{0,dB}$  - gesuchte Leistung; linear bzw. in dB

Um nicht den Taschenrechner bemühen zu müssen, sind typische Werte in Tabelle 7.1 enthalten. Die jeweilige linke Spalte enthält die Größe  $P_{M,dB} - P_{G,dB}$ , in der jeweils rechten Spalte befindet sich die Größe  $P_{0,dB} - P_{G,dB}$ .

gemessener Abstand	wahrer Abstand
0,5dB	-9,14dB
1,0dB	-5,87dB
1,5dB	-3,85dB
2,0dB	-2,33dB
2,5dB	-1,09dB
3,0dB	-0,02dB
4,0dB	1,80dB
5,0dB	3,35dB
6,0dB	4,74dB
7,0dB	6,03dB
8,0dB	7,25dB
9,0dB	8,42dB
10dB	9,54dB
11dB	10,6dB
12dB	11,7dB
13dB	12,8dB
14dB	13,8dB
15dB	14,9dB

Tabelle 7.1: Werte, um z.B. das Grundrauschen aus einer Rauschmessung zu eliminieren (siehe Text)

### 7.3 Technische Daten von Detektor-Dioden

Tabelle 7.2 und 7.3 enthalten die technischen Daten der Detektor-Dioden, die in der vorliegenden Arbeit zum Messen des Amplituden-Rauschens verwendet wurden. Alle Daten sind Herstellerangaben.

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Agilent Technologies
Type	Low Barrier Schottky Diode
Frequenzbereich	0,01 ... 18GHz
Breitband-Welligkeit	max. $\pm 0,6$ dB
Stehwellenverhältnis 50 $\Omega$	max. 1,5
Eingangsleistung	max. 200mW
Empfindlichkeit	$> 0,5$ mV/ $\mu$ W
quadratischer Bereich	bis ca. 8dBm
Rauschen bei 100mV Ausgang	$< 50$ $\mu$ V
Ausgangspolarität	negativ
Eingangsbuchse	SMA-kompatible 3,5mm männlich
Ausgangsbuchse	BNC weiblich
Video-Impedanz	typisch 1,3k $\Omega$

Tabelle 7.2: Technische Daten der Detektor-Diode 8473B

Eigenschaft	47315H-1100	47325H-1100
Hersteller	Hughes	Hughes
Type	Silizium whisker contact Diode	Silizium beam lead Diode
Frequenzbereich	E-Band	E-Band
Optimierung	minimale Empfindlichkeit	minimal wellige Empfindlichkeit
Empfindlichkeit	min. 750mV/mW	min. 500mV/mW
Eingangsleistung	max. 100mW	max. 100mW
Welligkeit	keine Angaben	max. $\pm 1,5$ dB
Ausgangspolarität	positiv	positiv
Eingangsbuchse	WR-12 rund	WR-12 rund
Ausgangsbuchse	SMA weiblich	SMA weiblich

Tabelle 7.3: Technische Daten der Detektor-Dioden 47315H-1100 und 47325H-1100

### 7.4 Modelle einiger Komponenten

Bild 7.1 zeigt das Modell des Überganges von Mikrostreifenleitung (1,9mm Streifenbreite auf 0,81mm dickem RO4003) auf 50 $\Omega$ -SMA-Buchse, die direkt an das Platinen-Ende gelötet wurde. Bild 7.2 enthält das Modell des koaxialen Bias-Ts HP33150A von Hewlett Packard. Die Tabelle 7.4 beinhaltet die Eigenschaften des Platinen-Materials, welches in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde. Die Angaben stammen aus den Datenblättern des Herstellers.

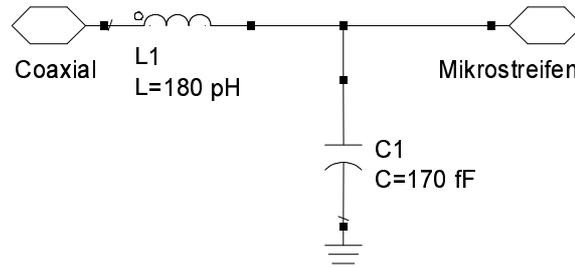


Bild 7.1: Modell des Mikrostreifen-Koaxial-Überganges

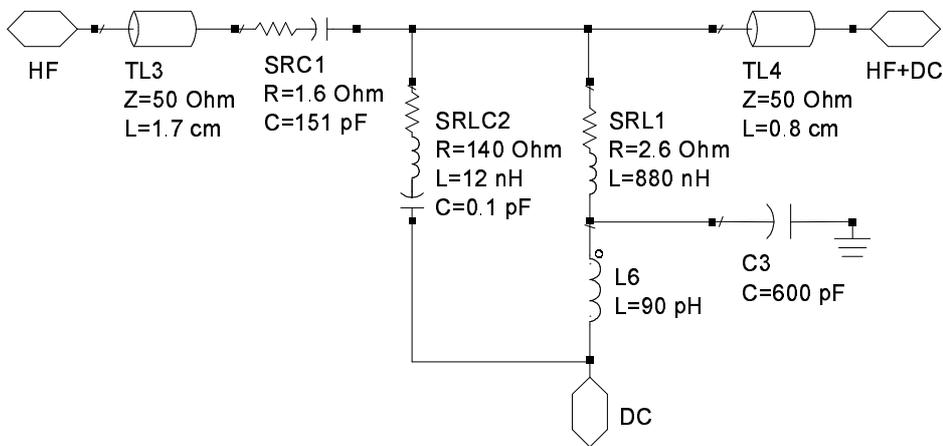


Bild 7.2: Modell des Bias-Ts HP33150A

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Rogers Corporation (Microwave Materials Division)
Material-Name	RO4003
Substrat-Material	Hydrocarbonat-Keramik
Substrat-Dicke	0,81mm
relative Permittivität	3,38 (+40ppm/°C)
Verlustfaktor	0,0027 bei 10GHz
thermische Leitfähigkeit	0,64 W/(m·K)
Metallisierung	17,5µm Kupfer (Leitfähigkeit $5,7 \cdot 10^7$ S/m bei 20°C)
Dichte	1,8 g/cm <sup>3</sup>
Breite für 50Ω-Leitung	1,83mm bei 1,8GHz

Tabelle 7.4: Technische Daten des verwendeten Platinen-Materials

## 7.5 Technische Daten des FHC40LG

Die Tabelle 7.5 enthält die technischen Daten des gehäusten Fujitsu HEMT FHC40LG. Alle Angaben stammen aus dem Datenblatt (www.fcsi.fujitsu.com).

Größe	Bedingung	Wert
Technologie		SuperHEMT <sup>TM</sup>
Gate-Länge		$\leq 0,15\mu\text{m}$
Gate-Weite		280 $\mu\text{m}$ T-Gate
Gehäuse		Keramik-SMT
empfohlener Frequenzbereich		2...12GHz
Verstärkung	$U_{ds}=2\text{V}, I_{ds}=10\text{mA}, f=4\text{GHz}$	15,5dB typisch
Rauschzahl	$U_{ds}=2\text{V}, I_{ds}=10\text{mA}, f=4\text{GHz}$	0,30dB typisch
Steilheit	$U_{ds}=2\text{V}, I_{ds}=10\text{mA}$	65mS typisch
Schwellspannung	$U_{ds}=2\text{V}, I_{ds}=1\text{mA}$	-1,0V typisch
Drain-Source-Spannung		max. 3,5V
Verlustleistung		max. 290mW
Kanal-Temperatur		max. 175°C

Tabelle 7.5: Daten des Fujitsu FHC40LG

## 7.6 Frequenzbänder von Hohlleitern

Die Tabelle 7.6 enthält die Bezeichnungen der Hohlleiter für die Millimeterwellen-Frequenzbänder. Die Einteilung entspricht den üblichen Bereichen bei Hohlleitern, deren Eigenschaften ebenfalls in der Tabelle aufgeführt sind. Die Informationen stammen von [68] und aus [69].

Name	Band	Frequenz	Cutoff-Frequenz	Flansch	Innenabmessungen
WR-42	K	18...26,5 GHz	14,08 GHz	2,20cm quadr.	10,7×4,3mm
WR-28	Ka	26,5...40 GHz	21,07 GHz	1,19cm quadr.	7,11×3,56mm
WR-22	Q	33...50 GHz	26,34 GHz	2,86cm rund	5,7×2,8mm
WR-19	U	40...60 GHz	31,41 GHz	2,86cm rund	4,8×2,4mm
WR-15	V	50...75 GHz	39,86 GHz	1,91cm rund	3,8×1,9mm
WR-12	E	60...90 GHz	48,35 GHz	1,91cm rund	3,1×1,5mm
WR-10	W	75...110 GHz	59,05 GHz	1,91cm rund	2,54×1,27mm
WR-08	F	90...140 GHz	73,84 GHz	1,90cm rund	2,32×1,02mm
WR-06	D	110...170 GHz	90,84 GHz	1,90cm rund	1,7×0,83mm
WR-05	G	140...220 GHz	115,75 GHz	1,90cm rund	1,3×0,648mm
WR-04	Y	170...260 GHz	137,52 GHz	1,90cm rund	-
WR-03	H (J)	220...325 GHz	173,28 GHz	1,90cm rund	-

Tabelle 7.6: Hohlleiter für die Millimeterwellen-Bänder

## 7.7 77GHz-On-Wafer-Meßplatz

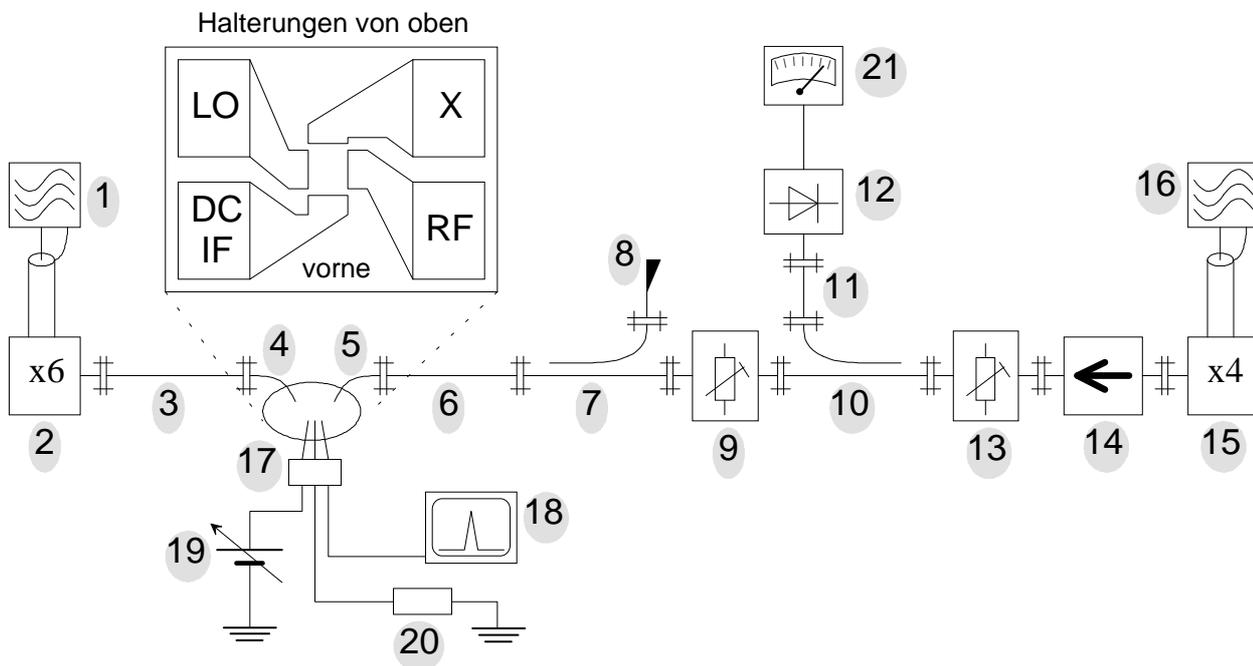


Bild 7.3: 77GHz-On-Wafer-Meßplatz verwendet für Messungen am MMIC-Mischer

Nummer	Bezeichnung
1, 16	Mikrowellen-Generator Wiltron Model 68169A
2	Frequenz-Versechsfacher (Extender) Millitech FEX-12-00FBI
3, 6	Hohlleiter, Kupfer
4	Messkopf Picoprobe 11411 (Footprint: GSG, Pitch: 100µm)
5	Messkopf Picoprobe 90-GSG-150-BT (11321 oder 11910) (GSG, 150µm)
7	Richtkoppler Aerowave 12-4000/10
8	Wellensumpf Aerowave 12-2000
9, 13	variables Dämpfungsglied Aerowave 12-2220
10	Richtkoppler Solid-State Millimeter-Wave Products Model 45335H-1010
11	Hohlleiter Aerowave 12-1010
12	Leistung-Messkopf Hewlett Packard W8486A
14	Isolator Hughes Model 45115H-1000
15	Frequenz-Vervierfacher (Extender) Millitech FEX-12-4-0-7-AE
17	Messkopf Cascade ACP40-Q-21 (Footprint: P SSG)
18	Spektrum-Analysator Tektronix 2782
19	Spannungsquelle für Gate-Source-Spannung
20	50Ω-Abschluß
21	Leistungsanzeige Hewlett Packard 437 B

Tabelle 7.7: Bestandteile des 77GHz-Meßplatzes

# Literaturverzeichnis

- [1] R. MÜLLER: *Rauschen*, Springer-Verlag, 1990, ISBN 3-540-51145-8
- [2] B. SCHIEK, H.-J. SIWERIS: *Rauschen in Hochfrequenzschaltungen*, ELTEX - Studientexte Elektrotechnik, Hüthig Buch Verlag Heidelberg, 1990, ISBN 3-7785-2007-5
- [3] M. H. W. HOFFMANN: *Hochfrequenztechnik - Ein systemtheoretischer Zugang*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1997, ISBN 3-540-61667-5
- [4] F. N. HOOGE: *1/f Noise Sources*, IEEE Trans. Electron Devices, November 1994
- [5] F. N. HOOGE, T. G. M. KLEINPENNING, L. K. J. VANDAMME: *Experimental studies on 1/f noise*, Rep. Prog. Phys., vol. 44, 1981
- [6] A. VAN DER ZIEL: *Unified Presentation of 1/f Noise in Electronic Devices: Fundamental 1/f Noise Sources*, Proceedings of the IEEE, vol. 76, no. 3, March 1988
- [7] P. H. HANDEL: *The Nature of Fundamental 1/f Noise*, AIP Conference Proceedings "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations", 1993, American Institute of Physics
- [8] R. BLENDER, K. FRAEDRICH: *Langzeitkorrelation in Beobachtungen und Modellen*, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, Bundesstraße 55, 20146 Hamburg
- [9] Z. CELIK-BUTLER, T. Y. HSIANG: *Spatial Correlation Measurements of 1/f Noise in Semiconductors*, Solid-State Electronics, vol. 31, No. 2, pp. 241-244, 1988.
- [10] Z. CELIK-BUTLER: *Low-Frequency Noise Measurements as a Characterization and Testing Tool in Microelectronics*, AIP Conference Proceedings "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations", 1993, American Institute of Physics
- [11] ANG, CHONGCHEAWCHAMMAN, KPOGLA, YOUNG, ROBERTSON, KIM, JU, SEO: *Monolithic Ka-Band Even-Harmonic Quadrature Resistive Mixer for Direct Conversion Receivers*, IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium, 2001
- [12] KLEINPENNING, KUIJPER: *Relation between variance and sample duration of 1/f noise signals*, Journal Applied Physics, January 1988
- [13] CHAN, PAVLIDIS *Trap Studies in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs HEMT's by Means of Low-Frequency Noise and Transconductance Dispersion Characterization*, IEEE Trans. Electron Devices, May 1994
- [14] X. Y. CHEN: *Unsolved Problems - Temperature Dependence of 1/f Noise*, In Proc. Of Intern. Conf., 1996

- [15] M. MIHAILA, C. HEEDT, F. SCHEFFER, F. J. TEGUDE: *Origin of 1/f Noise in InAlAs/InGaAs HEMT's*, 8th Conf. IPRM, 21-25. April 1996, pp. 368-371, ISBN 0-7803-3283-0
- [16] Y.-J. CHAN, D. PAVLIDIS: *Trap Studies in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs HEMT's by Means of Low-Frequency Noise and Transconductance Dispersion Characterization*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41, no. 5, pp. 637-642, May 1994
- [17] J. A. REYNOSO-HERNANDEZ, J. GRAFFEUIL: *Output Conductance Frequency Dispersion and Low-Frequency Noise in HEMT's and MESFET's*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 9, pp. 1478-1481, September 1989
- [18] J. CHANG, A. A. ABIDI, C. R. VISWANATHAN: *Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41, no. 11, November 1994
- [19] JIANG, HALLEMEIER, SURYA, PHILLIPS: *Low-Frequency Excess Noise in YbCo Thin Films Near the Transition Temperature*, AIP Conference Proceedings "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations", 1993, American Institute of Physics
- [20] J.-M. PERANSIN, P. VIGNAUD, D. RIGAUD, L. K. J. VANDAMME: *1/f Noise in MODFET's at Low Drain Bias*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 37, no. 10, pp. 2250-2253, October 1990
- [21] J. BERNTGEN, K. HEIME, W. DAUMANN, U. AUER, F.-J. TEGUDE, A. MATULIONIS: *The 1/f Noise of InP Based 2DEG Devices and Its Dependence on Mobility*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 46, no. 1, pp. 194-203, January 1999
- [22] H. VAN MEER, E. SIMOEN, M. VALENZA, K. VAN DER ZANDEN, W. DE RAEDT: *Low-Frequency Drain Current Noise Behavior of InP Based MODFET's in the Linear and Saturation Regime*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 45, no. 12, December 1998
- [23] R. PLANA, L. ESCOTTE, O. LLOPIS, H. AMINE, T. PARRA, M. GAYRAL, J. GRAFFEUIL: *Noise in AlGaAs/InGaAs/GaAs Pseudomorphic HEMT's from 10 Hz to 18 GHz*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 40, no. 5, pp. 852-858, May 1993
- [24] J. GRAFFEUIL, R. PLANA: *Low Frequency Noise Properties of Microwave Transistors and Their Application to Circuit Design*, 24. EMC, September 1994
- [25] A. PENARIER, S. G. JARRIX, C. DELSENY, F. PASCAL, J. C. VILDEUIL, M. VALENZA, D. RIGAUD: *Low-frequency noise in III-V high-speed devices*, IEE Proc.-Circuits Devices Syst., vol. 149, no. 1, February 2002
- [26] T. FELGENTREFF, G. R. OLBRICH: *Modeling of Low Frequency Noise Sources in HEMTs*, IEEE MTT-S Digest, pp. 1743-1746, 1996
- [27] T. FELGENTREFF, W. ANZILL, G. OLBRICH, P. RUSSE: *Analysis of g-r Noise Up-conversion in Oscillators*, IEEE MTT-S Digest, 1995
- [28] W. KO, Y. KWON: *Analytical Analysis of Noise Figures in FET Resistive Mixers*, Electronics Letters, vol. 35, no. 14, pp.1169-1170, 8th July 1999

- [29] S. MAAS: *Mixer Technologies for Modern Microwave and Wireless Systems*, GAAS 2002 Conference - Milan
- [30] P. VIKTOROVITCH, P. ROJO-ROMEIO, J. L. LECLERCQ, X. LETARTRE, J. TARDY, M. OUSTRIC, M. GENDRY: *Low Frequency Noise Sources in InAlAs/InGaAs MODFET's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 43, pp. 2085, 1996
- [31] H. C. DURAN, L. REN, M. BECK, M. A. PY, M. ILEGEMS, W. BÄCHTOLD: *Low-Frequency Noise Properties of Selectively Dry Etched InP HEMT's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 45, no. 6, June 1998
- [32] L. REN, M. A. PY, J. SPICHER, H.-J. BUEHLMANN, M. BECK, M. ILEGEMS: *Low-Frequency Noise in Lattice-Matched  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$  HEMTs*, Institute of Micro and Optoelectronics, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland
- [33] G. I. NG, D. PAVLIDIS, M. TUTT, R. M. WEISS, P. MARSH: *Low-Frequency Noise Characteristics of Lattice-Matched ( $x=0.53$ ) and Strained ( $x>0.53$ )  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As$  HEMT's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 39, no. 3, pp. 523-531, March 1992
- [34] A. D. VAN RHEENEN, S. TEHRANI, M. M. HOOGSTRA, J. A. CURLESS, M. S. PEFFLEY: *Low Frequency Noise in HFETs*, Microwave Journal, pp. 133-141, September 1992
- [35] T. MITZUTANI, M. YAMAMOTO, S. KISHIMOTO, K. MAEZAWA: *Low-Frequency Noise Characteristics of AlGaAs/InGaAs Pseudomorphic HEMTs*, IEICE Trans. Electron., vol. E84-C, no. 10, pp. 1318-1322, October 2001
- [36] V. GRASSI, C. F. COLOMBO, D. V. CAMIN: *Low Frequency Noise Versus Temperature Spectroscopy of Si and Ge JFETs*, Electrochemical Society Symposium, San Francisco, USA, 6. September 2001.
- [37] S. L. RUMYANTSEV, N. PALA, M. S. SHUR, E. BOROVITSKAYA, A. P. DMITRIEV, M. E. LEVINSHTAIN, R. GASKA, M. SIF KHAN, J. YANG, X. HU, G. SIMIN: *Generation-Recombination Noise in GaN/AlGaN Heterostructure Field Effect Transistors*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 48, no. 3, March 2001
- [38] LARS KLAPPROTH: *Modellierung und Simulation der Signal- und Rauscheigenschaften von MMIC-HFET-Mischern*, Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin, Februar 1998
- [39] ANDRE SCHÄFER: *Ein Beitrag zum Entwurf monolithisch integrierter Millimeter-Wellen-FET-Mischer*, Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin, Mai 1999
- [40] VOLKER BREUER: *Rauschuntersuchungen an balancierten resistiven Mischern*, Dissertation, Fachbereich 12 für Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin, Februar 2000
- [41] *Arbeitsbesprechung bei TriQuint Semiconductor*, München, am 06.02.2003

- [42] M. W. POSPIESZALSKI: *Modeling of Noise Parameters of MESFET's and MODFET's and Their Frequency and Temperature Dependence*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 37, no. 9, pp. 1340-1350, September 1989
- [43] A. LALOUE, A. LYOUBI, M. CAMIADE, J. C. NALLATAMBY, M. VALENZA, M. PRIGENT, J. OBREGON: *A Measurement Based Distributed Low Frequency Noise HEMT Model: Application to design of Millimeter Wave Automotive Radar Chip sets*, IEEE MTT-S Digest, pp. 423-426, 2001
- [44] E. W. LIN, W. H. KU: *Device Considerations and Modeling for the Design of an InP-Based MODFET Millimeter-Wave Resistive Mixer with Superior Conversion Efficiency*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 43, no. 8, August 1995
- [45] F. ELLINGER, R. VOGT, W. BÄCHTOLD: *Compact Monolithic Integrated Resistive Mixers With Low Distortion for HIPERLAN*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 50, no. 1, January 2002
- [46] J. GEDDES, P. BAUHAHN, S. SWIRHUN: *A Millimeter Wave Passive FET Mixer with Low 1/f Noise*, IEEE MTT-S Digest, pp. 1045-1047, 1991
- [47] Y. THODESEN: *A Novel Method for Nulling the LO Leakage in Resistive FET Mixers*, IEEE MTT-S Digest, pp. 1597-1600, 2000
- [48] K. YHLAND, N. RORSMAN, H. H. G. ZIRATH: *Novel Single Device Balanced Resistive HEMT Mixers*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 43, no. 12, pp. 2863-2867, December 1995
- [49] Z. ZHANG, J. LAU: *A Flicker-Noise-Free DC-Offset-Free Harmonic Mixer in a CMOS Process*, Department of Electrical and Electronic Engineering, Hong Kong University of Science and Technology
- [50] J. J. KUCERA, U. LOTT: *A Zero DC-Power Low-Distortion Mixer for Wireless Applications*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 9, no. 4, pp. 157-159, April 1999
- [51] J. M. GOLIO, M. G. MILLER, G. N. MARACAS, D. A. JOHNSON: *Frequency-Dependent Electrical Characteristics of GaAs MESFET's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 37, no. 5, pp. 1217-1227, May 1990
- [52] P. H. LADBROOKE: *MMIC Design: GaAs FETs and HEMTs*, Artech House, Inc., 1989, pp. 205-219
- [53] W. KELLNER, H. KNIEPKAMP: *GaAs-Feldeffekttransistoren*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, NewYork London Paris Tokyo, 1989, zweite Auflage, ISBN 3-540-50193-2
- [54] S. A. MAAS: *How to Model Intermodulation Distortion*, IEEE MTT-S Digest, 1991
- [55] A. E. PARKER, D. J. SKELLERN: *Improved MESFET Characterisation for Analog Circuit Design and Analysis*, IEEE GaAs IC Symposium, pp. 225-228, 1992
- [56] S. DINDO, D. KENNEDY, J. WAREBERG: *Software Simplifies Large-Signal Transistor Modeling*, Microwaves & RF, October 1999

- [57] M. J. BAILEY: *Intermodulation Distortion in Pseudomorphic HEMT's and an Extension of the Classical Theory*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 48, no. 1, January 2000
- [58] D. R. WEBSTER, M. T. HUTABARAT, A. E. PARKER, D. G. HAIGH: *Effect of Model Derivative Discontinuities on Cold FET Distortion Simulations*, IEEE Workshop on EDMO (High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications) 1997
- [59] G. QU, A. E. PARKER: *Analysis of Intermodulation Nulling in HEMTs*, IEEE Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices Proceedings 1996
- [60] D. R. WEBSTER, G. R. ATAEL, D. G. HAIGH, R. KAUNISTO: *Factors Influencing Intermodulation Distortion Performance of a FET*, IEEE Workshop on EDMO (High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications) 1997
- [61] G. QU, A. E. PARKER: *Intermodulation Cancellation in HEMTs*, IEEE, ICMMT Proceedings '98, 1998
- [62] A. E. PARKER, G. QU: *Intermodulation Nulling in HEMT Common Source Amplifiers*, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 11, no. 3, March 2001
- [63] M. T. HUTABARAT, D. R. WEBSTER, D. G. HAIGH, D. SCHREURS, K. VAN DER ZANDEN, D. L. EDGAR, Z. BORSOSFOLDI, K. ELGAID, I. G. THAYNE, A. E. PARKER: *On Wafer Intermodulation Distortion Measurements on Resistive FET Mixers for Device Comparison and Model Validation*, IEEE High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications (EDMO, Symposium on), pp. 170-175, 1999
- [64] T. RAHKONEN: *Analysis of Analog Circuits Using Volterra Series*, Electronics Laboratory, Department of Electrical Engineering and Infotech Oulu, University of Oulu, Finland, 1999
- [65] W. JENKINS, A. KHANIFAR: *Power Amplifier Linearisation Through Generation and Injection of Low-Frequency Second-Order Nonlinear Products*, GAAS 2002 Conference, pp. 291-294, Milan 2002
- [66] D. R. WEBSTER, D. G. HAIGH, J. B. SCOTT, A. E. PARKER: *Derivative Superposition - A Linearisation Technique for Ultra Broadband Systems*, IEE Colloquium Wideband Circuits, Modelling and Techniques, pp. 3/1-3/14, London, 10th May, 1996
- [67] UNBEKANNTER AUTOR: *Versuche zum „Floating Gate“ Betrieb von HMIX*, TU-Berlin, 3.-6. August 1999, im Auftrag von Infineon Technologies
- [68] UNBEKANNTER AUTOR: *Millimeter Wave Spectrum Analysis Harmonic Mixer Application* Oleson Microwave Labs (OML), [www.oml-mmw.com](http://www.oml-mmw.com)
- [69] UNBEKANNTER AUTOR: *Hughes Millimeter-Wave Products*, Hughes Aircraft Company, Microwave Products Division, 1991
- [70] UNBEKANNTER AUTOR: *Microwave Semiconductor Databook* Fujitsu Compound Semiconductor, Inc., 2000

- [71] UNBEKANNTER AUTOR: *Phase Noise Theory and Measurement*, Application Note No. 1, Aeroflex, Revised 3/14/95
- [72] UNBEKANNTER AUTOR: *RF and Microwave Phase Noise Measurement*, Seminar-Unterlagen, Hewlett Packard
- [73] UNBEKANNTER AUTOR: *Datenblatt IMPATT-26-150*, ELVA-1 Millimeter Wave Division, [www.elva-1.spb.ru](http://www.elva-1.spb.ru)
- [74] PROF. DR. PHIL. NAT. W. GERLACH, PROF. DR.-ING. H. G. WAGEMANN: *Physik und Technologie der Halbleiter-Bauelemente*, Skriptum, Institut für Werkstoffe der Elektrotechnik, April 1992
- [75] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAJEW (, G. GROSCHE, V. ZIEGLER, D. ZIEGLER, E. ZEIDLER): *Teubner-Taschenbuch der Mathematik*, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig, 1996, Teil 1, ISBN 3-8154-2001-6
- [76] R. D. MARTINEZ, D. E. OATES, R. C. COMPTON: *Measurement and Model for Correlating Phase and Baseband 1/f Noise in an FET*, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 42, no. 11, pp. 2051-2055, November 1994



