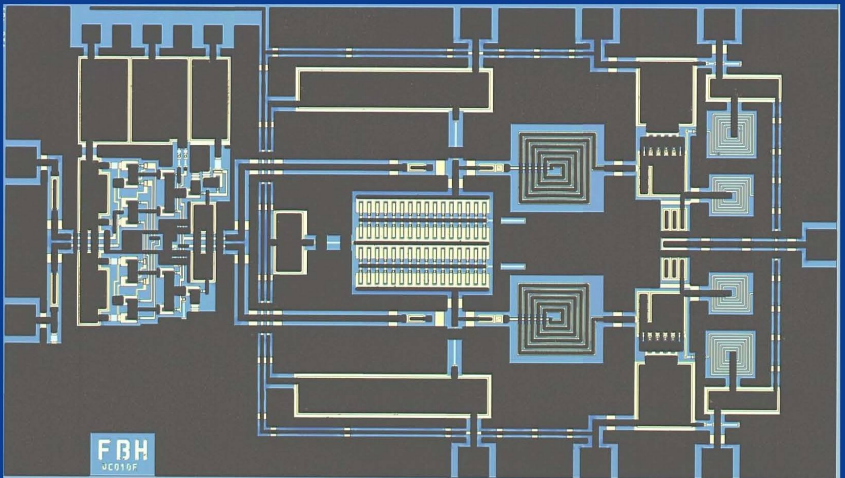


4

Forschungsberichte aus dem Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik

Innovationen mit Mikrowellen & Licht

Methoden zur Phasenrausch- verbesserung von monolithischen Millimeterwellen-Oszillatoren



aus der Reihe:

Innovationen mit Mikrowellen und Licht

Forschungsberichte aus dem Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik

Band 4

Matthias Schott

Methoden zur Phasenrauschverbesserung von
monolithischen Millimeterwellen-Oszillatoren

Herausgeber: Prof. Dr. Günther Tränkle, Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich

Ferdinand-Braun-Institut
für Höchstfrequenztechnik (FBH)

Gustav-Kirchhoff-Straße 4
12489 Berlin

Tel. +49.30.6392-2600
Fax +49.30.6392-2602

E-Mail fbh@fbh-berlin.de
Web www.fbh-berlin.de

Innovationen mit Mikrowellen und Licht

Forschungsberichte aus dem Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik


Vorwort der Herausgeber

Neue Ideen, Entwicklungen und Konzepte aus der Forschung sind die Basis von Fortschritt und Wettbewerbsfähigkeit. Als Inventionen erweitern sie den Stand des Wissens und der Technik, als innovative Produkte und Dienstleistungen schließlich findet ein Teil von ihnen Eingang in unsere Alltagswelt.

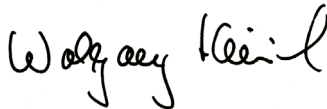
In diesem Sinne dokumentiert die Reihe „Forschungsberichte aus dem Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik“ aktuelle Forschungen und Entwicklungen aus dem Institut. Wir möchten Ihnen diese Ergebnisse zugänglich machen und zur weiteren Diskussion anregen – nicht zuletzt, damit möglichst viele Entwicklungen zu einem Teil unseres Alltags werden.

Der vorliegende Beitrag beschäftigt sich mit dem Entwurf von monolithisch integrierten Oszillatoren im Frequenzbereich von 1 GHz bis 120 GHz. Ziel ist die Minimierung des Phasenrauschens. Da für viele Anwendungen Schaltungen ohne externe Resonatoren aus Kosten- und Platzgründen wünschenswert sind und die on-Chip-Elemente nur geringe Güten aufweisen, ist dieses Thema von permanenter Brisanz.

Eine anregende Lektüre wünschen



Prof. Dr. Günther Tränkle
Direktor



Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich
stellvertretender Direktor

Das Ferdinand-Braun-Institut

Das Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik erforscht elektronische und optische Komponenten, Module und Systeme auf der Basis von Verbindungshalbleitern. Diese sind Schlüsselbausteine für Innovationen in den gesellschaftlichen Bedarfsfeldern Kommunikation, Energie, Gesundheit und Mobilität. Leistungsstarke und hochbrillante Diodenlaser, UV-Leuchtdioden und hybride Lasersysteme entwickelt das Institut vom sichtbaren bis zum ultravioletten Spektralbereich. Die Anwendungsfelder reichen von der Medizintechnik, Präzisionsmesstechnik und Sensorik bis hin zur optischen Satellitenkommunikation. In der Mikrowellentechnik realisiert das FBH hocheffiziente, multifunktionale Verstärker und Schaltungen, unter anderem für energieeffiziente Mobilfunksysteme und Komponenten zur Erhöhung der Kfz-Fahrsicherheit. Kompakte atmosphärische Mikrowellenplasmaquellen mit Niederspannungsversorgung entwickelt es für medizinische Anwendungen, etwa zur Behandlung von Hauterkrankungen.

Das FBH ist ein international anerkanntes Zentrum für III/V-Verbindungshalbleiter mit allen Kompetenzen: vom Entwurf, über die Fertigung bis hin zur Charakterisierung von Bauelementen.

Seine Forschungsergebnisse setzt das FBH in enger Zusammenarbeit mit der Industrie um und transferiert innovative Produktideen und Technologien erfolgreich durch Spin-offs. In strategischen Partnerschaften mit der Industrie sichert es in der Höchstfrequenztechnik die technologische Kompetenz Deutschlands.

Methoden zur Phasenausgleichverbesserung von monolithischen Millimeterwellen-Oszillatoren

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Matthias Schott
geboren am
26. März 1974 in Berlin

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. habil. W. Heinrich

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16. November 2007

Berlin 2008
D 83

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2009

Zugl.: (TU) Berlin, Univ., Diss., 2008

978-3-86727-744-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2009

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2009

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-744-0

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin - Adlershof im Zeitraum von Mai 2000 bis Mai 2005.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. habil. Wolfgang Heinrich, der mir in zahlreichen Gesprächen wertvolle Hinweise und Hilfestellungen geliefert und dadurch zum Gelingen der Arbeit maßgeblich beigetragen hat. Weiterhin danke ich ihm und Herrn Prof. Dr.-Ing. Böck für die Erstellung der Gutachten und für die Gelegenheit zur Promotion.

Herrn Dr.-Ing. Friedrich Lenk danke ich für die vielen Fachgespräche und die Programmierung von schnellen Auswerteroutinen, Dr.-Ing. Matthias Rudolph für die zügige Bereitstellung von HBT-Modellen und Herrn Steffen Schulz für die vielen Messungen.

Den Kollegen aus der Material- und Prozesstechnologie danke ich für die Optimierung der GaAs - HBTs und ansonsten stabilen Prozessparameter, was für die Realisierung phasenrauscharmer Oszillatoren von großer Wichtigkeit war. Allen Kollegen der Abteilung Mikrowellentechnik sei an dieser Stelle gedankt für die stets freundliche Aufnahme in ihrer Mitte und die schöne Zeit am FBH in Berlin.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Optimierung des Phasenrauschens von monolithischen Millimeterwellenoszillatoren im Frequenzbereich von 1 bis 120GHz behandelt. Ausgehend von der einschlägig bekannten Oszillator - Kleinsignaltheorie für die Modellierung des Oszillatorphasenrauschens nach Leeson werden verschiedene Entwurfsverfahren von Oszillatoren hinsichtlich ihrer Eignung für die spezifischen Erfordernisse des monolithischen Schaltungsdesigns untersucht. Ein Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung der Wirksamkeit verschiedener Methoden zur Verringerung des Oszillatorphasenrauschens anhand von realisierten MMICs auf GaAs. Diese Methoden beziehen sich auf den Einfluß der Oszillatorgüte, des Niederfrequenzrauschens, des Arbeitspunktes sowie des Varaktors. Ebenfalls untersucht wird das differentielle Oszillatorkonzept, da sich dieses als besonders vorteilhaft für die Erzielung niedrigen Phasenrauschens erwiesen hat und darüber hinaus eine Reihe weiterer nützlicher Eigenschaften aufweist. Abschließend werden einige im Rahmen der Arbeit entstandene Oszillatoren beschrieben, die sich durch ein besonders geringes Phasenrauschen auszeichneten.

Abstract

This thesis treats the phase noise optimization of monolithically integrated millimeter wave oscillators in the frequency range from 1 to 120 GHz. Starting with the well known oscillator small signal theory for the description of oscillator phase noise derived by Leeson, different oscillator design strategies are investigated concerning their suitability to meet the specific requirements of fully monolithic circuit design. The main focus of the thesis lies on proof of concept investigations of several methods to reduce oscillator phase noise based on realized MMICs on GaAs-substrate. These methods refer to influences due to the oscillator quality factor, low frequency (flicker) noise, bias point and varactor coupling. Also under examination is the differential oscillator concept as it has turned out to be especially suited for low phase noise applications and, beyond this, offers a number of further useful features. Finally some very low phase noise oscillators are presented which were a result of this work.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	I
Kurzfassung	II
Abstract	II
Kapitel 1. Einleitung	1
1.1. Beispiel für Anwendungen: ACC	3
1.2. Gliederung der Arbeit	6
Kapitel 2. Oszillatorrauschen	8
2.1. Definition des Phasenrauschens	8
2.2. Lineare Theorie	9
Kapitel 3. Oszillatorentwurf	13
3.1. Reflexionsoszillatoren	13
3.2. Zweitoroszillatoren	15
3.2.1. Oszillator mit T-Rückkopplung	16
3.2.2. Oszillator mit II-Rückkopplung	18
3.3. Heterostrukturbipolartransistor (HBT)	19
3.4. Resonatoren	22
Kapitel 4. Phasenrauschmeßtechnik	27
4.1. Rückwirkung des Meßsystems auf den Oszillator	31
4.1.1. Messungen	34
Kapitel 5. Maßnahmen zur Verringerung des Phasenrauschens	38
5.1. Einfluß des 1/f-Rauschens	38
5.1.1. Niederohmige Belastung der Basis-Emitter-Strecke	41
5.1.2. Verringerung des 1/f-Rauschens durch Gegenkopplung	43
5.2. Maximierung der belasteten Güte	45
5.2.1. Oszillator mit T-Rückkopplung	46
5.2.2. Oszillator mit II-Rückkopplung	53
5.3. Einfluß des Varaktors	60
5.3.1. Störungseinkopplung	61
5.3.2. Varaktorgüte	62
5.3.3. HF-Gleichrichtung	63
5.4. Arbeitspunktabhängigkeit (Kurokawa-Kriterium)	64
5.5. Zusammenfassung	67
Kapitel 6. Vorteile von „Push-Push“-Oszillatoren für die Generierung von Millimeterwellen	69

6.1. Schaltungsdesign	71
6.1.1. Unterdrückung des Gleichtaktfalles	72
6.2. Höhere Güte (durch Betrieb bei f_0 und $R_L = \infty$)	73
6.2.1. $R_L = \infty$	74
6.2.2. $R_L > 0$	75
6.3. Einfluß des Stromflußwinkels	75
6.4. Reduktion des Phasenrauschens durch Kopplungseffekte	81
6.4.1. Verringerung des Phasenrauschens nach Kurokawa	81
6.4.2. Symmetrietheorie	83
6.5. Höhere Immunität gegen Rückwirkung der Last	89
6.6. Auskopplung von f_0 (z.B für nachfolgenden Frequenzteiler)	91
6.7. Zusammenfassung	96
Kapitel 7. Realisierte Schaltungen	98
7.1. 10GHz Clapp-Oszillator nach dem „Push-Push“-Prinzip	98
7.2. 19GHz VCO mit Koplantarleitungsresonator	100
7.3. 38GHz „Push-Push“-Oszillator	103
7.4. SiGe-Oszillatoren bei 76 und 120GHz	106
7.5. Frequenzteiler	108
Kapitel 8. Zusammenfassung und Ausblick	111
Kapitel 9. Anhang	115
9.1. Belastete Güte des Colpitts-Oszillators	115
9.2. Quellverzeichnis veröffentlichter Phasenrauschbestwerte, Stand 2004	117
Literaturverzeichnis	118

KAPITEL 1

Einleitung

Seit mit der Überbrückung des Atlantiks durch den Italiener Marchese Guglielmo Marconi im Jahre 1901 die Bedeutung der elektromagnetischen Wellen erkannt wurde, gilt der Erzeugung von hochfrequenten Schwingungen das Interesse von Wissenschaftlern und Ingenieuren in aller Welt. Seit der Entwicklung der Elektronenröhre ist eine Vielzahl von Oszillatorvarianten bekannt und etabliert, welche zu einem großen Teil auch bei Transistoroszillatoren ihre Entsprechung finden.

Mit dem ständig steigenden Kostendruck bei Hochfrequenzsystemen im Automobil- und Kommunikationsbereich nimmt der Bedarf an reproduzierbaren, zuverlässigen und vor allem kostengünstig zu produzierenden integrierten Schaltungen stetig zu. Wurden zunächst neue Anwendungen in hybrider Bautechnik dadurch geschaffen, daß Transistoren mit immer höheren Grenzfrequenzen realisiert werden konnten, wird man heute dagegen zunehmend mit dem Problem konfrontiert, daß immer höhere Arbeitsfrequenzen vom Bauelement zwar noch verarbeitbar sind, die Signalübertragung vom Chip zur Umgebung dagegen immer aufwändiger und damit auch teurer wird. Daraus resultiert die Forderung, neben dem aktiven Bauelement auch passive Komponenten wie Widerstände, Spulen und Kondensatoren auf dem Chip zu realisieren und die Funktion gänzlich mit integrierten Mikrowellschaltungen (MMIC - monolithic microwave integrated circuits) zu verwirklichen.

Während für Prozessorapplikationen die Technologie des aktiven Bauelements noch im Vordergrund steht mit Kriterien wie Integrationsdichte, Kosten und Taktrate, sind für Anwendungen, bei denen besondere Phasenrauscharmut gefordert ist, hochgütige passive Elemente entscheidend. Die GaAs-Technologie ermöglicht heutzutage die Realisierung von Heterostruktur bipolartransistoren (HBT) mit hoher Grenzfrequenz der Strom- und Leistungsverstärkung, verbunden mit niedrigem $1/f$ -Rauschen. Verglichen mit der Siliziumtechnologie sind um bis zu eine Größenordnung höhere Gütewerte passiver Elemente, insbesondere der Induktivitäten und Leitungen, aufgrund der viel geringeren Substratverluste erreichbar.

Die vollständige Integration aller für die Funktion der Schaltung relevanten Bauelemente führt zwar einerseits zu einer erheblichen Kostenersparnis, verschärft andererseits aber auch die Anforderungen an die verwendeten Modelle, da eine Manipulation der prozessierten Schaltungen im Nachhinein nur

begrenzt möglich ist. Eine dieser wenigen Möglichkeiten ist der Einsatz von verstimmbaren Kapazitäten (Varaktoren) anstelle von Festkapazitäten zur Justage der Schwingfrequenz: Eine bestimmte Anzahl kaskadierter Varaktoren bietet z.B. die Möglichkeit der groben Verstimmung der Oszillatorfrequenz, um Bauteilsschwankungen auszugleichen bzw. ein Frequenzband zu wählen, während ein (schwach angekoppelter) Varaktor für die kontinuierliche Verstimmung innerhalb dieses Frequenzbereiches sorgt. Allerdings führt der Einsatz von Varaktoren stets zwangsläufig zu einer starken Verschlechterung des Phasenrauschens, so daß der Einsatz von Varaktoren immer sehr sparsam erfolgen sollte.

Die Realisierung phasenrauscharmer Oszillatoren als *MMIC* und damit die Untersuchung von Methoden zur Reduktion des Phasenrauschens erscheint deshalb wegen der stark eingeschränkten Manipulierbarkeit der einzelnen prozessierten Schaltung auf den ersten Blick als sehr schwierig, gleichzeitig liegt jedoch in der monolithischen Integration eine große Chance: Die hohe Homogenität des Prozesses ermöglicht einerseits die Herstellung einer großen Anzahl von identischen Schaltungen, darüber hinaus aber auch die Möglichkeit, innerhalb einer Schaltung von einem Testfeld zum nächsten den Einfluß eines Parameters (z.B. eines Induktivitäts- oder Kapazitätswertes) auf das Phasenrauschen durch Änderung nur dieses Parameters auf demselben Wafer gezielt zu untersuchen, während alle anderen als konstant angesehen werden können.

Man hat also die Möglichkeit, eine große Zahl von (fast) identischen Schaltungen miteinander zu vergleichen, die sich in einem bestimmten Punkt voneinander unterscheiden. Dadurch eröffnet sich trotz des vollständig monolithischen Entwurfs ein breites Experimentierfeld. Die Grundlage dafür bildet die Möglichkeit der Variation der oberen Metallisierungsebene über dem gesamten Wafer. Dadurch können z.B. Kondensatorinseln oder auch Spulenabgriffe kontaktiert, aber auch Leitungslängen verändert werden - wenn auch nicht kontinuierlich.

Folgende Überlegungen zeigen, wie die aus der Vergangenheit bekannten Maßnahmen zur Phasenrauschreduktion zu teilweise sich widersprechenden Forderungen führen:

- Die Wahl eines Transistors mit hoher Verstärkung bei der gewünschten Schwingfrequenz, gleichbedeutend mit hohem f_{max} , führt zur Forderung nach einem hohen Kollektorstrom.
- Eine geringe Belastung des frequenzbestimmenden Resonators (durch lose Ankopplung): Die lose Ankopplung des Resonators führt jedoch zu hohen Verlusten, die durch eine entsprechend hohe Verstärkung des Transistors (bei einem hohen Kollektorstrom) kompensiert werden müssen. Geringere Verluste sind nur möglich durch festere Ankopplung, wodurch der Transistor an Einfluß auf die Schwingfrequenz gewinnt und

dadurch das Phasenrauschen ansteigt. Darüber hinaus können geringere Verluste durch eine Steigerung der (unbelasteten) Güte des Resonators bzw. der passiven Elemente erzielt werden - dies führt jedoch automatisch zu sehr großen Strukturen und ist somit bei monolithisch integrierten Oszillatoren nur begrenzt möglich.

- Die Wahl eines Transistors mit geringem Niederfrequenzrauschen: Die Forderung nach geringem $1/f$ -Rauschen führt zu einem Betrieb bei geringer Kollektorstromdichte und somit zur Wahl eines Transistors mit großer Emitterfläche. Deren Grenzfrequenz f_{max} ist jedoch geringer als die von Transistoren mit kleiner Emitterfläche.
- Der Betrieb des Transistors bei der minimalen Rauschzahl F führt wiederum zu einem anderen optimalen Arbeitspunkt und zur Forderung nach für das Rauschen optimalen Reflexionsfaktoren am Transistorein- bzw. ausgang. Diese Reflexionsfaktoren stimmen jedoch nicht mit denen überein, die für Oszillation bei der gewünschten Schwingfrequenz nötig sind.

Aus den veränderten Randbedingungen ergibt sich ungeachtet der Tatsache, daß die Suche nach Möglichkeiten, das Phasenrauschen zu verringern, schon solange andauert wie es Oszillatoren gibt, ein großes Interesse an diesem Thema. Ziel der Arbeit ist es deshalb, die Wirksamkeit der verschiedenen Methoden zur Phasenrauschreduktion für den Fall der vollständig monolithisch integrierten Mikrowellenoszillatoren zu untersuchen sowie qualitativ und quantitativ zu erklären.

Im Folgenden sollen die Randbedingungen zunächst anhand eines Anwendungsbeispiels verdeutlicht werden, anschließend werden die Ziele der Arbeit präzisiert und deren Gliederung vorgestellt.

1.1. Beispiel für Anwendungen: ACC

Eine Anwendung, die nach besonders phasenrauscharmen Oszillatoren verlangt, ist das sogenannte Abstandswarnradar, auch als ACC (**A**daptive **C**ruise **C**ontrol) bekannt, siehe Abb.1.1. Für diese Applikation wurde von der FCC der Frequenzbereich von 76 bis 77GHz zugewiesen. Dabei handelt es sich um eine Kombination aus Bremsassistent, Tempomat und Auffahrerschutz. Durch einen von der Vorderseite des Fahrzeugs ausgesendeten Radarimpuls wird die Entfernung zu einem vorausfahrenden Fahrzeug ermittelt und unter Berücksichtigung der Eigengeschwindigkeit entschieden, ob Maßnahmen zur Beschleunigung oder zum Abbremsen eingeleitet werden. Im Ergebnis soll ein gesteigerter Fahrkomfort erreicht werden, da Situationen mit ständig wiederkehrenden Beschleunigungs- und Bremsmanövern automatisiert ablaufen können. Der Fahrer behält dabei in jedem Fall die volle Kontrolle, kann und soll aber gegebenenfalls durch eigenständiges Bremsen oder Beschleunigen korrigierend eingreifen. Für die Realisierung solcher Systeme sind grundsätzlich zwei verschiedene Ver-

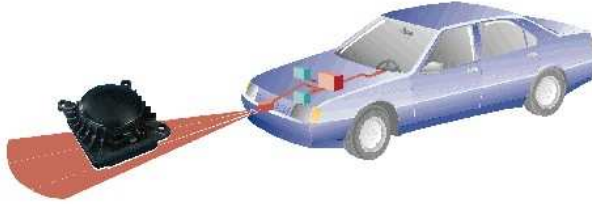


Abb. 1.1: ACC-Radar: Per Radar wird der Abstand zum vorausfahrenden Fahrzeug ermittelt und die Geschwindigkeit entsprechend angepaßt

fahren möglich und auch bereits kommerziell verfügbar:

- Pulse - Doppler Radar, PDR (z.B. M/A-COM, [1],[2])
- FMCW-Radar (z.B. Bosch, [3])

Das PDR emittiert einen sehr kurzen Impuls und errechnet den Abstand aus dem zeitlich verzögerten Empfangssignal. Die Relativgeschwindigkeit bei der Fahrzeuge wird aus der Dopplerverschiebung ermittelt. Dieses System weist insbesondere bei größeren Abständen und Geschwindigkeiten Vorteile gegenüber dem FMCW-Radar auf.

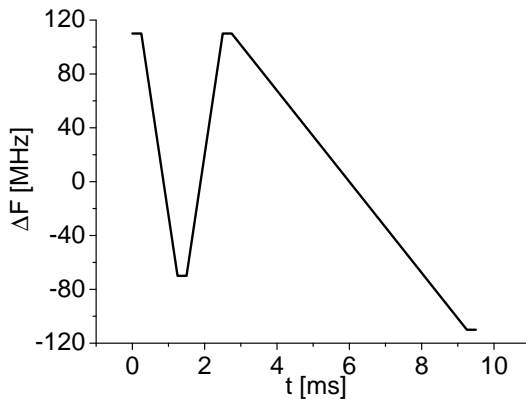


Abb. 1.2: Relative Verstimmung des Oszillators beim FMCW-Radar über der Zeit (aus [3])

Beim FMCW-Radar dagegen wird der VCO innerhalb weniger *ms* linear um einige hundert Megahertz verstimmt, Abb. 1.2. Für zuverlässige Ergebnisse werden dazu mehrere Rampen unterschiedlicher Steigung durchfahren. Nach

Mischung des reflektierten, empfangenen Signales mit der aktuellen Sendefrequenz liegen die Informationen über den Abstand und die Relativgeschwindigkeit zwischen benachbarten Fahrzeugen in der Zwischenfrequenz.

Zur Zeit ist die Zahl der am Markt vorhandenen FMCW-Systeme größer als die der PDR-Systeme, was auf die einfachere Architektur zurückzuführen ist.

Beide Systeme können wiederum nach der Art der Frequenzaufbereitung unterschieden werden:

- Direkte Erzeugung des 76GHz Sendesignales (VCO bei 76GHz)
- Das Sendesignal wird durch Vervielfachung des VCO-Signales erzielt; Üblich ist dabei ein Multiplikator von 2 oder 3, entsprechend 38GHz bzw. 19GHz Schwingfrequenz des VCO.

Vergleicht man beide Konzepte unter der Maxime einer monolithischen Lösung, so findet man für jede Möglichkeit Vor- und Nachteile.

Direkte Frequenzsynthese: Die Vorteile der direkten Frequenzerzeugung liegen in erster Linie bei den einzusparenden Vervielfacherstufen. Auch die Pufferverstärker zwischen diesen werden nicht benötigt. Der Kostenvorteil wird jedoch durch erhöhten Aufwand bei der PLL, genauer bei deren hochfrequentem Frequenzteiler, kompensiert. Einen möglichen Ausweg bieten hier Push-Push Oszillatoren, bei denen ein Abgriff der Fundamentalfrequenz, also 38GHz, nach außen geführt wird. Obwohl der Bedarf an Chipfläche von Grundwellenoszillatoren mit steigender Frequenz kleiner werden sollte, hat sich gezeigt, daß dieser davon nahezu unabhängig ist; hier ist also kaum Einsparpotential vorhanden. Vielmehr ist die erforderliche Fläche abhängig von der gewählten Technologie (Koplanar- oder Microstripleitungen).

Phasenrauschbestwerte von voll monolithischen Grundwellen-Oszillatoren im W-Band liegen heute bei -94dBc [4] .. -106dBc/Hz@1MHz [5]. Nicht zuletzt erfordert die direkte Erzeugung eines 76GHz-Signales eine Technologie mit sehr hohen f_{max} -Werten.

Multiplikatormethode: Die Nachteile der direkten Frequenzerzeugung sind zugleich die Vorteile des Multiplikator-konzeptes: Da bereits ein tieferfrequentes Referenzsignal für die PLL vorliegt, vereinfacht sich der Aufwand für den Frequenzteiler erheblich, wodurch Kosten eingespart werden. Erzielbare Phasenrauschwerte für 19GHz-Oszillatoren liegen bei -120dBc@1MHz [6]; Unterstellt man die bestenfalls erreichbare Degradation von 6dB je Verdopplerstufe, so ergeben sich theoretische Bestwerte von -108dBc@1MHz bei 76GHz. Verglichen mit der direkten Frequenzsynthese ergeben sich also leichte Vorteile bei diesem Konzept.

Abb. 1.3 zeigt exemplarisch das Blockschaltbild eines PDR von M/A-COM, welches nach der beschriebenen Multiplikatormethode arbeitet. Das generierte 76GHz Signal gelangt mittels Pin-Dioden-Schaltern auf eine von drei Antennen, wodurch eine azimutale Richtungsbestimmung ermöglicht wird. Aus

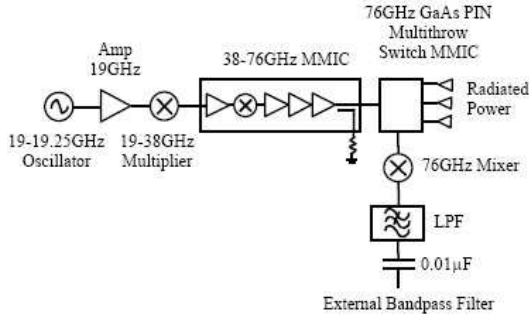


Abb. 1.3: Blockschaltbild eines PDR der Firma M/A-COM aus [1]

Parameter	Messergebnisse
Frequenz	19GHz
Ziehspannungsbereich	120MHz bei 0..8V
Phasenrauschen	-92dBc/Hz@100kHz
Ausgangsleistung	+14dBm±0.75dB (-40°C to +85°C)
Temperaturbereich	-40°C bis +85°C
Frequenzdrift	12MHz
Abstimmgeschwindigkeit	<5nS (10%DC zu 90%RF)

Tab. 1.1: Messergebnisse des hybriden 19GHz-VCOs plus Buffer der Firma M/A-Com aus [1]

Tabelle 1.1 können gemessene Parameter für dieses Radar entnommen werden. Eine besondere Herausforderung stellt dabei der extrem breite Temperaturbereich dar, innerhalb dessen diese eingehalten werden müssen. Der Oszillator wurde mit diskreten AlGaAs-PHEMTs und dielektrischem Resonator auf einem Glassubstrat realisiert. Der dielektrische Resonator bewirkt den relativ geringen Ziehbereich, dieser ist aber bei PDR von untergeordneter Bedeutung. Das Phasenrauschen liegt mit -92dBc@100kHz in einem Bereich, der auch mit monolithischen VCO erreichbar ist, vgl. Kap. 7.2. In [2] wird das erforderliche Phasenrauschen sogar mit nur <-80dBc@100kHz und 19GHz angegeben.

1.2. Gliederung der Arbeit

Zunächst wird in Kap. 2 die Definition des Phasenrauschens sowie die einschlägig bekannte Kleinsignaltheorie nach Leeson [7] behandelt. Daran schließt

sich in Kap. 3 eine Vorstellung der Entwurfsverfahren von Oszillatoren sowie der wichtigsten Grundbauelemente des monolithischen Schaltungsentwurfs im Millimeterwellenbereich auf GaAs - HBTs und Leitungselemente - an.

Es folgt eine Übersicht über Phasenrauschmeßmethoden sowie eine Untersuchung des Einflusses des Meßaufbaus auf den Oszillator und damit die Qualität der erzielten Meßwerte in Kap. 4. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der meßtechnischen Untersuchung der Wirksamkeit verschiedener Methoden zur Verringerung des Oszillatorphasenrauschens anhand von realisierten MMICs auf GaAs. Diese Methoden beziehen sich auf den Einfluß der Oszillatortorgüte, des Niederfrequenzrauschens, des Arbeitspunktes sowie des Varaktors. Sie werden in Kap. 5 vorgestellt.

Kap. 6 ist dem differentiellen Oszillator gewidmet, da sich dieses Schaltungskonzept als besonders vorteilhaft für die Erzielung niedrigen Phasenrauschens erwiesen hat und darüber hinaus weitere nützlichen Eigenschaften aufweist. In Kap. 7 werden einige der im Rahmen der Arbeit entstandenen Oszillatoren präsentiert, die sich durch ein besonders geringes Phasenrauschen auszeichnen. Hier findet sich auch eine Beschreibung des entworfenen statischen Frequenzteilers.

Abschließend werden in Kap. 8 die erreichten Ergebnisse mit dem aktuellen Stand der Technik verglichen und zusammengefaßt sowie ein Ausblick gegeben.

KAPITEL 2

Oszillatorrauschen

2.1. Definition des Phasenrauschens

Das Spektrum eines idealen, ungestörten Signales mit der Zeitfunktion

$$(2.1) \quad u(t) = A \sin(2\pi f_0 t)$$

entspricht einer Dirac-Funktion. Im Frequenzbereich findet sich also nur eine einzelne Spektrallinie bei der Frequenz f_0 . Technisch lassen sich solche Signale nicht erzeugen. Realisierbare Signale sind infolge von Amplitudenrauschen $a(t)$ und Phasenrauschen $\phi(t)$ gestört:

$$(2.2) \quad u(t) = A(1 + a(t)) \sin(2\pi f_0 t + \phi(t))$$

In der Folge bilden sich im Frequenzbereich Rauschseitenbänder aus, Abb. 2.1. Entsprechend dem Zufallscharakter von $a(t)$ und $\phi(t)$ existieren dafür keine

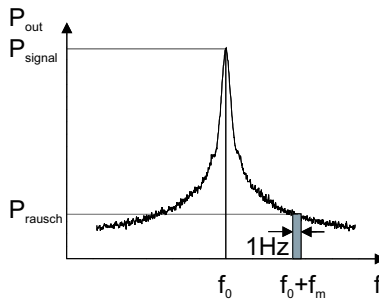


Abb. 2.1: Signal mit Rauschseitenbändern

Zeitfunktionen: $a(t)$ ist die Fluktuation der Amplitude A und $\phi(t)$ die der Phase um die theoretische Phase $\phi_0 = 2\pi f_0 t$. Eine Beschreibung dieser Größen erfolgt als spektrale Leistungsdichte des Amplitudenrauschens $S_a(f)$ mit der Einheit V^2/Hz bzw. des Phasenrauschens $S_\phi(f)$ mit der Einheit rad^2/Hz .

Während eine genügend genaue Messung des Amplitudenrauschens relativ einfach durch Mischung des Signales ins Basisband mittels Breitbanddetektordioden erfolgen kann, muß das Leistungsdichtespektrum des Phasenrauschens

aus dem des Frequenzrauschens bestimmt werden. Zwischen beiden besteht der Zusammenhang

$$(2.3) \quad S_\phi(f) = S_{\Delta f}(f)/f^2$$

Eine Gegenüberstellung der verschiedenen Meßmethoden findet sich in Kap. 4. Bei der Messung der Einseitenbandleistung

$$(2.4) \quad L(f_m) = \frac{P_{\text{rausch,SSB}}(f_0 + f_m)}{P_{\text{signal}}}$$

entsprechend Abb. 2.1 mit dem Spektrumanalysator können Amplituden- und Frequenzrauschen nicht getrennt voneinander bestimmt werden. Es ist deshalb wichtig, daß das Amplitudenrauschen deutlich kleiner ist, was jedoch meistens gegeben ist.

Als Kennzahl für das Phasenrauschen von Oszillatoren wird meist das Einseitenbandphasenrauschen in dBc/Hz angegeben. Für kleine Rauschleistungen $\overline{\Delta\phi^2} \ll 1$ besteht zwischen spektraler Leistungsdichte von Ein- und Zweiseitenbandrauschen folgender Zusammenhang:

$$(2.5) \quad L(f) = S_\phi(f) - 3dB$$

Bezüglich der Bedeutung der beiden Anteile ist zu sagen, daß sich das Amplitudenrauschen durch den Einsatz von Amplitudenbegrenzern minimieren läßt. Hinsichtlich des Phasenrauschens läßt sich ein Oszillator jedoch im Nachhinein durch schaltungstechnische Maßnahmen nicht mehr verbessern. Das häufig angeführte Argument, daß eine PLL dieses leisten kann, trifft nur innerhalb einer sehr begrenzten (Regel-) Bandbreite der PLL zu. Außerhalb der Regelbandbreite ist es dagegen sogar höher als das von freilaufenden Oszillatoren, was die Bedeutung eines möglichst niedrigen Phasenrauschens unterstreicht.

Durch ideale Frequenzvervielfachung bzw. -teilung wird das Phasenrauschen entsprechend

$$(2.6) \quad L(f_2) = L(f_1) + 20 \log \left(\frac{f_2}{f_1} \right)$$

verschlechtert bzw. verbessert. Eine Übersicht über Phasenrauschmeßtechnik findet sich in [8].

2.2. Lineare Theorie

Das Oszillatorrauschmodell nach Leeson aus dem Jahr 1966 ist das bekannteste und meistzitierte Modell. Die Vorhersage des Phasenrauschens ist damit zwar nicht möglich, da zu viele Fittingfaktoren vorhanden sind, die erst nachträglich meßtechnisch zugänglich sind. Es ermöglichte aber erstmalig ein tiefergehendes Verständnis für das spektrale Verhalten des Oszillatorrauschens.

Es handelt sich dabei um eine lineare und intuitive Theorie, bei der der Oszillator in einen breitbandigen, rauschenden Verstärkerteil und einen schmalbandigen, die Oszillatorfrequenz bestimmenden Rückkoppelteil ohne Rauschbeitrag zerlegt wird.

Oszillatoren können in einen Verstärkerteil der Verstärkung V und einen passiven Rückkoppelteil der Verstärkung K unterteilt werden, vgl. Abb. 2.2. Zwischen Ein- und Ausgangsspannung gilt die bekannte Beziehung:

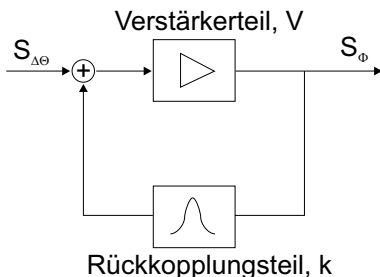


Abb. 2.2: Auftrennung des Oszillators in einen Verstärkungs- und einen Rückkopplungsteil

$$(2.7) \quad U_{aus}(\omega) = U_{ein}(\omega) \frac{V(\omega)}{1 - k(\omega)V(\omega)}$$

Für $k(\omega_0)V(\omega_0) = 1$ wird die Schleifenverstärkung unendlich. Dies gilt aber nur bei der Resonanzfrequenz ω_0 . In unmittelbarer Umgebung der Resonanzfrequenz kann der Term kV in eine Taylorreihe entwickelt werden.

$$(2.8) \quad k(\omega_0 + \omega_m)V(\omega_0 + \omega_m) = 1 + \omega_m \frac{\partial(k(\omega)V(\omega))}{\partial\omega} + \dots$$

Nach Einsetzen von Gl.2.8 in Gl.2.7 erhält man für die Spannungsübertragungsfunktion $H = U_{aus}/U_{ein}$ in der Umgebung von ω_0

$$(2.9) \quad H(\omega_0 + \omega_m) = \frac{V(\omega_0 + \omega_m)}{-\omega_m \frac{\partial(k(\omega)V(\omega))}{\partial\omega}}$$

Bei der Übertragung von Leistungen muß entsprechend $H^2(\omega)$ gebildet werden. Man sieht sofort, daß dann unabhängig von der Struktur des Rückkoppelteiles im Leistungsdichtespektrum sofort ein $1/(\omega_m^2)$ -Term entsteht. Weißes Rauschen am Verstärkereingang führt demzufolge unmittelbar zu Rauschseitenbändern mit einem $1/(\omega_m^2)$ -Abfall. Der Taylorreihenansatz gilt nur in der Nähe der Schwingfrequenz. Für größere Ablagefrequenzen führt die $1/(\omega_m^2)$ -Abhängigkeit zu unrealistisch hohen Signal-Rausch-Abständen, die nicht physikalisch sind.

Leeson unterscheidet für die Umwandlung eines Phasenfehlers $S_{\Delta\Theta}(\omega_m)$ am Eingang des Verstärkers in das Phasenrauschspektrum $S_{\Delta\Phi}(\omega_m)$ am Ausgang (bzw. das damit verkoppelte Frequenzspektrum $S_{\Delta\dot{\Phi}}(\omega_m)$) zwischen zwei wesentlichen Frequenzbereichen des Rückkoppelnetzwerkes:

- Innerhalb der Resonatorbandbreite $\omega_m < \left| \frac{\omega_0}{2Q} \right|$ gilt mit $\frac{\partial(k(\omega))}{\partial\omega} = \frac{2Q}{\omega_0}$

$$(2.10) \quad S_{\Delta\Phi}(\omega_m) = \left(\frac{\omega_0}{2Q\omega_m} \right)^2 S_{\Delta\Theta}(\omega_m)$$

- Außerhalb der Resonatorbandbreite $\omega_m > \left| \frac{\omega_0}{2Q} \right|$ gilt

$$(2.11) \quad S_{\Delta\Phi}(\omega_m) = S_{\Delta\Theta}(\omega_m)$$

Zusammen erhält man

$$(2.12) \quad S_{\Delta\Phi}(\omega_m) = \left\{ 1 + \left(\frac{\omega_0}{2Q\omega_m} \right)^2 \right\} S_{\Delta\Theta}(\omega_m)$$

Das Spektrum des Phasenfehlers am Eingang besteht nach Leeson aus dem weißen und dem 1/f-Rauschen:

$$(2.13) \quad S_{\Delta\Theta}(\omega_m) = \frac{\alpha}{\omega_m} + \beta \quad \beta = 2FkT/P_S$$

α ist ein Fittingfaktor, der die Höhe des 1/f-Rauschens beschreibt. Nach Einsetzen von Gl. 2.13 in Gl. 2.12 erhält man die bekannte Leesonformel:

$$(2.14) \quad L_{SSB}(\omega_m) [dBc] = 10 \log \left[\frac{2FkT}{P_S} \left(1 + \left(\frac{\omega_0}{2Q\omega_m} \right)^2 \right) \left(1 + \frac{\omega_{32}}{\omega_m} \right) \right]$$

mit

$$(2.15) \quad \omega_{32} = \frac{\alpha P_S}{2FkT}$$

Aus dem 1/f-Rauschen des aktiven Bauelementes ist also eine $1/f^3$ -Abhängigkeit entstanden. ω_{32} steht für den Übergang in den quadratischen Bereich. Der quadratische Bereich im Ausgangsspektrum entsteht aus dem weißen Rauschen des Verstärkers ohne Rückkopplung. Die wesentlichen Schwachstellen des Rauschmodelles sind:

- Mit F , P_S und α hat man zu viele Fittingparameter, die eine Prädiktion des Phasenrauschens sowie der Knickfrequenz ω_{32} unmöglich machen.
- Das Modell basiert auf der Annahme, daß sich der Oszillator in einen rückwirkungsfreien Verstärker unendlich hoher Bandbreite sowie einen ausschließlich die Schwingfrequenz bestimmenden Resonator endlicher Bandbreite zerlegen läßt. Das ist bei MMIC in der Regel nicht der Fall.

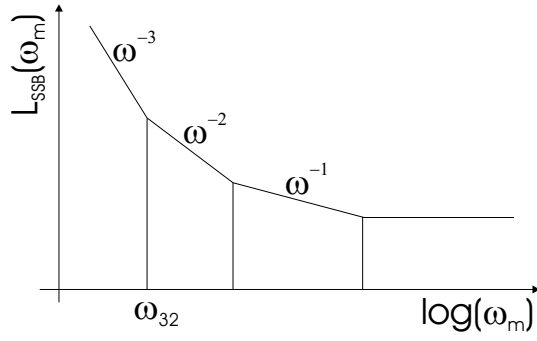


Abb. 2.3: Prinzipieller Verlauf des Einseitenbandphasenrauschens nach Leeson

KAPITEL 3

Oszillatorentwurf

Oszillatoren dienen allgemein der Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. Im Gegensatz zu Verstärkern benötigen sie kein Eingangssignal für die Generierung eines endlichen Ausgangssignales. Man unterscheidet zwischen Reflexions- und Zweitoroszillatoren:

- Reflexionsoszillatoren (oder Eintoroszillatoren) beinhalten ein aktives Element mit zwei Anschlüssen, das an diesen einen wenigstens abschnittsweise negativen Wirkwiderstand oder Wirkleitwert aufweist. Solche Elemente sind z.B. Tunnel- und Gunndioden, wobei Frequenzen bis 100GHz erreicht werden. Ungedämpfte Schwingungen entstehen durch die Hintereinanderschaltung von aktivem Element und einem frequenzbestimmenden Resonanzkreis.
- Zweitoroszillatoren dagegen beinhalten ein aktives Element mit zusätzlicher Steuerelektrode. Hierfür werden, außer im Leistungsbereich, de facto ausschließlich Transistoren eingesetzt. Schwingfrequenzen von Fundamentalsoszillatoren bis 150GHz sind bereits erreicht worden [9]. Ungedämpfte Schwingungen entstehen durch Rückführung eines Teils des Ausgangssignales auf den Eingang mittels eines schmalbandigen Filters.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Oszillatoren kamen ausschließlich Heterostrukturbipolartransistoren, HBTs, als verstärkendes Element zum Einsatz. Der Aufbau, die verwendete Technologie und das Kleinsignalersatzschaltbild werden in Kap. 3.3 vorgestellt. Es folgt in Kap. 3.4 eine Betrachtung der erzielbaren Güten von koplanaren Leitungen als wichtigstes Bauteil zur Realisierung von Resonatoren im Millimeterwellenbereich.

3.1. Reflexionsoszillatoren

Diodenoszillatoren können aufgrund der nicht vorhandenen Steuerelektrode ausschließlich als Reflexionsoszillatoren beschrieben werden. Für den Oszillatorentwurf wird die Schaltung entlang einer beliebig wählbaren Referenzebene aufgeschnitten, siehe Abb. 3.1. Eine Hälfte enthält dann immer zwangsläufig das aktive Element. Die Oszillationsbedingung in S-Parametern lautet:

$$(3.1) \quad \Gamma_T \Gamma_R \geq 1$$

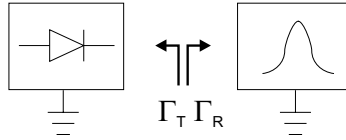


Abb. 3.1: Untersuchung der Schwingbedingung bei Reflexionsoszillatoren

Diese führt zur sogenannten Betragsbedingung:

$$(3.2) \quad |\Gamma_T \Gamma_R| \geq 1$$

und Phasenbedingung:

$$(3.3) \quad \arg(\Gamma_T) = -\arg(\Gamma_R)$$

Während die Betragsbedingung die Grundvoraussetzung für ein schwingfähiges System darstellt, die, verglichen mit der Phasenbedingung, nur breitbandig erfüllbar ist, wird die endgültige Schwingfrequenz über die Phasenbedingung eingestellt. Die Erfüllung der Betragsbedingung fordert, daß die Verluste des Resonators, die im Reflexionsfaktor Γ_R enthalten sind, durch einen Reflexionsfaktor $\Gamma_T \geq 1$, entsprechend einem Innenwiderstand kleiner Null, kompensiert werden. Die Untersuchung der Schwingbedingung in S-Parametern wird häufig wegen ihrer Einfachheit angewendet, hat aber folgende Nachteile:

- Durch die Normierung auf einen beliebigen Wellenwiderstand sind die Ergebnisse abhängig vom Bezugswellenwiderstand. Die Größe des Produktes $\Gamma_T \Gamma_R$ liefert außer der Aussage, daß die Betragsbedingung erfüllt ist, keine Erkenntnisse über die Schleifenverstärkung, also mit welcher Sicherheit der Oszillator anschwingt. Für den Fall, daß der Eingangswiderstand des aktiven Teiles Z_T zufällig dem negativen Bezugswellenwiderstand $-Z_L$ entspricht oder sich diesem stark annähert, führt das zu einem unendlichen Eingangsreflexionsfaktor:

$$(3.4) \quad \lim_{Z_T \rightarrow -Z_L} \Gamma_T = \infty \quad \text{mit} \quad \Gamma_T = \frac{Z_T - Z_L}{Z_T + Z_L}$$

Die aus dem Phasenfrequenzgang gewonnene Phasensteilheit ist ebenso abhängig von der Normierung und liefert deshalb somit keine Absolutwerte.

- Die erhaltenen Ergebnisse sind ebenfalls stark abhängig von der Wahl der Auftrennstelle innerhalb der Schaltung. Beinhaltet beispielsweise Γ_R in Abb. 3.1 ausschließlich den rein reellen Abschlußwiderstand der Größe $Z_R = Z_L$, so geht der Eingangsreflexionsfaktor des Resonators

gegen Null

$$(3.5) \quad \lim_{Z_R \rightarrow Z_L} \Gamma_R = 0 \quad \text{mit} \quad \Gamma_R = \frac{Z_R - Z_L}{Z_R + Z_L}$$

Zur Erfüllung von Gl. 3.1 müßte dann $\Gamma_T \rightarrow \infty$ gelten, was nicht mehr sehr anschaulich ist.

Transistoroszillatoren haben im Gegensatz zu Diodenoszillatoren einen Steuereingang und können deshalb, insbesondere zur Untersuchung der Schleifenverstärkung, als Zweitoroszillatoren aufgefaßt werden. Die vorstehend für Diodenoszillatoren beschriebene Betrachtung als Reflexionsoszillatoren ist hier jedoch ebenfalls möglich, und wird wegen ihrer Einfachheit häufig angewendet, vgl. Abb. 3.2. Ein Reflexionsfaktor $|\Gamma_T| > 1$ ergibt sich durch systematische

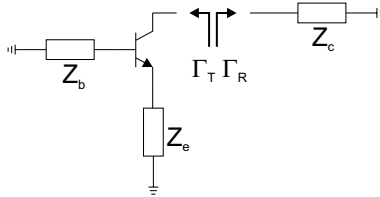


Abb. 3.2: Transistoroszillatoren können ebenfalls als Reflexionsoszillatoren aufgefaßt werden

Variation der komplexen Impedanzen Z_e und Z_b . Z_c muß dann noch so gewählt werden, daß Betrags- und Phasenbedingung nach Gl. 3.2 und 3.3 erfüllt werden. Diese Herangehensweise führt in der Regel sehr schnell und zuverlässig zu einem funktionsfähigen Oszillator, allerdings gibt es eine unüberschaubare Zahl von Variationsmöglichkeiten der Rückkoppelelemente, so daß zusätzliche Kriterien für deren Eingrenzung gefunden werden müssen.

3.2. Zweitoroszillatoren

Bei Oszillatoren mit Transistoren als verstärkendem Element entsteht die ungedämpfte Schwingung immer durch die Rückführung einer Ausgangsgröße auf den Eingang. Bei niedrigen Frequenzen und Feldeffekttransistoren geschieht das näherungsweise leistungslos und ein Ansatz für die Beschreibung eines rückgekoppelten Systems kann durch die Betrachtung der Ein- und Ausgangsspannungen erfolgen. Das rückgekoppelte System in Abb. 3.3 besteht aus einem verstärkenden Teil der Spannungsverstärkung V und einem Rückkoppelteil mit dem Koppelfaktor k . Die Übertragungsfunktion der Spannung von Ein- und Ausgang ergibt sich sofort durch Umstellung von

$$(3.6) \quad U_a = V(U_e + kU_a)$$

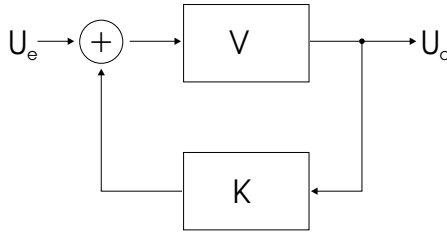


Abb. 3.3: Beschreibung des Oszillators als rückgekoppelten Verstärker

zu

$$(3.7) \quad \frac{U_a}{U_e} = \frac{V}{1 - kV}$$

Den Term kV nennt man Offenschleifenverstärkung. Die Oszillatorbedingung lautet

$$(3.8) \quad kV = 1$$

Die Oszillatorbedingung zerfällt in die sogenannte Phasenbedingung welche die Schwingfrequenz liefert und die Betragsbedingung:

$$(3.9) \quad \text{Im}(kV) = 0$$

$$(3.10) \quad \text{Re}(kV) = 1$$

Für das Rückkoppelnetzwerk sind grundsätzlich beliebige Schaltungskonfigurationen denkbar. Da mit zunehmender Komplexität aber auch die Gefahr steigt, daß der Oszillator mehrmodig schwingt (und der Flächenbedarf), ist man bestrebt, diese in Grenzen zu halten. In der Literatur wird deshalb zwischen Oszillatoren mit “T-Rückkopplung”, Abb.3.5, und solchen mit “II-Rückkopplung”, Abb.3.6, entsprechend einer seriellen oder parallelen Beschaltung der Transistoranschlüsse unterschieden.

3.2.1. Oszillator mit T-Rückkopplung. Oszillatoren mit einer seriellen Rückkopplung sind im Millimeterwellenbereich weiter verbreitet als solche mit paralleler Rückkopplung. Bei diesem Design kann jeder Transistoranschluß mit einer Leitung beschaltet werden, die in der Länge entsprechend der benötigten Reaktanz (bzw. dem benötigten Reflexionsfaktor) eingestellt wird. Die Leitungen enden stets durch einen Leerlauf oder Kurzschluß gegen Masse. Da Leitungsmodelle so gut wie immer verfügbar und auch sehr genau sind, läßt sich die Schwingfrequenz sehr genau einstellen. Abb. 3.5 ergibt sich aus Abb. 3.2 durch Umzeichnen. Die Masse kann innerhalb der Schaltung ohne Funktionsänderung beliebig verschoben werden.

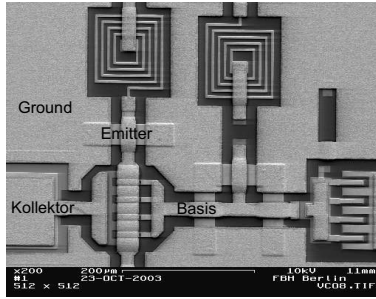


Abb. 3.4: HBT in einem Oszillator mit serieller Rückkopplung. Luftbrücken unmittelbar am Transistor unterdrücken den Schlitzleitungsmode.

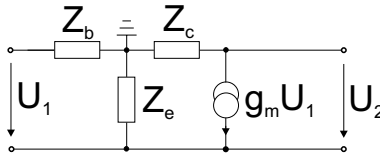


Abb. 3.5: Oszillator mit T-Rückkopplung. Der Transistor ist auf die Stromquelle reduziert

Der Lastwiderstand R_L ist nicht als zusätzliches Element enthalten sondern Teil innerhalb eines Rückkoppelementes. Der Einfachheit halber soll der Transistor nur durch seine reelle Stromquelle g_m beschrieben werden, was beispielsweise für kleine Frequenzen und einem Feldeffekttransistor keinen großen Fehler verursacht. (Bei exakter Rechnung müssen sie einfach in das Rückkoppelnetzwerk einbezogen werden) Für den Rückkoppelfaktor ergibt sich:

$$(3.11) \quad k = \frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_e}{Z_e + Z_c}$$

Die Spannungsverstärkung ist

$$(3.12) \quad V = \frac{U_2}{U_1} = -g_m(Z_e + Z_c)$$

Somit erhält man für die Schleifenverstärkung die Beziehung

$$(3.13) \quad kV = -g_m Z_e$$

Die Oszillatorbedingung lautet

$$(3.14) \quad -1 > g_m Z_e$$

Durch die Reduktion des Transistors auf g_m wird die Schwingfrequenz nur noch durch das am Emitter angeschlossene Netzwerk definiert (und die Stromquelle selbst).

3.2.2. Oszillator mit Π -Rückkopplung. Eine Konfiguration mit einer Π -Rückkopplung erfordert entweder Wellenleiterverzweigungen (T-Junctions) in unmittelbarer Nähe zum Transistor, da von jedem Anschluß zwei statt einem Rückkoppelemente angeschaltet sind. In Koplanartechnologie führt das zu Problemen mit der Massefläche, da diese eine bestimmte Mindestbreite nicht unterschreiten sollte. Werden die Elemente in großem Abstand um den Transistor herum geführt (beispielsweise von der Basis zum Kollektor), so wächst wiederum die Gefahr der Mehrmodigkeit. Je weiter der Verzweigungspunkt zwischen den Rückkoppelementen vom Transistor entfernt liegt, desto länger wird die Leitung zum Verzweigungspunkt und es entsteht eine Vermischung von serieller und paralleler Rückkopplung. Ein Ausweg besteht in einem neuen Layout der Transistorzelle und neuen Layoutstrukturen für die passiven Elemente, also einem Verzicht auf den ausschließlichen Einsatz von Standardelementen und einer damit verbundenen Einbuße an Genauigkeit. Grundsätzlich ist diese Konfiguration aber möglich, vgl. Kap. 7.1. Koppelfaktor und Spannungsverstärkung

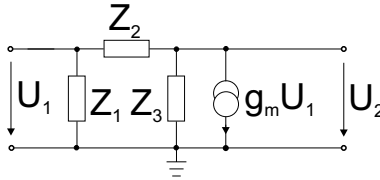


Abb. 3.6: Oszillator mit Π -Rückkopplung. Der Transistor ist auf die Stromquelle reduziert

werden wieder unter Reduktion des Transistors auf eine Stromquelle berechnet. Der Lastwiderstand R_L ist wieder Teil des Rückkoppelnetzwerkes.

$$(3.15) \quad k = \frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

$$(3.16) \quad V = \frac{U_2}{U_1} = -g_m Z_3 \frac{Z_2 + Z_1}{Z_3 + Z_2 + Z_1}$$

Somit ist die Schleifenverstärkung

$$(3.17) \quad kV = \frac{-g_m Z_3 Z_1}{Z_3 + Z_2 + Z_1}$$

Will man die Leistung am Kollektor auskoppeln, so liegen R_L und Z_3 parallel und durch Einsetzen von $Z_3 = R_L || jX_3$ in 3.17 erhält man die bekannten Beziehungen der Phasen- (3.18) und Betragsbedingung (3.19) für die sogenannten Dreipunktschaltungen (siehe [10]):

$$(3.18) \quad X_1 + X_2 + X_3 = 0$$

Die Phasenbedingung verlangt, daß stets zwei Elemente dasselbe, das dritte Element jedoch das entgegengesetzte Vorzeichen haben. Wählt man X_1 und X_3 kapazitiv erhält man den bekannten Colpittsoszillator, induktive Wahl von X_1 und X_3 dagegen führt zum Hartleyoszillator.

$$(3.19) \quad kV = \frac{-g_m R_L X_1}{X_1 + X_2} = \frac{g_m R_L X_1}{X_3} > 1$$

Durch Umstellen nach $g_m R_L$ erhält man die sogenannte Answingsteilheit X_3/X_1

$$(3.20) \quad \frac{X_3}{X_1} > g_m R_L$$

Die Answingsteilheit ist ein Maß dafür, wieviel Reserve für sicheres Anschwingen vorhanden ist. Liegt sie nur knapp über eins besteht die Gefahr, daß kleine Parameterschwankungen (des HBTs, der Temperatur,..) darüber entscheiden, ob der Oszillator anschwingt oder nicht. Sie ist auch ein Maß dafür, wie schnell eine stationäre Oszillatoramplitude erreicht wird.

Man erkennt auch, daß X_3 und X_1 nur so lange vom selben Typ sind, wie $real(g_m) > 0$ gilt. Aufgrund der durch die Transistorlaufzeiten bedingten Phasendrehung der (komplexen) Stromverstärkung ist zu erwarten, daß z.B. die Elementanordnung des Colpittsoszillators nur bis zu einer bestimmten Frequenzgrenze gilt (Kap. 5.2.2).

3.3. Heterostrukturbipolartransistor (HBT)

Der Anwendung konventioneller Bipolartransistoren bei immer höheren Frequenzen sind konzeptbedingt Grenzen gesetzt, die erst mit der Einführung des Heterobipolartransistors (HBT) überwunden werden konnten. Die Forderung nach geringem intrinsischen Basisbahnwiderstand einerseits und einem brauchbaren Emitterwirkungsgrad andererseits führt immer zu einem Widerspruch hinsichtlich der Basisdotierung und muß durch einen Kompromiß gelöst werden.

Während hohe Dotierung zu einem geringen intrinsischen Basisbahnwiderstand und somit zu einer hohen erreichbaren Grenzfrequenz führt, verringert sich gleichzeitig durch den einhergehenden zunehmenden Löcherstrom der

Emitterwirkungsgrad γ und damit die gesamte Stromverstärkung β . Dieser fundamentale Zusammenhang wurde durch Kroemer [11] für idealisierte Bedingungen abgeleitet. Demzufolge gilt für die Stromverstärkung

$$(3.21) \quad \beta |_{I_{rB}=0} = \frac{N_{DE}W_E D_{nB}}{N_{AB}W_B D_{pE}} e^{\Delta E_\nu / (kT)}$$

Einen Ausweg aus diesem Widerspruch bietet die HBT-Technologie. Da die Stromverstärkung mit zunehmendem Valenzbandsprung ΔE_ν exponentiell anwächst, kann die Dotierung der Basis bei gleichzeitigem Ausschluß der Löcher vom Stromtransport sehr hoch gewählt werden. Dadurch erreicht man sowohl hohe Grenzfrequenzen als auch hohe Stromverstärkungen, welche gemeinhin als Gradmesser für den Stand der Transistortechnologie dienen.

Vorstehendes gilt unumschränkt für Si/SiGe-HBT; bei GaAs stehen erst durch Einbringen der Heteroschicht und damit Ausschluß der Löcher vom Stromtransport Transistoren (außer FET) zur Verfügung, die für Millimeterwellenanwendungen erforderliche Grenzfrequenzen erreichen. Reine Bipolartransistoren kommen deshalb auf GaAs nicht in Betracht.

Die am FBH für Oszillatoranwendungen prozessierten Transistoren sind (auch wegen des geringeren $1/f$ -Rauschens) InGaP/GaAs HBTs, die einzelnen Epitaxiellayer wurden durch MOVPE (metal organic vapor phase epitaxy) gewachsen. Abb. 3.8 zeigt schematisch den Schichtaufbau eines HBT. Beginnend bei der obersten Schicht, besteht dieser im Detail aus:

- 55nm n^+ -InGaAs Emitter-Kontaktschicht
- 100nm n-GaAs Emitter
- 30nm n-InGaP Heteroübergang
- 100nm p-GaAs Basis, konstantes Dotierungsprofil
- $1\mu\text{m}$ n-GaAs Kollektor
- 20nm GaInP Ätzstoppschicht
- 700nm n^+ -Subkollektor

Für die n-Dotierung kommt Silizium, für die p-Dotierung Kohlenstoff zum Einsatz. Es handelt sich um einen industriekompatiblen $4''$ -Prozeß mit Step-*per*lithographie und insgesamt 14 Lithographieebenen.

Mit steigender Emitterfläche nehmen die Transistorgrenzfrequenzen ab. Nahezu unabhängig von der Emitterfläche besteht bei einer Kollektorstromdichte von $0.4 * 10^4 \text{ A/cm}^2$ ein Minimum der Kollektorlaufzeit, wodurch hier auch das Maximum der Grenzfrequenzen auftritt. Der HBT $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ erreicht eine Transitfrequenz von ca. 40GHz und eine maximale Schwingfrequenz von 150GHz, siehe Abb. 3.7.

Das Kleinsignalersatzschaltbild in Abb. 3.9 folgt größtenteils direkt aus der HBT-Topologie. Man unterscheidet zwischen innerem und äußerem Ersatzschaltbild. Unterscheidungskriterium ist dabei die Arbeitspunktabhängigkeit der Ersatzelemente und ob diese unmittelbar zum HBT gehören. R_b , R_e und

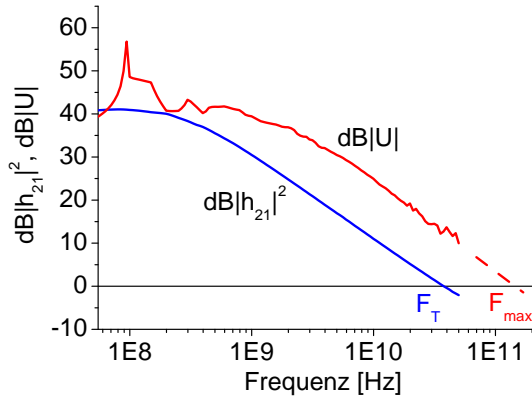


Abb. 3.7: MUG und h_{21}^2 eines HBT $1 \times 3 \times 30 \mu m^2$ aus FBH-Prozeß KMM bei Betrieb im Bereich minimaler Kollektorlaufzeit ($V_{CE} = 3V$, $I_C = 36mA$). $F_T = 40GHz$, $F_{max} = 150GHz$. Stromverstärkung $\beta = 116$

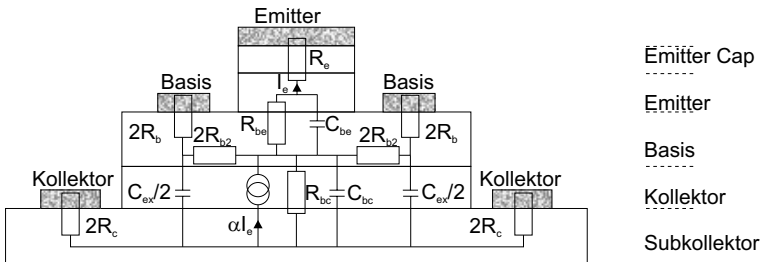


Abb. 3.8: Schichtaufbau eines HBT in Mesatechnologie (nicht maßstabsgetreu). Die Mesatechnologie bietet gegenüber der Planartechnologie den Vorteil geringerer Kapazitäten und erhöhter Durchbruchfestigkeit.

R_c enthalten allerdings sowohl die Übergangswiderstände der ohmschen Kontakte als auch die Zuleitungswiderstände des Galvanikmetalles. Durch L_b , L_e , L_c sowie C_{pb} und C_{pc} wird die Phasenverschiebung der koplanaren Anschlußleitungen zwischen der Referenzebene und dem eigentlichen HBT modelliert.

$R_{be} || C_{be}$ und $R_{bc} || C_{bc}$ modellieren die Zeitkonstanten der beiden pn-Übergänge, α bezeichnet die gesteuerte Stromquelle. Unterhalb der Basisanschlüsse und außerhalb des aktiven Bereiches liegt, bedingt durch die Mesatechnologie, eine stets in Sperrichtung betriebene parasitäre (extrinsische) Basis-Kollektor

Diode, deren relativ kleine Sperrschichtkapazität in C_{ex} aufgeht und deren Minimierung von entscheidender Bedeutung für hohe f_{max} -Werte ist:

$$(3.22) \quad f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8\pi(R_{b2} + R_{bc})(C_{bc} + C_{ex})}}$$

Dazu können zum einen der Abstand zwischen Basis und Emittor und damit der nur schwach arbeitspunktabhängige Basisbahnwiderstand R_{b2} , zum anderen C_{ex} durch Implantation von He^+ unterhalb der Basiskontakte verringert werden, [12]. Die Implantation reicht dabei weit über das Basisgebiet hinaus bis in den Kollektor hinein.

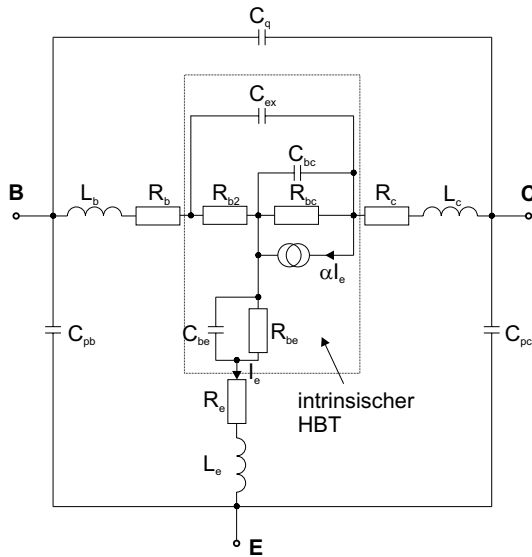


Abb. 3.9: HBT-Kleinsignalersatzschaltbild

3.4. Resonatoren

Im Millimeterwellenbereich werden Resonatoren vorwiegend als Leitungsresonatoren ausgeführt, da die bei hohen Frequenzen benötigten kleinen Induktivitätswerte zu sehr kleinen Strukturen führen, welche dann nicht mehr mit ($3\mu\text{m}$ dickem) Galvanikmetall realisierbar sind. Dadurch steigen ebenfalls die seriellen Verluste und die erzielbaren Spulengüten nehmen stark ab.

Dem Einsatz konzentrierter MIM-Kondensatoren bei hohen Frequenzen sind dagegen weniger durch steigende Verluste, als vielmehr durch die benötigten geringen Kapazitätswerte und der damit verbundenen schlechten Reproduzierbarkeit Grenzen gesetzt.

Eine Abschätzung erzielbarer Gütwerte von Leitungsresonatoren soll im folgenden durchgeführt werden (siehe auch [13]).

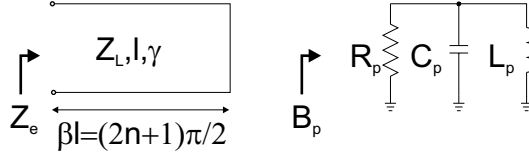


Abb. 3.10: Nachbildung einer kurzgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung durch einen Parallelschwingkreis in der Umgebung der Resonanzfrequenz

Abb. 3.10 zeigt ein am Ende kurzgeschlossenes Leitungsstück mit Wellenwiderstand Z_L und Ausbreitungskonstante γ . Die elektrische Länge betrage ungerade ganzzahlige Vielfache von $\lambda/4$. Daraus resultieren die Resonanzfrequenzen

$$(3.23) \quad \omega_0 = \frac{(2n+1)\pi}{2l\sqrt{L'C'}} \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots$$

Dieser kann in der Umgebung der Resonanzfrequenz ω_0 durch einen verlustbehafteten Parallelschwingkreis ersetzt werden. Aus der allgemeinen Gleichung der Eingangsimpedanz Z_e einer Leitung, die am Ende mit dem Widerstand Z_a abgeschlossen ist

$$(3.24) \quad Z_e = Z_L \frac{Z_a + Z_L \tanh(\gamma L)}{Z_L + Z_a \tanh(\gamma L)}$$

ergibt sich für den Spezialfall $Z_a = 0$

$$(3.25) \quad Z_e = Z_L \tanh(\gamma L)$$

mit dem Realteil

$$(3.26) \quad \operatorname{Re}(Z_e) = \frac{Z_L}{\tanh(\alpha l)} \approx \frac{Z_L}{\alpha l} \quad \text{mit } \alpha l \ll 1$$

Der Eingangsblindleitwert ist

$$(3.27) \quad B_e = \operatorname{Im}\left(\frac{1}{Z_e}\right) = \frac{\cot(\beta l)}{Z_L}$$

Der reelle Eingangswiderstand des Parallelschwingkreises bei Resonanz

$$(3.28) \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}}$$

ist der sogenannte Resonanzwiderstand R_p . Der Blindleitwert des Schwingkreises ist

$$(3.29) \quad B_p = \omega C_p - \frac{1}{\omega L_p} = \sqrt{\frac{C_p}{L_p}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

Für die Bestimmung der Schwingkreiselemente L_p und C_p werden die Blindleitwerte in Gl. 3.27 und 3.29 nach der Kreisfrequenz abgeleitet und anschließend gleichgesetzt. Die Gleichungen der Resonanzfrequenzen in 3.23 und 3.28 werden ebenfalls gleichgesetzt. Der Resonanzwiderstand R_p entspricht dem $Re(Z_e)$ des Leitungsresonators aus Gl. 3.26. Die Güte wird aus der Bandbreite des Parallelschwingkreises hergeleitet. Als Bandbreite wird derjenige Frequenzabstand $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ definiert (45° - Frequenzen), bei dem für den Gesamtleitwert Y_p des Parallelschwingkreises gilt

$$(3.30) \quad Re(Y_p) = Im(Y_p) \quad \text{mit} \quad Y_p = \frac{1}{R_p} + j\sqrt{\frac{C_p}{L_p}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

Mit den Näherungen $\omega_2 \approx \omega_0$, $\omega_2 - \omega_0 \approx \frac{\Delta\omega}{2}$ und $l = (2n + 1)\frac{\lambda}{4}$ gilt für die Bandbreite

$$(3.31) \quad B = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\sqrt{\frac{L_p}{C_p}}}{R_p} = \sqrt{\frac{16L/l}{(\pi + 2n\pi)^2 C'l}} \frac{\alpha l}{\sqrt{\frac{L'}{C'}}} = \frac{\alpha\lambda}{\pi}$$

und die Güte

$$(3.32) \quad Q_{U1} = \frac{1}{B} = \frac{\pi}{4\alpha l} = \frac{\pi}{\alpha\lambda} = \frac{\beta}{2\alpha}$$

Gleichung 3.32 wurde unter Annahme geringerer Verluste und daraus folgenden Vereinfachungen hergeleitet. Die Güte ist dann unabhängig von der Länge und nicht abhängig von der Anzahl der stehenden Wellen auf der Leitung. Aus Gl. 3.32 geht hervor, daß die unbelastete Güte für konstantes α proportional der Frequenz ist. Die Dämpfungskonstante der Koplanarleitung ändert sich jedoch im Frequenzbereich von 19GHz bis 76GHz stark von $0.2 \dots 0.45 \frac{dB}{mm}$ ([14], pp. 38) und wirkt diesem Anstieg entgegen. Für die im Schaltungsentwurf häufig verwendete 50Ω Koplanarleitung ergeben sich die in Abb. 3.11 dargestellten Werte für die unbelastete Güte nach Gl. 3.32. Zum Vergleich sind die unter Annahme eines konstanten α erhaltenen Werte ebenfalls angegeben.

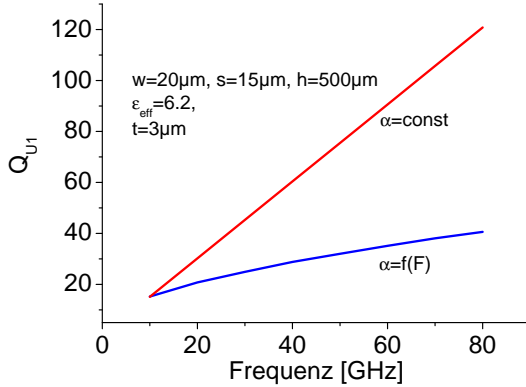


Abb. 3.11: Unbelastete Güte Q_{U1} einer verlustbehafteten Koplanarleitung der elektrischen Länge $l = \lambda/4$ über der Frequenz für frequenzabhängig und konstant angenommenes α

Werden die Verluste als nicht vernachlässigbar betrachtet, ergeben sich Veränderungen sowohl für $\frac{dB_e}{d\omega}$ als auch für R_p der Leitungseingangsadmittanz:

$$(3.33) \quad \left. \frac{dB_e}{d\omega} \right|_{\omega_0} = \frac{2\beta l}{\omega_0 Z_L (1 + \cosh(2\alpha l))} = \frac{2(2n+1)\frac{\pi}{2}}{\omega_0 Z_L \left(1 + \cosh\left(2\alpha \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}\right)\right)}$$

$$(3.34) \quad R_p = \frac{Z_L}{\tanh(\alpha l)} = \frac{Z_L}{\tanh\left(\alpha \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}\right)}$$

Für wachsendes n nimmt die Steilheit des Imaginärteils stetig ab. Der Realteil geht für $n \rightarrow \infty$ gegen den Wellenwiderstand. Daraus ergibt sich für die unbelastete Güte:

$$(3.35) \quad Q_{U2} = \frac{\pi + 2n\pi}{4 \tanh\left(\alpha \frac{2n\pi + \pi}{2\beta}\right) \cosh^2\left(\alpha \frac{2n\pi + \pi}{2\beta}\right)}$$

Für $n = 0$ ergibt sich daraus wieder Gl. 3.32. Diese stellt gleichzeitig den Maximalwert dar, wie auch aus Abb. 3.12 zu erkennen ist. Eine Erhöhung der unbelasteten Güte mittels Leitungsverlängerung über $\lambda/4$ hinaus ist deshalb nicht möglich. Beim Einsatz der Leitung in der Schaltung wird diese jedoch immer noch mit dem Generatorwiderstand R_G belastet. Im Oszillator ist das der Realteil der Eingangsimpedanz des Ports, an dem die Leitung angeschlossen

ist. Dadurch ändert sich Gl. 3.34 folgendermaßen

$$(3.36) \quad R_p = \frac{Z_L}{\tanh\left(\alpha \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}\right)} \parallel R_G$$

und für die belastete Güte erhält man

$$(3.37) \quad Q_B = \frac{R_G(\pi + 2n\pi)}{4 \cosh^2\left(\alpha \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}\right) \left(R_G \tanh\left(\alpha \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}\right) + Z_L\right)}$$

Für $R_G \rightarrow \infty$ erhält man wieder die unbelastete Güte nach Gl. 3.35. Abb. 3.12 stellt die belastete Güte einer 50Ω -Koplanarleitung dar. Als Belastung wirkt der Generatorwiderstand, der zu $R_G = 50\Omega$ gewählt ist. Über der Leitungslänge zeigt sich ein ausgeprägtes Maximum bei $n = 7$ welches abhängig von der Belastung ist und mit steigender Belastung nach rechts auswandert.

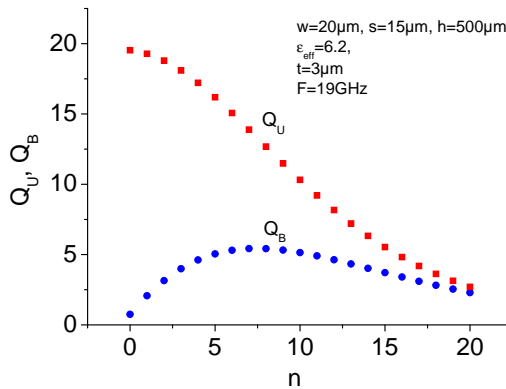


Abb. 3.12: Belastete und unbelastete Güte Q_B einer verlustbehafteten Koplanarleitung der elektrischen Länge $l = \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}$. Als Last wirkt der Generatorwiderstand $R_G = 50\Omega$

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß eine Steigerung der unbelasteten Güte durch Erhöhung der Leitungslänge nicht möglich ist; die belastete Güte kann durch diese Maßnahme zwar optimiert werden, jedoch nur um den Preis stark erhöhten Flächenverbrauches. Besser wäre hier die Transformation des Generatorwiderstandes in hochohmige Bereiche, was erstens deutlich platzsparender möglich ist und zweitens eine höhere belastete Güte zur Folge hat.

KAPITEL 4

Phasenrauschmeßtechnik

Die meßtechnische Charakterisierung von Oszillatoren verlangt entsprechend der Oszillatorspezifikation eine Vielzahl verschiedenartiger Messungen und Meßsysteme. Neben den wichtigsten Kenngrößen Frequenz, Leistung und Phasenrauschen sind insbesondere deren Abhängigkeiten von folgenden Parametern von Interesse:

- Abstimmspannung
- Versorgungsspannungen und -ströme („pushing“)
- Laständerungen („pulling“)
- Temperatur

Im Zuge der Arbeiten stellte sich heraus, daß eine ungenügende Isolation der Last und somit des als Last wirkenden Meßaufbaus vom Oszillatorausgang fehlerhafte Frequenz- und Phasenrauschmesswerte zur Folge hat. Deshalb soll dieser Punkt gesondert in Kap. 4.1 betrachtet werden. Für die Phasenrauschmessung haben sich drei verschiedene Meßverfahren etabliert:

- Für die Vermessung relativ phasenrauscharmer Oszillatoren ist die PLL-Methode aufgrund ihrer hohen Systemempfindlichkeit am besten geeignet und liefert sehr zuverlässige Werte. Dabei wird der freilaufende Oszillator auf einen hochstabilen Referenzoszillator mittels Phasenregelschleife synchronisiert. Das Fehlersignal der Regelschleife wird aus der Differenz der Phasen von Meß- und Referenzoszillator gebildet und kann nach entsprechender Kalibration direkt zur Bestimmung des Phasenrauschens des Meßobjektes verwendet werden. Oszillatoren mit einer geringen Kurzzeitstabilität können durch die geringen Synchronisationsbandbreite dagegen nicht mehr zuverlässig synchronisiert werden. MMIC-Oszillatoren fallen meist in diese Kategorie weshalb dieses Verfahren im Mikrowellenbereich häufig ausscheidet.
- Die Messung des Phasenrauschens durch den Spektrumanalysator zeichnet sich insbesondere durch die Möglichkeit der Automatisierbarkeit aus und erlaubt die Untersuchung von Oszillatoren auf ihre Empfindlichkeit bezüglich Arbeitspunkt- oder Temperaturänderungen. Probleme ergeben sich ebenfalls bei schlechter Kurzzeitstabilität da bei der Messung des Rauschens bei kleinen Ablagefrequenzen die Wiederholrate und Auflösungsbandbreite verringert werden müssen. Ändert sich

die Trägerfrequenz eines Oszillators in der Größenordnung der Wiederholrate des Spektrumanalysators ist eine genaue Identifikation des Signalmaximums und somit des Phasenrauschens nicht mehr zuverlässig und vor allem nicht mehr reproduzierbar möglich. Ein weiterer Nachteil der Spektrumanalysatormessung besteht darin daß eine Separation des Amplitudenrauschens nicht möglich ist und dieses somit ebenfalls als Rauschbeitrag erscheint. Aufgrund der Breitbandigkeit von Spektrumanalysatoren erreichen diese nicht den geringen Grundrauschpegel wie die schmalbandige PLL-Methode; für MMIC-Oszillatoren ist sie trotzdem meist ausreichend.

- Die Frequenzdiskriminatormethode erreicht ebenfalls eine höhere Systemempfindlichkeit als die Messung mittels Spektrumanalysator. Wegen der darüber hinaus geringeren Störanfälligkeit gegenüber Kurzzeitschwankungen, verbunden mit sehr guter Reproduzierbarkeit der Meßdaten, liefert diese Methode für integrierte Mikrowellenoszillatoren i.a. die beste Genauigkeit. Nachteilig ist der hohe zu treibende Aufwand hinsichtlich Arbeitszeit und Material und die fehlende Möglichkeit der Automatisierung.

Auf die Messung des Phasenrauschens mittels Frequenzdiskriminator wird aufgrund ihrer Bedeutung für MMIC-Oszillatoren nachfolgend detailliert eingegangen. Bei dieser wird das Oszillatorsignal zunächst mit Hilfe eines Richt-

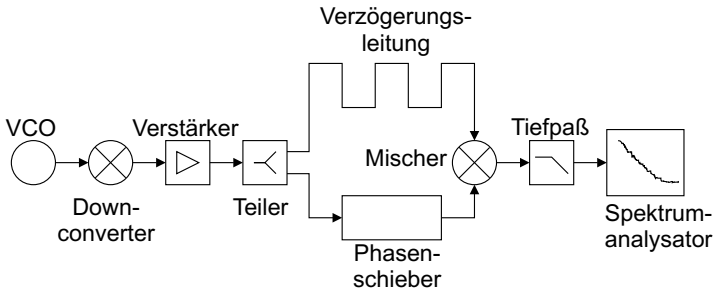


Abb. 4.1: Phasenrauschmessung mittels Frequenzdiskriminator

kopplers geteilt, um anschließend auf zwei verschiedenen Wegen einem Mischer zugeführt zu werden. Beide Wege bestehen aus Leitungen unterschiedlicher Länge, wobei eine Weglänge deutlich größer als die andere sein muß. Rein anschaulich ergibt sich daraus in Abhängigkeit von der gewählten Länge der Verzögerungsleitung ein erheblicher Laufzeitunterschied $t_d = t_1 - t_2$. Beide

Signale werden einem Mischer zugeführt, das entstehende Differenzsignal tiefpaßgefiltert, bewertet und angezeigt. Mit Hilfe des Phasenschiebers kann der Phasenunterschied zwischen den beiden Mischersignalen eingestellt werden. Es soll im folgenden die Übertragungsfunktion des Meßaufbaus angegeben werden. Das Oszillatorsignal mit der Trägerfrequenz f_0 wird als frequenzmoduliert angenommen; dabei sind Δf der Modulationshub und f_m die Modulationsfrequenz:

$$(4.1) \quad V_{Osz}(t) = V_0 \cos \left(2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m t) \right)$$

Der Modulationshub bezeichnet die maximale Abweichung der Oszillationsfrequenz von der Trägerfrequenz; der Quotient $\frac{\Delta f}{f_m}$ ist auch als Modulationsindex β bekannt. Das Signal erfährt durch den Leistungsteiler nur eine Amplitudenbewertung:

$$(4.2) \quad V_L(t) = v_l \cos \left(2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m t) \right)$$

Im rechten Zweig wird es gegenüber dem linken Zweig um $\tau_d = \frac{l_R \sqrt{\epsilon_{r,R}}}{c_0} - \frac{l_L \sqrt{\epsilon_{r,L}}}{c_0}$ verzögert. Dadurch werden Frequenzschwankungen des Oszillators am Eingang der Leitung in proportionale Phasenschwankungen am Ende der Verzögerungsleitung umgewandelt:

$$(4.3) \quad V_R(t) = v_r \cos \left(2\pi f_0 (t - \tau_d) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m (t - \tau_d)) \right)$$

Der Mischer multipliziert nun beide Signale. Es entstehen neben der Summen- und Differenzfrequenz der Grundwellen zahlreiche Harmonische. K_ϕ ist eine Konstante, die sich aus den Pegeln der Signale ergibt und somit also abhängig von diesen ist. Sie muß für veränderte Pegelverhältnisse am Mischer stets neu bestimmt werden.

$$(4.4) \quad V_M(t) = K_\phi \cdot$$

$$\left[\begin{array}{l} \cos \left(2\pi f_0 (t - \tau_d) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m (t - \tau_d)) - 2\pi f_0 t - \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m t) \right) + \\ \cos \left(2\pi f_0 (t - \tau_d) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m (t - \tau_d)) + 2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m t) \right) + \\ \text{Harmonische} \end{array} \right]$$

Das nachgeschaltete Tiefpaßfilter läßt nur die Differenzfrequenz passieren:

$$(4.5) \quad V(t) = K_\phi \cdot$$

$$\cos \left[2\pi f_0(t - \tau_d) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m(t - \tau_d)) - 2\pi f_0 t - \frac{\Delta f}{f_m} \cos(2\pi f_m t) \right]$$

Durch Umformen und Vereinfachen erhält man schließlich:

$$(4.6) \quad V(t) = K_\phi \cos \left[-2\pi f_0 \tau_d + 2 \frac{\Delta f}{f_m} \sin(\pi f_m \tau_d) \sin \left(2\pi f_m \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right) \right]$$

Sind die beiden Signale am Mischereingang um ungeradzahlige Vielfache von $\frac{\pi}{2}$ in der Phase verschoben (sog. Quadraturbedingung), gilt mit $2\pi f_0 \tau_d = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$:

$$(4.7) \quad V(t) = K_\phi \cos \left[2 \frac{\Delta f}{f_m} \sin(\pi f_m \tau_d) \sin \left(2\pi f_m \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right) - \frac{\pi}{2} \right]$$

Mit $\cos(x - \frac{\pi}{2}) = \sin(x)$ folgt

$$(4.8) \quad V(t) = K_\phi \sin \left[2 \frac{\Delta f}{f_m} \sin(\pi f_m \tau_d) \sin \left(2\pi f_m \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right) \right]$$

Für kleine Argumente der Sinusfunktion gilt $\sin(x) \approx x$ und Gl. 4.8 kann wie folgt vereinfacht werden:

$$(4.9) \quad V(t) = \underbrace{K_\phi 2 \frac{\Delta f}{f_m} \sin(\pi f_m \tau_d)}_{\text{Amplitude}} \underbrace{\sin \left(2\pi f_m \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right)}_{\text{Zeitfunktion}}$$

Der zweite Sinus beschreibt die zeitliche Abhängigkeit. Für die Amplitude erhält man nach Erweiterung mit $\pi f_m \tau_d$:

$$(4.10) \quad \Delta V = K_\phi 2\pi \tau_d \Delta f \frac{\sin(\pi f_m \tau_d)}{\pi f_m \tau_d}$$

Für kleine zu messende Ablagefrequenzen f_m gilt $\frac{\sin(\pi f_m \tau_d)}{\pi f_m \tau_d} \approx 1$ und es verbleibt ein linearer Zusammenhang zwischen der Ausgangsspannung des Diskriminators ΔV und der Amplitude der Frequenzschwankungen Δf :

$$(4.11) \quad \Delta V = K_\phi 2\pi \tau_d \Delta f = K_D \Delta f$$

K_D wird als Diskriminatorekonstante bezeichnet und beinhaltet nur noch die Wirkung des Mixers mit dessen pegelabhängigen Konversionsfaktor K_ϕ sowie den Laufzeitunterschied beider Signalwege. Aufgrund der Pegelabhängigkeit muß die Diskriminatorekonstante vor jeder Messung neu bestimmt werden.

4.1. Rückwirkung des Meßsystems auf den Oszillator

Die Verwendung eines Oszillators im System erfordert eine hohe Immunität der Schwingfrequenz von externen Laständerungen, wie sie beispielweise durch Schaltvorgänge in nachfolgenden Leistungsstufen hervorgerufen werden können. Eine hohe Immunität gegen Rückwirkungen kann durch im wesentlichen 3 verschiedene Maßnahmen erreicht werden:

- Verwendung einer zusätzlichen Trennstufe mit kleinem $S_{21}S_{12}$
- Einfügen eines Dämpfungsgliedes in die Ausgangsleitung, welches jedoch die verfügbare Ausgangsleistung reduziert (Abb. 4.11)
- Geschickte Wahl der Auskopplung z.B. mittels eines kleinen Kondensators oder eines transformatorischen Abgriffs, wodurch allerdings ebenfalls die Ausgangsleistung verringert wird.

Um die Chipkosten zu minimieren, wird dabei jedoch häufig auf eine isolierende Bufferstufe verzichtet. Die Empfindlichkeit gegenüber Laständerungen, auch unter „frequency pulling“ bekannt, wird gewöhnlich als maximal zulässige Frequenzänderung ΔF angegeben, um die sich die Oszillatorfrequenz bei einem gegebenen VSWR (z.B. 1.75, siehe [15] Seite 813) und Variation dessen Phase um 180° , ändern darf. Zur messtechnischen Untersuchung dieser Abhängigkeit benötigt man ein Tunersystem, welches dem Oszillator nach Betrag und Phase veränderliche Reflexionsfaktoren an dessen Ausgang transformiert. Dabei stellt man häufig fest, daß sich die Frequenz nicht, wie erwartet, kontinuierlich verstimmt, sondern vielmehr abschnittsweise konstant bleibt und sich dann sprunghaft ändert. Dieses Verhalten nimmt mit steigender Oszillatorfrequenz, steigender Fehlanpassung und wachsender Leitungslänge zwischen Oszillatorausgang und Tunereingang zu. Der Grund dafür sind die zahlreichen ganzzahligen Vielfachen von $\lambda/2$ stehender Wellen im Meßsystem. Somit ist das „frequency pulling“ für Millimeterwellenoszillatoren meist nicht mehr meßtechnisch bestimmbar.

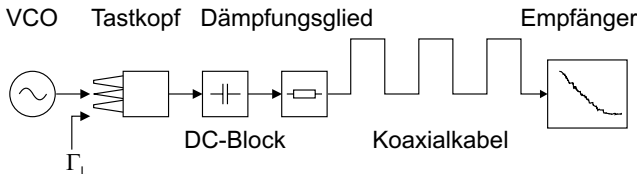


Abb. 4.2: Phasenrauschmeßplatz mit Spektrumanalysator

Während für die meßtechnische Charakterisierung des „frequency pulling“ eine Fehlanpassung des Oszillatorausgangs beabsichtigt ist, tritt eine Beeinflussung und Verfälschung der Messergebnisse mitunter unbeabsichtigt auf, wenn

der Ausgangsanpassung nicht genügend Beachtung geschenkt wird. Das trifft neben der Frequenz- und Leistungsmessung auch auf die Phasenrauschmessung zu. Problematisch ist dieser Effekt insbesondere deshalb, weil die gemessenen Phasenrauschwerte stets zu optimistisch ausfallen und der Oszillator somit in einer gut angepaßten Systemumgebung der Spezifikation nicht mehr genügt. Da er sich sicher nur durch ein Einrastverhalten der Oszillatorfrequenz über einem variierten Parameter identifizieren läßt, besteht insbesondere für Festfrequenzoszillatoren die Gefahr, daß er unbeobachtet bleibt da diese nicht oder nur über die Versorgungsspannungen oder -ströme geringfügig verstimmbar sind.

Abb. 4.2 zeigt einen üblichen Meßaufbau für die Oszillatorcharakterisierung. Der Empfänger repräsentiert einen Spektrumanalysator oder den Mischereingang eines Phasenrauschmeßsystems, z.B. Agilent E5500. Für bessere Isolation wird ein Dämpfungsglied zwischen Proberkopf und Koaxialkabel eingefügt. Der DC-Block dient dem Schutz des Meßsystems und wird noch vor dem Dämpfungsglied eingefügt. Daraus resultiert eine zusätzliche Stoßstelle. Als Beispiel ist der gemessene Eingangsreflexionsfaktor Γ_L in Abb. 4.3 für 2 verschiedene Dämpfungsglieder, 10 und 20dB, dargestellt. Die gewonnenen Meßergebnisse können wie folgt interpretiert werden:

1. Der Eingangsreflexionsfaktor weist eine deutliche $\lambda/2$ - Welligkeit von 70MHz auf. Die Amplitude dieser Welligkeit wird durch den Einsatz des 20dB-Dämpfungsgliedes stark reduziert.
2. Der Mittelwert des Anpassung über dem gesamten betrachteten Frequenzbereich verbessert sich durch den Einsatz des 20dB-Dämpfungsgliedes nur um wenige dB, was auf eine starke Reflexion bereits vor dem Koaxialkabel schließen läßt.

In Kap. 3.4 wurde die unbelastete Güte eines Leitungsresonators mit ideal kurzgeschlossenem Ende der Länge $l = (2n + 1)\frac{\lambda}{4}$ hergeleitet. Im betrachteten Meßaufbau ist das Koaxialkabel jedoch mit der komplexen Eingangsimpedanz des Empfängers $|Z_a| \approx Z_L$ abgeschlossen und es ist zu erwarten, daß die erzielbare Güte deutlich geringer sein wird. Es soll im folgenden betrachtet werden, mit welcher Güte man für diesen Fall zu rechnen hat, siehe auch [16]. Der Einfachheit halber wird die Empfängereingangsimpedanz als reell angenommen. Der vernachlässigte Imaginärteil führt im Wesentlichen nur zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenzen und kann somit durch eine Längenvariation leicht kompensiert werden. Die unbelastete Güte wird dann durch Gl. 3.35 berechnet. Durch den von Null verschiedenen Abschlußwiderstand ergeben sich aber zusätzlich eine vom Abschlußwiderstand abhängige Steilheit des Blindleitwertes $\frac{dB_e}{d\omega}$ sowie höhere Verluste der Eingangsimpedanz $Re(Z_e)$:

$$(4.12) \quad \left. \frac{dB_e}{d\omega} \right|_{\omega_0} = - \frac{2\beta l (Z_a^2 - Z_L^2)}{Z_L^3 \omega_0 (1 + \cosh(\alpha l))}$$

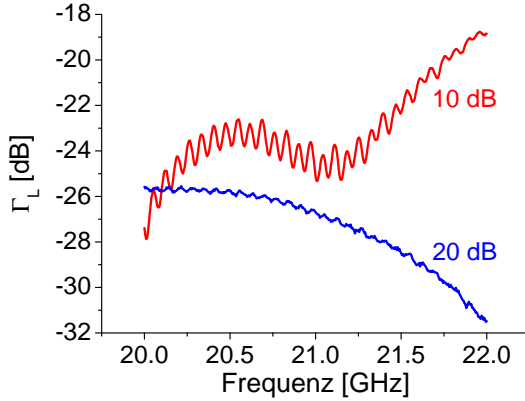


Abb. 4.3: Eingangsexreflexionsfaktor Γ_L des Messaufbaus für 10 und 20dB Dämpfungsglied; Referenzebene ist der Tastkopfeingang

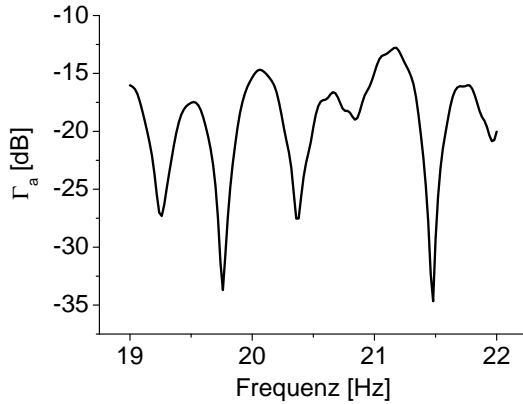


Abb. 4.4: Eingangsexreflexionsfaktor Γ_a des Spektrumanalysators

$$(4.13) \quad Re(Z_a) \approx \frac{Z_L^2}{Z_a}$$

In Gl. 4.13 wurden die Leiterverluste α vernachlässigt, da deren Beitrag gegenüber der transformierten Abschlussimpedanz Z_a gering ist, wenn die

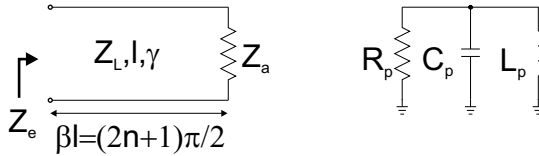


Abb. 4.5: Leitungstransformation der Empfängereingangsimpedanz Z_a für verschiedene Längen $l = (2n + 1)\frac{\lambda}{4}$

Abschlussimpedanz nur gering vom Wellenwiderstand abweicht, wie im betrachteten Fall. Gl. 4.13 gilt allgemein für Leitungstransformatoren der Länge $l = \frac{(2n+1)\pi}{2\beta}$. Die Güte, Gl. 4.14, wird, wie bereits beschrieben, mit Hilfe der Bestimmung der Ersatzelemente des Parallelschwingkreises hergeleitet. Sie wird hier als unbelastete Güte bezeichnet, weil die Belastung durch das im Messaufbau verwendete Dämpfungsglied noch nicht eingerechnet ist. Aufgrund der vernachlässigten Verluste im Realteil der Eingangsimpedanz gilt sie nur für schwache Fehlanpassung, d.h. $|Z_a| \approx Z_L$.

$$(4.14) \quad Q_U = \frac{(\pi+2n\pi)|Z_a^2 - Z_L^2|}{4Z_a Z_L \cosh^2\left(\alpha \frac{2n\pi+\pi}{2\beta}\right)} \approx \frac{(\pi+2n\pi)}{\cosh^2\left(\alpha \frac{2n\pi+\pi}{2\beta}\right)} |\Gamma_a|$$

mit $|\Gamma_a| \approx \frac{|Z_a^2 - Z_L^2|}{4Z_a Z_L}$ für $|\Gamma_a| \ll 1$

Die graphische Auswertung in Abb. 4.6 und 4.7 zeigt, daß diese auch für gute Anpassung $|Z_a| \approx Z_L$ große Werte annehmen kann, wenn die Anzahl stehender Wellen auf dem Leitungsstück sehr hoch ist. Wie schon in Abb.3.12 dargestellt, wächst die belastete Güte mit zunehmender Leitungslänge zunächst bis auf einen Maximalwert an und geht dann wieder zurück. Bei dem verwendeten Messaufbau liegt dieses Maximum bei rund $n = 500$, wie aus nachstehender Abbildung hervorgeht. Für den von uns verwendeten Meßaufbau ergibt sich näherungsweise eine unbelastete Güte von $Q_u \approx 150$ mit folgenden Parametern:

- $\alpha = 2.2 \frac{dB}{m}$
- $|\Gamma_a| \approx 0.1$
- Koaxialkabelänge: $l = 1.65m$
- Phasengeschwindigkeit: $v_{ph} = 2.31 * 10^8 \frac{m}{s}$
- Kreisfrequenz: $\omega = 119 * 10^9 \frac{1}{s}$
- $n = \frac{\omega l}{v_{ph} \pi} - \frac{1}{2} \approx 270$

4.1.1. Messungen. Um den Einfluß einer ungenügenden Rückflußdämpfung auf die Messergebnisse zu verdeutlichen, wurden zwei Festfrequenzoszillatoren miteinander verglichen, welche sich schaltungstechnisch nur in der Art der Leistungsauskopplung unterscheiden und sonst identisch sind. Während

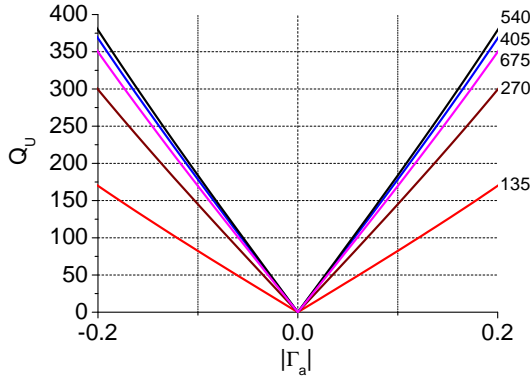


Abb. 4.6: Berechnete Güte Q als Funktion der Empfängereingangsimpedanz $|\Gamma_a|$ für verschiedene $n = \frac{\omega l}{v_{ph}\pi} - \frac{1}{2} = 135..675$; $\alpha = 2.2 \frac{dB}{m}$

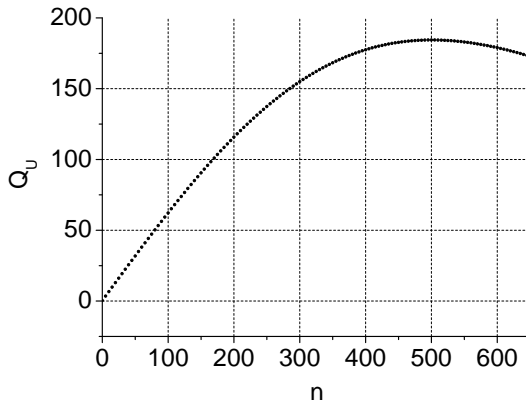


Abb. 4.7: Berechnete Güte Q in Abhängigkeit von $n = \frac{\omega l}{v_{ph}\pi} - \frac{1}{2}$ für $|\Gamma_a| = 0.1$, $\alpha = 2.2 \frac{dB}{m}$

die Entkopplung des Ausgangs im Falle des OSC19K nur durch einen Kondensator erfolgt, kommt bei OSC19I ein Π -Filter zum Einsatz dessen Ausgangskondensator den Lastwiderstand bereits überbrückt und damit dessen Einfluß auf das Oszillatorverhalten reduziert. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in Kap. 5.2.1.2.

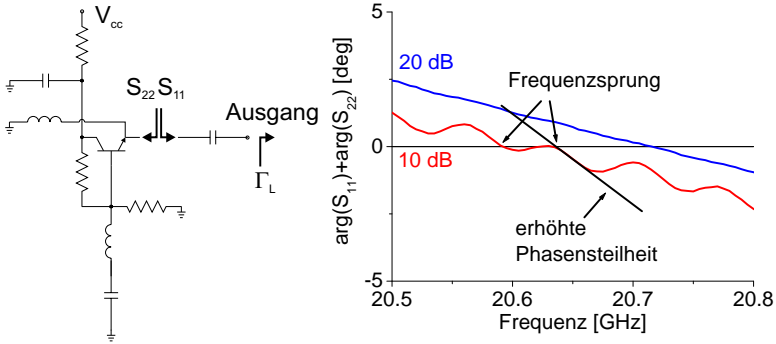


Abb. 4.8: links: Auftrennstelle bei OSC19K; rechts: $\arg(S_{11}S_{22})$ für 10 und 20dB Abschwächung (S_{11} beinhaltet die Messwerte des Meßsystems)

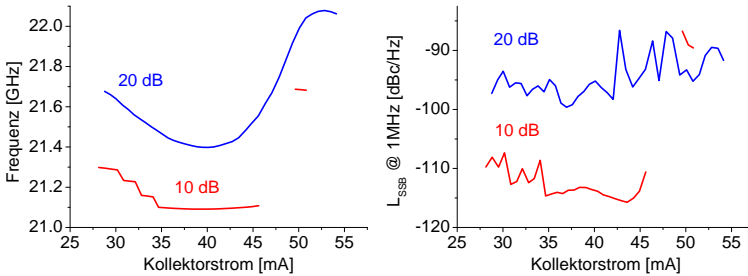


Abb. 4.9: OSC19K: Abhängigkeit von Schwingfrequenz und Phasenrauschen über dem Kollektorstrom bei 10dB- und 20dB-Abschwächer im Ausgangspfad

Neben einer Erhöhung der belasteten Güte, siehe Kap. 5.2.1.2, und damit verbessertem Phasenrauschen führt das zu einer verringerten Empfindlichkeit gegenüber Laständerungen, wie ein Vergleich der Messergebnisse in Abb. 4.9 und 4.10 ergibt. Die Abstimmkurve des OSC19K weist bei schlechter Ausgangsanpassung (10dB-Dämpfungsglied) ausgeprägte Frequenzplateaus auf, zwischen denen sich die Ausgangsfrequenz sprunghaft ändert. Diese Plateaus bilden sich im Abstand ganzzahliger Vielfacher von $f_{Res} = \frac{v_{ph}}{2l} = 70 MHz$. Im Falle besserer Anpassung (20dB) dagegen ist die Abstimmkurve glatt und ohne Sprungstellen. Die gemessenen Phasenrauschwerte (gemessen in 1MHz Abstand vom Träger) sind im Falle schlechter Anpassung um fast 20dB idealisiert. Die Abstimmcharakteristik des OSC19I hingegen ist auch für den 10dB-Fall ohne Sprungstellen - die Phasenrauschwerte sind allerdings immer noch um 3 bis 5 dB verfälscht gegenüber der verbesserten Meßanordnung.

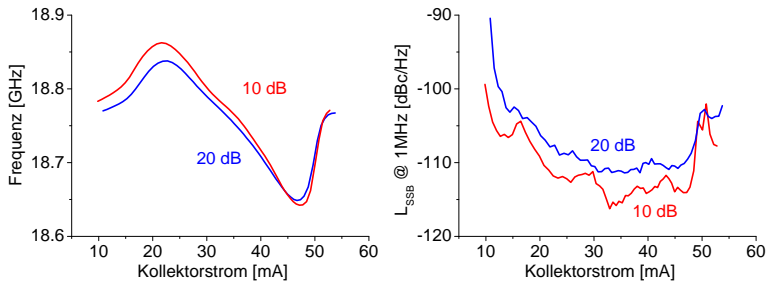


Abb. 4.10: OSC19I: Abhängigkeit von Schwingfrequenz und Phasenrauschen über dem Kollektorstrom bei 10dB- und 20dB-Abschwächer im Ausgangspfad

Um Verfälschungen der gemessenen Phasenrauschwerte zu vermeiden, bieten sich folgende Maßnahmen an:

- der Einsatz eines Dämpfungsgliedes (Abb. 4.11) im Ausgang - möglichst bereits auf dem Wafer
- der Einsatz von Trennverstärkern (Buffern)
- eine möglichst lose Ankopplung des Ausgangs wie im Falle des OSC19I.

Da Oszillatoren in ihrer Struktur sehr unterschiedlich aufgebaut sein können, kann manchmal bereits ein 10dB-Dämpfungsglied ausreichend sein, manchmal sind 20dB nötig. „Push-Push“-Oszillatoren sind durch die Wahl der Auskopplung in der Symmetrieebene besonders unempfindlich gegen Laständerungen, vgl. Kap. 6.5, und benötigen deshalb i.a. keinerlei Dämpfungsglied im Ausgang.

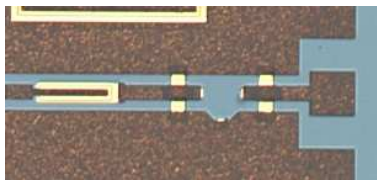


Abb. 4.11: On-Chip 10dB-Dämpfungsglied zwischen Oszillatorausgang und Proberpad

KAPITEL 5

Maßnahmen zur Verringerung des Phasenrauschens

In diesem Kapitel werden verschiedene Maßnahmen zur Reduktion des Phasenrauschens auf ihre Wirksamkeit untersucht. Im einzelnen sind diese:

- Einfluß des $1/f$ -Rauschens
- Einfluß der Oszillatorgüte
- Einfluß des Varaktors
- Einfluß des Arbeitspunktes

Der Hauptschwerpunkt liegt dabei auf dem experimentellen Nachweis der beobachteten Effekte anhand prozessierter MMIC-Oszillatoren auf GaAs.

5.1. Einfluß des $1/f$ -Rauschens

Die Forderung nach einem möglichst niedrigen Niederfrequenzrauschen des Transistors ist eine allgemein anerkannte Grundvoraussetzung für geringes Phasenrauschen. Das gilt insbesondere für monolithisch integrierte Oszillatoren, da bei diesen mit den geringen realisierbaren Resonatorgüten die Resonatorbandbreite praktisch immer größer ist als die Knickfrequenz des Niederfrequenzrauschens. (Wie in Kap. 2.2 gezeigt wurde, entsteht aus der $1/f$ -Charakteristik des Phasenfehlers $S_{\Delta\Theta}(\omega_m)$ eine $1/f^3$ -Charakteristik im Phasenrauschen mit der Übergangsfrequenz ω_{32} vom quadratischen in den kubischen Bereich. ω_{32} entspricht zwar nicht notwendigerweise der Knickfrequenz des $1/f$ -Rauschens des Transistors, befindet sich jedoch meist in dessen Umgebung) Erst bei sehr hochgütigen Resonatoren, wenn die Resonatorbandbreite kleiner als die Knickfrequenz des Niederfrequenzrauschens ist, kommt es nicht zu einem $1/f^3$ -Anstieg im Phasenrauschen und der Beitrag des Niederfrequenzrauschens ist von untergeordnetem Interesse.

Als $1/f$ -Rauschen bezeichnet man durch langsame Vorgänge im Halbleiter hervorgerufenen Rauschen. Solche langsamen Vorgänge sind insbesondere Generations-Rekombinationsvorgänge, Einfangen von Ladungsträgern an Störstellen und die Veränderungen in der Ladungsträgerbeweglichkeit. Durch den epitaxialen Aufbau von HBT's und dem damit verbundenen vertikalen Stromtransport ist die Zahl von Oberflächenzuständen gegenüber denen von

FET's weitaus geringer; daraus ergibt sich ein deutlich geringeres Niederfrequenz-Rauschen, was den HBT für Oszillatoranwendungen als besonders geeignet erscheinen läßt.

Das Niederfrequenzrauschen ist nicht nur stark vom Transistortyp (HBT, FET, ...) sondern auch vom gewählten Halbleitermaterial sowie den Prozeßschritten abhängig. Das geringste Niederfrequenzrauschen haben noch immer Si-Bipolartransistoren. Aufgrund ihrer geringen Grenzfrequenzen ist ihr Einsatz jedoch auf den unteren GHz-Bereich beschränkt. SiGe-HBTs weisen eine geringe Knickfrequenz des NF-Rauschens im kHz-Bereich auf, verbunden mit sehr hohen Grenzfrequenzen. Diese werden jedoch erst durch sehr kleine Strukturen sowie bei kleinen Versorgungsspannungen und -strömen erreicht, wodurch das Leistungspotenzial verglichen mit dem von GaAs-basierten HBT geringer ist.

Auf InGaP basierende HBT haben gegenüber solchen auf AlGaAs ein um ca 10dB verringertes Niederfrequenzrauschen, [17]. Ein weiterer wichtiger Schritt zur Reduzierung des Niederfrequenzrauschens ist die Emitter-Ledge-Passivierung, durch die parasitäre Basis-Emitter Leckströme verringert werden. Zusätzlich steigt dadurch die Stromverstärkung an. Am FBH werden für Oszillatoranwendungen ausschließlich InGaP basierte HBT mit Emitter-Ledge-Passivierung prozessiert, [18] u. [12].

Neben der Prozessoptimierung hinsichtlich geringen Niederfrequenzrauschens verbleiben für den Schaltungsentwurf folgende Möglichkeiten zur Reduktion des 1/f-Rauschens:

1. Transistortrieb bei geringer Kollektorstromdichte
2. Niederohmige Belastung der Basis-Emitter-Strecke
3. Gegenkopplung

Der Betrieb bei geringer Kollektorstromdichte läßt sich erreichen durch einen kleinen Kollektorstrom oder Wahl eines Transistors mit großer Emitterfläche. Durch die starke Stromabhängigkeit des α mit einem ausgeprägten Maximum im Bereich minimaler Kollektorlaufzeit im Bereich von $35 \dots 40 \frac{kA}{cm^2}$ und dem damit verbundenen Maximum der Oszillatorschleifenverstärkung, vgl. Kap. 5.4, sind dann aber bei kleinen Stromdichten nur geringe Schleifenverstärkungen, oder, durch festere Ankopplung der Resonatorelemente, eine geringere belastete Güte realisierbar mit einhergehender Phasenrauschverschlechterung.

Auf die verbliebenen beiden Punkte wird in Kap. 5.1.1 und 5.1.2 eingegangen.

Messung des Niederfrequenzrauschens: Die Messung des 1/f-Rauschens erfolgt mit dem in Abb. 5.1 dargestellten Aufbau: In einer geschirmten Kammer wird der HBT mit verschiedenen Sourcewiderständen R_S an der Basis belastet, batteriegestützte Netzteile ermöglichen eine rauscharme Arbeitspunktvariation. Um Schwingneigung entgegenzuwirken wird der Kollektor mittels Bias-Tee für hohe Frequenzen gegen 50Ω geschaltet. Das 1/f-Rauschen

gelangt über den induktiven Pfad des Bias-Tees an den Messwiderstand R_M und schließlich über den Verstärker auf einen Spektrumanalysator. Das Niederfrequenzrauschen wird als spektrale Leistungsdichte des Stromes i_M durch den Meßwiderstand R_M über der Ablagefrequenz aufgetragen:

$$(5.1) \quad S_I = \frac{\langle |\tilde{i}_M|^2 \rangle}{\Delta f}$$

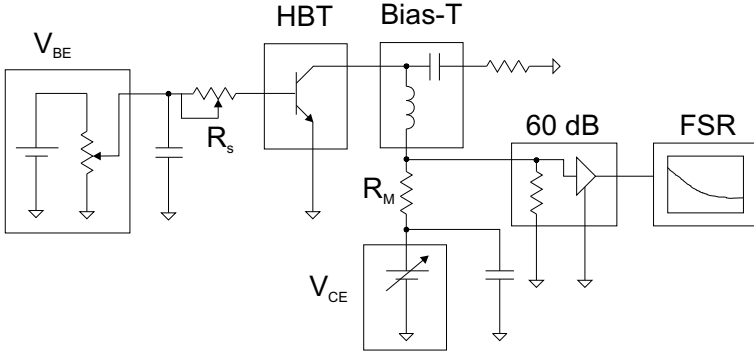


Abb. 5.1: Messaufbau zur Bestimmung des Niederfrequenzrauschens i. A. vom Arbeitspunkt und von der Quellimpedanz R_a

Modellierung: Die korrekte Beschreibung des $1/f$ -Rauschverhaltens ist Grundvoraussetzung für präzise Ergebnisse von Phasenrauschsimulationen. In [19] wurde gezeigt, daß dafür bei GaInP/GaAs-HBT zwei Rauschquellen notwendig sind. Die erste Rauschquelle repräsentiert die Basis-Emitter Diode, die zweite den Emitterwiderstand R_e .

Für die spektrale Rauschstromdichte der Basis-Emitter-Diode gilt:

$$(5.2) \quad \frac{\langle i_{be} \rangle}{\Delta f} = 2qI_b + KF \frac{I_b^{AF}}{f^{FB}} + KL \frac{I_b^{AL}}{1 + \left(\frac{f}{FL}\right)^2}$$

Der Term $2qI_b$ stellt das Schrotrauschen des Basis-Emitter pn-Überganges dar, über die Faktoren AF , KF , und FB wird der Funkelrauschbeitrag eingestellt während AL , KL und FL den Rauschbeitrag infolge von Generations- und Rekombinations-Prozessen berücksichtigen.

Die Rauschspannungsdichte des Emitterwiderstandes R_e teilt sich auf in den thermischen Beitrag sowie einen $1/f$ -Beitrag nach Hooge [20] und wird dargestellt durch

$$(5.3) \quad \frac{\langle u_{re} \rangle}{\Delta f} = kTR_e + \frac{\alpha R_e^2 I^2}{N} \frac{1}{f} \quad \alpha = 10^{-6} \dots 10^{-3}$$

Die Beschreibung des 1/f-Rauschens durch zwei Rauschquellen erfolgt bei dem am FBH verfügbaren Modell des GaInP/GaAs-HBT für den Schaltungssimulator ADS. Standardmäßig steht für die Simulation von Bipolartransistoren jedoch nur das Gummel-Poon-Modell zur Verfügung; hier erfolgt die Beschreibung des 1/f-Rauschens nur durch die Basisrauschstromquelle nach Gl. 5.2. Notwendig ist die Einführung einer zweiten Quelle wegen der starken Abhängigkeit des 1/f-Rauschens von der Quellimpedanz, also der Belastung der Basis-Emitter-Strecke, [21]. Messungen haben ergeben, daß bei niederohmigem Abschluß dieses deutlich geringer ausfällt als bei hochohmigem Abschluß, vgl. Abb. 5.2.

Die Beschreibung des 1/f-Rauschens im Gummel-Poon-Modell nach Gl. 5.2 gelingt immer nur für denjenigen Abschluss der Basis-Emitter-Diode genügend gut, für den der entsprechende Parametersatz extrahiert wurde. In Tab. 5.1 zeigt die zur Rauschsimulation verwendeten Parameter, welche aus Meßwerten nach Abb. 5.2 gewonnen wurden. Eine gute Übereinstimmung von Meßwerten und Simulationsergebnissen ist zu erkennen.

Parameter	10 Ω	10k Ω
AF	1.2	1.2
KF	7e-6	2.5e-5
FB	0.7	0.6
AL	0.6	0.4
KL	8e-11	4e-11
FL	3e7	1e7

Tab. 5.1: Parametersatz für Gl. 5.2 für nieder- und hochohmige Belastung der Basis-Emitter-Diode. Angepaßt wurden die Meßwerte nach Abb. 5.2

5.1.1. Niederohmige Belastung der Basis-Emitter-Strecke. Abb. 5.3 zeigt Stromlaufplan und Chipfoto eines 2.6GHz GaAs-VCOs in Colpitts-Konfiguration. Laut Spezifikation sollte dieser Self-Biased sein, also auch ohne extern angelegte Basisspannung funktionieren. Dies wurde durch einen auf dem Chip befindlichen Widerstandsteiler erreicht. Um die Oszillatorgüte nicht durch diesen Teiler zu degradieren, wurde dieser durch den LC-Tiefpaß, bestehend aus L_b, C_b , von den frequenzbestimmenden Elementen entkoppelt. Der für niedriges 1/f-Rauschen erforderliche niederohmige Abschluß der Basis-Emitter Strecke wird zweckmäßig durch Anschalten eines Kondensators von einigen μF (parallel zu C_b) an dem für diesen Zweck nach außen geführten DC-Pad erreicht. Ohne externe Belastung trägt nur der Widerstandsteiler mit einigen hundert Ohm zu einer sehr geringfügigen Reduktion des 1/f-Rauschens

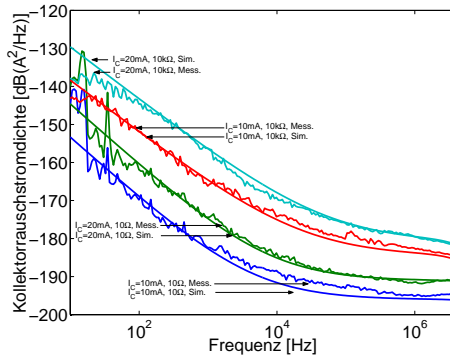


Abb. 5.2: Kollektorrauschstromdichte über der Frequenz für verschiedene Kollektorströme und niederohmige (10 Ohm) bzw. hochohmige (10 kOhm) Belastung der Basis- Emitter- Strecke; HBT $2\times 3\times 30\mu\text{m}^2$

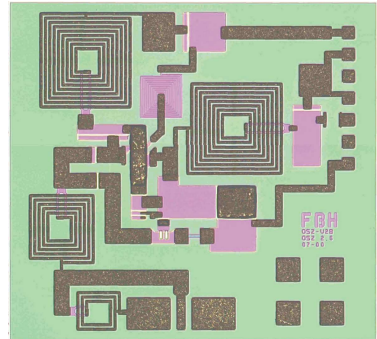
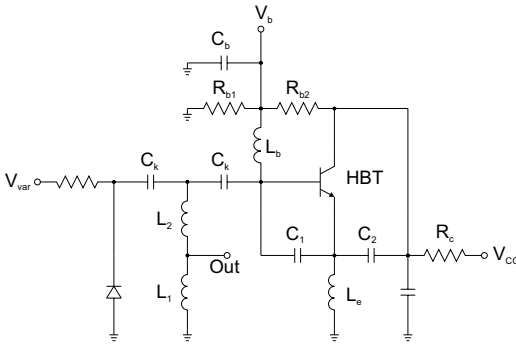


Abb. 5.3: Stromlaufplan und Chipfoto des 2.6GHz-Colpitts VCOs. Größe: $1\times 1\text{mm}^2$

bei - der auf dem Chip integrierte Blockkondensator C_b ist aufgrund seiner Größe nur im HF-Bereich wirksam. Abb.5.4 zeigt das gemessene Phasenrauschen mit und ohne niederohmige Belastung. Die niederohmige Last wurde dabei durch einen $10\mu\text{F}$ -Kondensator erzielt. Eine Erhöhung dieses Wertes zeigte keine weitere messbare Verbesserung. Deutlich zu erkennen ist der Einfluß für niedrige Ablagefrequenzen: bei 1kHz beträgt die Phasenrauschreduktion rund 5dB, oberhalb von 10kHz ist jedoch keine Wirkung mehr nachweisbar.

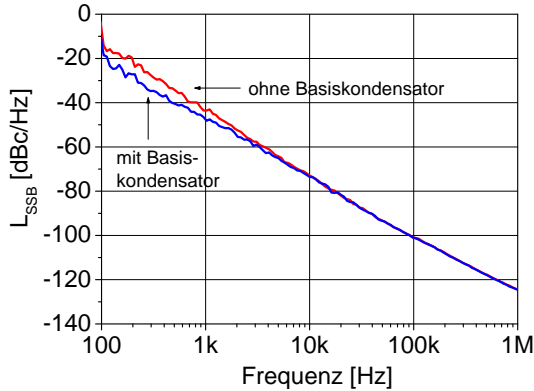


Abb. 5.4: Phasenrauschen des 2.6GHz-Oszillators nach Abb. 5.3 für niederohmige ($10\mu\text{F}$) und hochohmige (Leerlauf) Belastung der Basis-Emitter-Strecke

5.1.2. Verringerung des 1/f-Rauschens durch Gegenkopplung.

Ansätze, das Phasenrauschen durch Regelschleifen zu reduzieren, gibt es seit geraumer Zeit. Am bekanntesten ist der Einsatz der Phasenregelschleife, PLL. Für den Einsatz im System und die Erzeugung besonders phasenrauscharmer Signale gibt es eine Reihe von Rauschunterdrückungssystemen mittels Feedforward- und Feedback-Regelschleifen, vgl. [22]. Aufgrund ihrer Komplexität scheiden sie für den Entwurf von MMIC meist aus.

Eine sehr einfache Regelschleife besteht bereits aus einem nicht überbrückten Emitterwiderstandes von einigen zehn Ohm zur Stabilisierung des Arbeitspunktes gegen Temperatur- und Versorgungsspannungsschwankungen. Einem Vorschlag von Rohde [23], [15] folgend kann das Phasenrauschen durch Rückkopplung des Niederfrequenzrauschens des Oszillatortransistors reduziert werden.

Dazu wird ein zusätzlicher Transistor (oder OPV) eingeführt, der, betrieben in Emitterschaltung, eine Phasendrehung von 180° für niedrige Frequenzen bewirkt und das invertierte Rauschsignal auf die Basis des Oszillatortransistors führt. Das ist gleichbedeutend mit einer Reduktion der Verstärkung für niedrige Frequenzen, also einer Gegenkopplung. Wenn der Regeltransistor bei sehr kleinem Strom betrieben wird, ist das durch diesen zusätzlich eingebrachte Rauschen vernachlässigbar.

Allerdings wurden in Rohde [23] und [15] lediglich Simulationsergebnisse und keine experimentellen Nachweise präsentiert. Realisiert wurde diese Schaltung in [24] für einen 10GHz SiGe-Oszillator. Es wurden Phasenrauschwerte von $-79..-87\text{dBc}@100\text{kHz}$ in Abhängigkeit von der Varaktorspannung erreicht.

Eine wirkliche Funktionskontrolle ist das jedoch nicht, weil sich die Regelung nicht ein- und ausschalten ließ. Vergleichbare oder bessere Phasenrauschwerte wurden auch ohne eine derartige Maßnahme von [25] und [26] für 23 bzw. 22GHz SiGe-VCOs angegeben und belegen somit den Stand der Technik für diese Technologie.

Beispiel: Um die Wirksamkeit der vorgeschlagenen Methode zu untersuchen, wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit der in Abb. 5.3 dargestellte Oszillator mit einer externen Rückkopplung nach Abb. 5.5 ausgestattet. Der

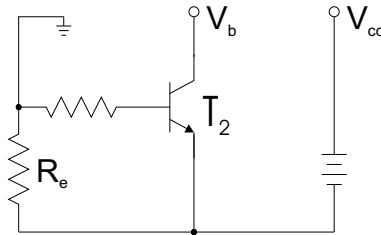


Abb. 5.5: Externe Zusatzschaltung zum 2.6GHz-Oszillator nach Abb. 5.3 zur NF-Gegenkopplung

Chip wird weiterhin mit koaxialen Proberspitzen angetastet; die negative Versorgungsleitung (Masse) wird aber nicht direkt sondern über den Widerstand R_e mit dem Netzteil verbunden. Die HF-Umgebung und die Schwingfrequenz ändern sich durch diese Maßnahme nicht. Der bei einem Stromfluß einsetzende Spannungsabfall steuert die Basis des Rückkoppeltransistors T_2 . Dessen Kollektor-Emitter-Strecke liegt parallel zu R_{B1} und stabilisiert somit den Arbeitspunkt des Oszillatortransistors, was einer Gegenkopplung für das NF-Rauschen entspricht. Abb. 5.6 zeigt eine Reduktion des Phasenrauschens um 5 bis 7dB für Ablagefrequenzen kleiner 10kHz. Zwischen 10kHz und 100kHz liegt das Phasenrauschen bei Betrieb mit Regelung sogar leicht darüber und ist möglicherweise auf erhöhtes Kombinations-Rekombinationsrauschen des Regeltransistors zurückzuführen. Erhöhtes Phasenrauschen in diesem Frequenzbereich hat sich als stark von der Wahl des Regeltransistors T_2 abhängig erwiesen - zum Einsatz kamen verschiedene NF-Siliziumbipolartransistoren wie BC236, BC548,... . Der experimentelle Aufbau ist nicht unproblematisch wegen der teilweise langen Verbindungsleitungen zwischen angeprobter Oszillator- und externer Regelschaltung, woraus sich u.U. Masseschleifen ergeben können (Einkopplung von Störungen siehe Abb. 5.6 unterhalb 1MHz).

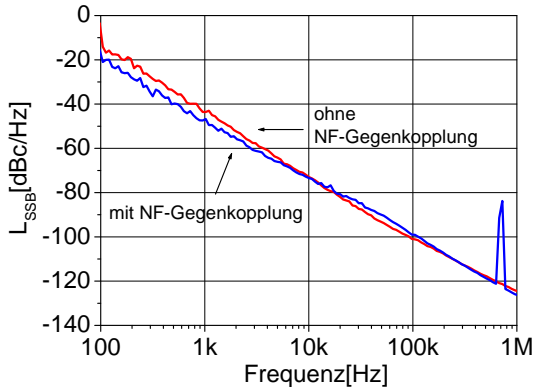


Abb. 5.6: Oszillatorphasenrauschen des 2.6GHz-Oszillators nach Abb. 5.3 bei Betrieb mit und ohne Regelschaltung entsprechend Abb. 5.5

Zusammenfassung: Die Bedeutung eines geringen NF-Rauschens für die Realisierung von phasenrauscharmen Oszillatoren ist unumstritten. Dennoch bleiben Maßnahmen zur Reduktion des Phasenrauschens durch eine gezielte Verringerung des NF-Rauschens wenn nicht wirkungslos, so doch begrenzt wirksam für kleine Ablagefrequenzen unterhalb von 10kHz. Dasselbe Verhalten wurde auch in [17] beobachtet, wo durch die Einführung der Ledge-Technologie zwar erheblich geringeres Niederfrequenzrauschen erreicht werden konnte, die damit prozessierten Oszillatoren jedoch sogar schlechteres Phasenrauschen (bei großen Ablagefrequenzen) aufwiesen, was mit veränderten DC- und HF-Parametern des Transistors und in der Folge degradiertes Oszillatorgüte erklärt wurde. Erst für kleine Ablagefrequenzen konnte eine Phasenrauschverbesserung (simulativ) festgestellt werden.

Vor dem Hintergrund, daß eine PLL gerade Phasenrauschen bei sehr kleinen Ablagefrequenzen hervorragend ausregelt, muß die Wirksamkeit dieser Maßnahme als unzureichend beurteilt werden.

5.2. Maximierung der belasteten Güte

Folgt man dem Ansatz nach Leeson [7], so verhält sich das Einseitenbandphasenrauschen umgekehrt proportional zum Quadrat der Oszillatorgüte Q . Eine Steigerung der Güte um den Faktor 2 beispielsweise hätte eine theoretische Phasenrauschverbesserung um $6dB$ zur Folge. Aufgrund dieser starken Abhängigkeit ist es beim Oszillatordesign immer oberste Prämisse, die belastete Güte zu maximieren.

Eine allgemeine Definition der Güte ergibt sich aus der Ableitung der Phase nach der Frequenz:

$$(5.4) \quad Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega \rightarrow \omega_0}$$

Im folgenden wird für die Fälle des Oszillators mit T- bzw II-Rückkopplung die Oszillatorgüte aus der Schleifenverstärkung in Abhängigkeit von den Elementen im Rückkopplungszweig bestimmt.

5.2.1. Oszillator mit T-Rückkopplung. Wegen der Randbedingungen des MMIC-Schaltungsentwurfs werden Oszillatoren mit serieller Rückkopplung nach Abb. 5.7 solchen mit paralleler Rückkopplung, Abb. 5.14, meist vorgezogen. Ein ausgezeichneter Resonator, dessen belastete Güte separat bestimmt werden könnte, ist jedoch nicht vorhanden. Vielmehr bewirken alle extern am Transistor angeschalteten Blindelemente, aber auch der Transistor selbst, eine frequenzabhängige Phasendrehung und damit einen Beitrag zur belasteten Güte. Der Oszillator wird als rückgekoppelter Verstärker betrachtet.

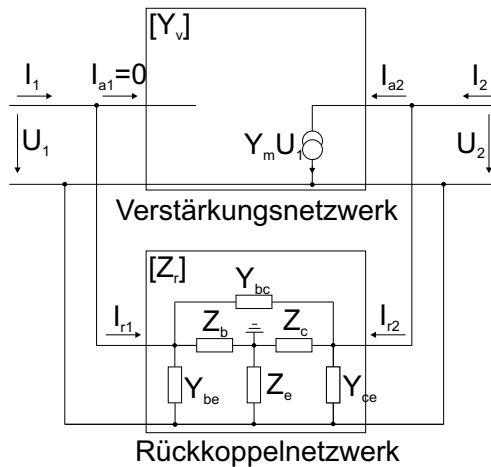


Abb. 5.7: Oszillator mit T-Rückkopplung; Aufteilung des Oszillators in einen Verstärkungs- und einen Rückkopplungsteil zur Bestimmung der Oszillatorgüte

tet. Der Verstärkerteil wird dabei nur noch aus der komplexen Stromquelle Y_m gebildet, im Rückkoppelteil sind neben den extern angeschalteten Elementen die restlichen Y-Parameter Y_{bc} , Y_{be} und Y_{ce} des HBT integriert. Der HBT wird zweckmäßig in Y-Parametern durch $[Y_v]$ beschrieben, das Rückkoppelnetzwerk dagegen in Z-Parametern durch $[Z_r]$:

$$(5.5) \quad Y_v = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ Y_m & 0 \end{bmatrix}$$

$$(5.6) \quad Z_r = \begin{bmatrix} Z_{r11} & Z_{r12} \\ Z_{r12} & Z_{r22} \end{bmatrix}$$

Mit den Substitutionen

$$(5.7) \quad Z_x = Z_b Z_c + Z_b Z_e + Z_c Z_e$$

$$(5.8) \quad Y_x = Y_{be} Y_{ce} + Y_{bc} (Y_{be} + Y_{ce})$$

$$(5.9) \quad Y_y = Y_{be} + Y_{ce}$$

erhält man

$$(5.10) \quad Z_{r12} = \frac{Z_e + Y_{bc} Z_x}{1 + Z_x Y_x + Z_e Y_y + (Y_{be} + Y_{bc}) Z_b + (Y_{ce} + Y_{bc}) Z_c}$$

Das resultierende Gesamtnetzwerk ergibt sich aus der Summe der Y-Matrizen $Y_{ges} = Z_r^{-1} + Y_v$. Die Forderung nach endlichen Spannungen bei verschwindenden Strömen führt zu:

$$(5.11) \quad \Delta[Y_{ges}] = \frac{1 + Z_{r12} Y_m}{-\Delta[Z_r]} = 0$$

welche gelöst wird durch die sogenannte charakteristische Gleichung

$$(5.12) \quad 0 = 1 + Z_{r12} Y_m$$

Die Schleifenverstärkung S_ν ist definiert durch

$$(5.13) \quad S_\nu = Z_{r12} Y_m = |S_\nu| e^{j\phi}$$

mit der Betrags- und Phasenbedingung

$$(5.14) \quad -1 = Z_{r12} Y_m$$

$$(5.15) \quad \pi = \arg(Z_{r12} Y_m)$$

Durch Einsetzen von Gl. 5.13 in Gl. 5.4 ergibt sich die Oszillatorgüte aus der Schleifenverstärkung:

$$(5.16) \quad Q = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d\phi(Z_{r12} Y_m)}{d\omega} \right|_{\omega \rightarrow \omega_0}$$

5.2.1.1. *Finden der optimalen Rückkoppelemente für $Z_c = 0$.* Für das Gleichungssystem, bestehend aus Gl. 5.14 und 5.15 mit den drei Unbekannten Z_e, Z_b, Z_c , gibt es keine eindeutige Lösung. Aufgrund der Komplexität des Ausdrucks 5.10 kann dieses im Gegensatz zu Oszillatoren mit Π -Rückkopplung, Kap. 5.2.2, nicht auf einfache Weise analytisch nach einem der drei Rückkoppelemente aufgelöst werden, so daß sich die beiden anderen als Funktion des dritten ergeben. Ein Lösungsweg für dieses Problem wurde in [27] aufgezeigt.

Eine deutliche Vereinfachung des Gleichungssystems erhält man für den Spezialfall $Z_c = 0$, welcher aus folgenden Gründen von gesteigertem Interesse ist:

- Simulationen haben gezeigt, daß für diese Wahl von Z_c innerhalb eines großen Variationsbereiches der übrigen Elemente Instabilität erzielt werden kann.
- Es ergibt sich ein kleiner Flächenbedarf der Schaltung, da diese Impedanz durch einen Kondensator von wenigen pF , abhängig von der Schwingfrequenz, realisiert werden kann.
- Weiterhin kann von solchen Oszillatoren eine differentielle Version auf besonders einfache Weise abgeleitet werden, vgl. Chipfotos in Abb. 5.11 und 6.15, indem die Schaltung bezüglich des Kollektors gespiegelt und an dieser Stelle zusammengeschaltet wird. Die um 180° zueinander phasenverschobenen Signale bei differentiellen Oszillatoren führen dann zu einer virtuellen Masse an dieser Stelle, so daß sich wieder dieselbe Schwingfrequenz wie bei dem Fundamentaloszillator ergibt. Beide Varianten lassen sich dann bezüglich ihrer Rauscheigenschaften gut miteinander vergleichen, vgl. Kap. 6.4.

Zur Bestimmung der Elemente Z_b und Z_e wird zunächst Gl. 5.15 so umgestellt, daß sich beispielsweise Z_e als Funktion von Z_b berechnen läßt. Dieses Wertepaar wird dann in Gl. 5.14 zur Berechnung der Schleifenverstärkung eingesetzt. Ist diese kleiner -1, besteht Instabilität und die gewählten Rückkoppelemente führen zu einem schwingfähigen System. Als weitere Vereinfachung wird im folgenden nur der Spezialfall rein reaktiver Rückkoppelemente X anstelle von komplexen Rückkoppelementen Z betrachtet. Die Y-Parameter des HBT wurden aus gemessenen und deembeddeden S-Parametern bestimmt.

Abb. 5.8 zeigt für den $1 \times 3 \times 30 \mu m^2$ -HBT die aus der Phasenbedingung bei einer Sollschwingfrequenz von 19GHz ermittelten Rückkoppelemente. Die Blindwiderstände wurden in Induktivitäts- und Kapazitätswerte umgerechnet, um eine Vorstellung von den benötigten Größenordnungen zu geben.

Zur Berechnung der Güte werden die Wertepaare X_b, X_e unter Annahme linearer Frequenzabhängigkeit

$$(5.17) \quad \textit{kapazitiv} \quad \rightarrow \quad X_C(\omega + \Delta\omega) = X_C(\omega) \frac{\omega}{\omega + \Delta\omega}$$

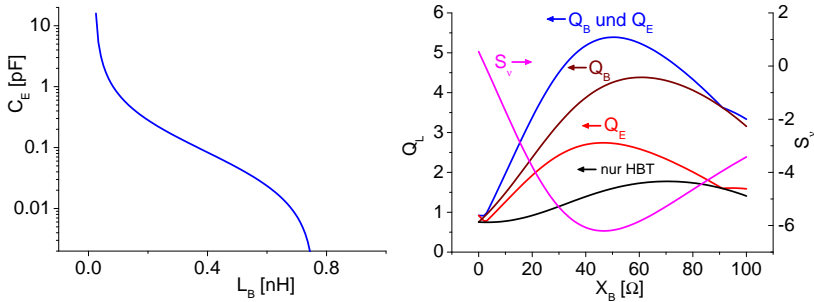


Abb. 5.8: links: Rückkoppellemente C_e und L_b ; rechts: Einfluß der Elemente $X_e = \frac{1}{j\omega C_e}$ und $X_b = j\omega L_b$ auf die belastete Güte; $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT bei $I_c = 18 \text{mA}$ und $f = 19 \text{GHz}$; $Z_c = 0$

$$(5.18) \quad \text{induktiv} \quad \rightarrow \quad X_L(\omega + \Delta\omega) = X_L(\omega) \frac{\omega + \Delta\omega}{\omega}$$

in Gl. 5.16 eingesetzt. Um herauszufinden, welches der beiden Elemente X_b , X_e den größten Einfluß auf die Güte hat, wird die Güte für folgende Annahmen errechnet:

1. X_b, X_e sind nicht frequenzabhängig \rightarrow „nur HBT“ in Abb.5.8 bis 5.9
2. nur X_e frequenzabhängig \rightarrow „ Q_E “
3. nur X_b frequenzabhängig \rightarrow „ Q_B “
4. X_b, X_e frequenzabhängig \rightarrow „ Q_B und Q_E “

Ein Vergleich der errechneten Güten für verschiedene HBTs in Abb.5.8 und 5.9 ergibt folgende Erkenntnisse:

- In allen Fällen ist die belastete Güte am größten, wenn sowohl X_b als auch X_e frequenzabhängig sind (oberste Kurve).
- Der Beitrag einer frequenzabhängigen Basisreaktanz ist in allen Fällen höher als der Beitrag einer frequenzabhängigen Emitterreaktanz.
- Als frequenzunabhängig angenommene Rückkoppellemente X_b und X_e ergeben die geringste belastete Güte („nur HBT“). Nur die frequenzabhängigen Y-Parameter des HBT selbst tragen dann zu einer Phasendrehung bei.

Die über X_b aufgetragene Schleifenverstärkung S_v muß für Instabilität kleiner als -1 sein und stellt damit ein weiteres Kriterium für die Auswahl der optimalen Rückkoppellemente dar. Maximum der Güte und Minimum der Schleifenverstärkung treten fast gleichzeitig auf.

Für die Schleifenverstärkung gilt mit steigender Fingerzahl:

- Der Bereich, innerhalb dessen die Schleifenverstärkung kleiner als -1 ist, sinkt.

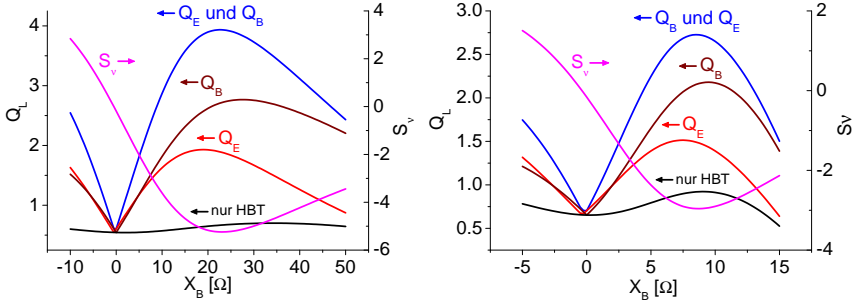


Abb. 5.9: Einfluß der Elemente X_e und X_b auf die belastete Güte; links: $2 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT bei $I_c = 36 \text{mA}$ rechts: $4 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT bei $I_c = 80 \text{mA}$; $f = 19 \text{GHz}$, $Z_c = 0$

- Der Betrag der Schleifenverstärkung sinkt ebenfalls.

Darüber hinaus wird deutlich, daß mit steigender Fingerzahl die für optimale Güte erforderlichen Induktivitätswerte immer kleiner werden. Der zu beobachtende Einbruch der berechneten Gütewerte für $X_b \rightarrow 0$ ergibt sich aus der Tatsache, daß die Frequenzabhängigkeit $\lim_{L_b \rightarrow 0} \frac{d\omega L_b}{d\omega}$ dieses Elements ebenfalls zu Null wird.

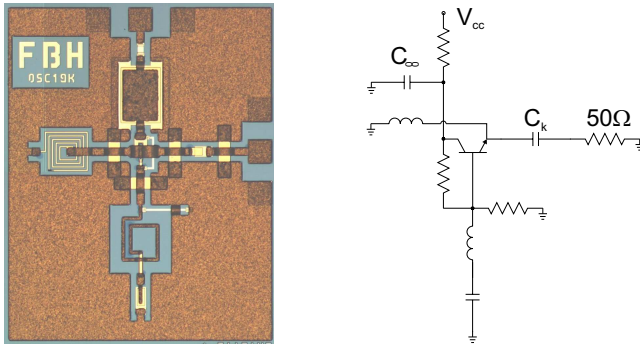


Abb. 5.10: Chipfoto und Schaltbild von OSC19K mit $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT, Chipfläche: $660 \times 840 \mu\text{m}^2$

5.2.1.2. *Messungen.* Abb. 5.10 und 5.11 zeigt 19GHz-Festfrequenzoszillatoren mit geerdetem Kollektor, d.h. $Z_c = 0$, welche prozessiert wurden, um den Einfluß der Güte auf das Phasenrauschen zu untersuchen. Die Schaltungen sind weitgehend identisch, unterscheiden sich nur in der Emitterbeschaltung. Während bei OSC19K der 50Ω -Ausgang über einen 0.2pF -Kondensator

an den Emitter geführt wird, sorgt bei OSC19I ein II-Filter zwischen Ausgang und Emitter für eine Transformation der Last. Durch die Transformation der Last mittels kapazitivem Spannungsteiler wird der Lastwiderstand zunächst in Richtung größerer Impedanzen transformiert, anschließend erfolgt eine Phasendrehung mittels Koplanarleitung und Koppelkondensator C_k in den kapazitiven Bereich, so daß sich wieder dieselbe Schwingfrequenz einstellt wie im Falle des OSC19K. Daraus ergeben sich geringere Verluste und durch die zusätzlichen Blindelemente im Ausgangsschwingkreis auch eine erhöhte Phasensteilheit.

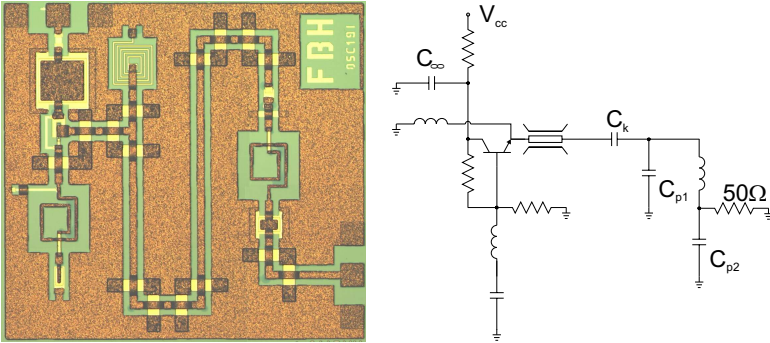


Abb. 5.11: Chipfoto und Schaltbild von OSC19I mit $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT, Chipfläche: $900 \times 850 \mu\text{m}^2$

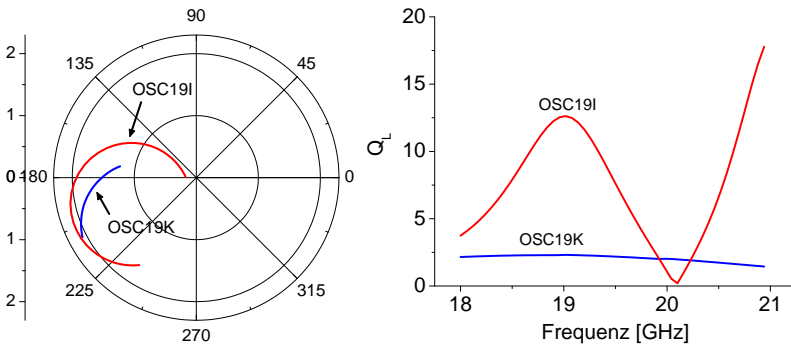


Abb. 5.12: links: $S_\nu = f(\omega)|_{18..21\text{GHz}}$, rechts: $Q_L = \left| \frac{\omega}{2} \frac{d\phi_{S_\nu}}{d\omega} \right|$

In Abb. 5.12 sind die simulierte Schleifenverstärkung S_V und die daraus abgeleitete Güte Q_L im Frequenzbereich von 18 bis 21GHz dargestellt. Die Y-Parameter des HBT wurden aus gemessenen und dembeddeten S-Parametern bestimmt, Z_e und Z_b wurden unter Verwendung von Kleinsignalersatzschaltbildern über der Frequenz simuliert und dann in Gl. 5.7 eingesetzt.

Die Oszillatorschwingfrequenz ergibt sich als Schnittpunkt des Graphs von S_V mit der reellen Achse, wobei der Wert -1 von einer im Uhrzeigersinn drehenden Ortskurve eingeschlossen werden muß. Für OSC19K wird damit eine Schwingfrequenz von 20GHz, für OSC19I von 19GHz bestimmt. Die Güte

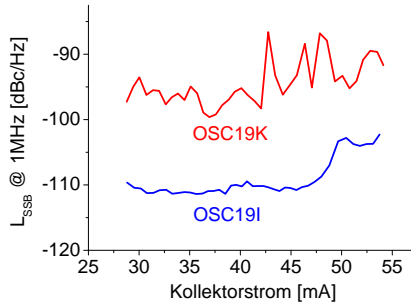


Abb. 5.13: Gemessenes Phasenrauschen

kann nun für beide Oszillatoren aus Gl 5.16 berechnet werden und ist in Abb. 5.12 rechts dargestellt. Gut zu erkennen ist, daß OSC19I das Gütemaximum (≈ 12) genau bei 19GHz erreicht, während die Güte von OSC19K (≈ 2) deutlich geringer ist und auch kein ausgeprägtes Maximum aufweist.

Der Phasenrauschunterschied beider Oszillatoren, vgl. Abb.5.13, entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit dem quadratischen Verhältnis der Gütewerte und damit der Voraussage nach Leeson, Gl. 2.14:

$$(5.19) \quad \Delta L_{SSB} = 10 \log \left(\frac{Q_{OSC19I}}{Q_{OSC19K}} \right)^2 = 15.5 \text{ dB}$$

5.2.1.3. *Zusammenfassung.* Es wurde für den Spezialfall $Z_C = 0$ gezeigt, daß der Beitrag der am Emitter bzw. an der Basis angeschalteten Elemente zur belastete Oszillatorgüte zum einen von der Wahl der Elementwerte, zum anderen aber auch von der Fingerzahl abhängig ist. Die höchste belastete Güte wird in jedem Fall erreicht, wenn an beiden Transistoranschlüssen möglichst stark phasendrehende Elemente angeschlossen werden. Dazu können die Einzelelemente beispielsweise durch Serien- oder Parallelschwingkreise ersetzt werden, die durch entsprechende Ankopplung die gleiche Impedanz bei der Schwingfrequenz aufweisen wie die Einzelelemente.

Anhand von Messungen konnte die Verbesserung des Phasenrauschens durch Güteerhöhung nachgewiesen werden - die Verbesserung entspricht dabei der theoretischen Vorhersage.

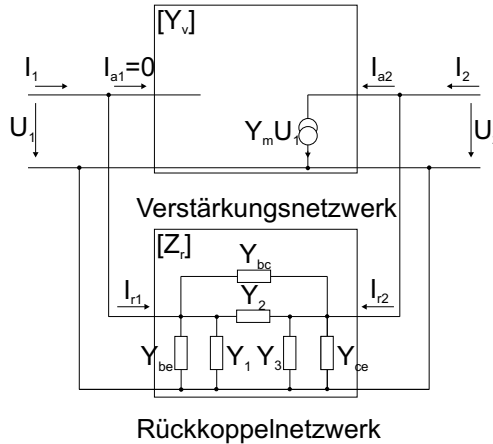


Abb. 5.14: Oszillator mit Π -Rückkopplung

5.2.2. Oszillator mit Π -Rückkopplung. Wird für das Rückkoppelnetzwerk eine Π -Rückkopplung gewählt, so ergeben sich aufgrund der ebenfalls in Π -Anordnung vorliegenden HBT-Elemente einfachere Gleichungen als in dem vorstehenden Beispiel. Dadurch ist es möglich, Betrags- und Phasenbedingungen (5.14 und 5.15) analytisch zu lösen. Im Gegensatz zum Vorgehen in Kapitel 5.2.1 werden hier beide Gleichungen exakt gelöst, d.h. es kann auch ein Wert für die Schleifenverstärkung vorgegeben werden. Da das Gleichungssystem aber immer noch unterbestimmt ist, muß man wieder eine Variable als Laufvariable vorgeben und kann die anderen beiden dann berechnen. Im folgenden wurde Y_2 als Laufvariable vorgegeben - dies ist jedoch willkürlich und ohne Einfluß auf die Gültigkeit der Ergebnisse. Erhält man im Ergebnis rein imaginäre Werte für die Rückkoppellemente Y_1 und Y_3 , so kann der Oszillator mit passiven Rückkoppellementen realisiert werden. Ein negativer reeller Anteil bedeutet, daß an diesem Transistoranschluß Energie eingespeist werden muß - der Oszillator ist mit passiven Elementen nicht realisierbar. Ein positiver Anteil erfordert zusätzliche Verluste im Rückkoppelnetzwerk. Für die Z-Parameter des Rückkoppelnetzwerkes Z_r erhält man:

$$(5.20) \quad Z_r = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_2 + Y_{be} + Y_{bc} & -Y_2 - Y_{bc} \\ -Y_2 - Y_{bc} & Y_2 + Y_3 + Y_{ce} + Y_{bc} \end{bmatrix}^{-1}$$

Bei der analytischen Lösung des Gleichungssystems erhält man ein Paar von Lösungen für Y_1 und Y_3 . Abb. 5.15 und 5.16 zeigen diese beiden Lösungen für eine vorgegebene Schleifenverstärkung von $S_\nu = -1.5$.

5.2.2.1. *Belastete Güte bei $f=10\text{GHz}$.* In den folgenden Berechnungen der belasteten Güte wird ein Lastwiderstand $R_L = 50\Omega$ zwischen Kollektor und Emitter angesetzt, obwohl man bezüglich der Ankopplung des Ausganges große Freiheitsgrade hat und diesen nach Möglichkeit hochohmig ausführen sollte, siehe auch Kap. 5.2.2.2. Die Berücksichtigung erfolgt somit als Realteil von Y_3 oder Y_{ce} .

Analog zum vorstehenden Kapitel wurde untersucht, welches der Rückkoppelemente einen besonders großen Einfluß auf die Oszillatorgüte hat. Dazu wurde für die Elemente eine lineare Frequenzabhängigkeit, wie sie bei Einsatz konzentrierter Elemente L und C vorliegt, angesetzt:

$$(5.21) \quad \textit{kapazitiv} \quad \rightarrow \quad Y_C(\omega + \Delta\omega) = Y_C(\omega) \frac{\omega + \Delta\omega}{\omega}$$

$$(5.22) \quad \textit{induktiv} \quad \rightarrow \quad Y_L(\omega + \Delta\omega) = Y_L(\omega) \frac{\omega}{\omega + \Delta\omega}$$

Die Abb. 5.15 und 5.16 zeigen die beiden Lösungen des Gleichungssystems. Es werden nur die Imaginärteile der Elementwerte dargestellt, weil über den gesamten Bereich, mit Ausnahme in der Umgebung von $Y_2 = 0$, sichergestellt wurde, daß der Realteil Null ist. In der Umgebung von $Y_2 = 0$ werden Y_1 und Y_3 auch zu Null - somit liegt hier der (stabile) unbeschaltete HBT vor. Ebenfalls dargestellt ist die numerisch berechnete Güte, wobei folgende Annahmen gemacht wurden:

1. nur Y_1 frequenzabhängig \rightarrow „ Q_1 “ in Abb.5.15 bis 5.16
2. nur Y_2 frequenzabhängig \rightarrow „ Q_2 “
3. nur Y_3 frequenzabhängig \rightarrow „ Q_3 “
4. Y_1, Y_2, Y_3 frequenzabhängig \rightarrow „ $Q_{1,2,3}$ “

Folgende Zusammenhänge lassen sich ablesen:

- Y_1 und Y_3 wachsen linear mit Y_2 , und zwar in beide Richtungen. Dabei nimmt Y_1 schnell sehr große Werte an; Leitwerte, die vom Betrage her größer als 1 sind, lassen sich erstens nicht mehr als verlustlos annehmen und insbesondere die Kapazitäten scheiden aufgrund der verfügbaren Layoutfläche aus.
- Die erzielbare belastete Güte der Colpitts- und Harteykonfigurationen entsprechen einander für gleiche Beträge der Rückkoppelemente, d.h sie entsprechen einander bezüglich der Frequenzstabilität (siehe auch [28]). Allerdings können große Kapazitäten in der Regel verlustärmer als kleine Induktivitäten realisiert werden, weshalb meist die Colpitts-konfiguration verwendet wird.

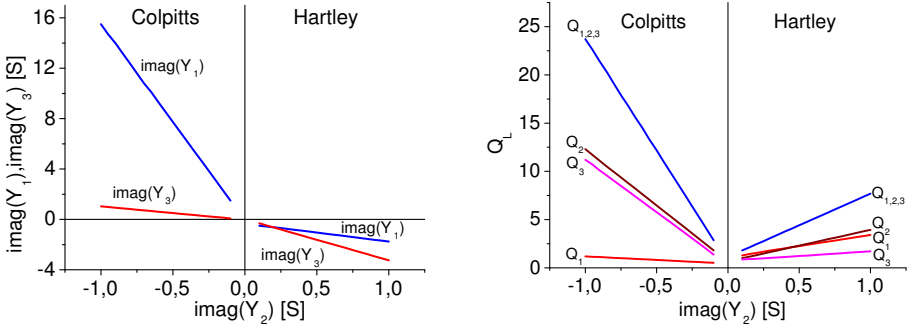


Abb. 5.15: **Lösung 1:** links: Imaginärteile der Rückkoppelemente Y_1 bis Y_3 für eine gewählte Schleifenverstärkung von $S\nu = -1.5$; rechts: Belastete Güte Q_L in Abhängigkeit von den Rückkoppelementen. $f=10\text{GHz}$, $\text{HBT } 2 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$, $I_C = 60\text{mA}$

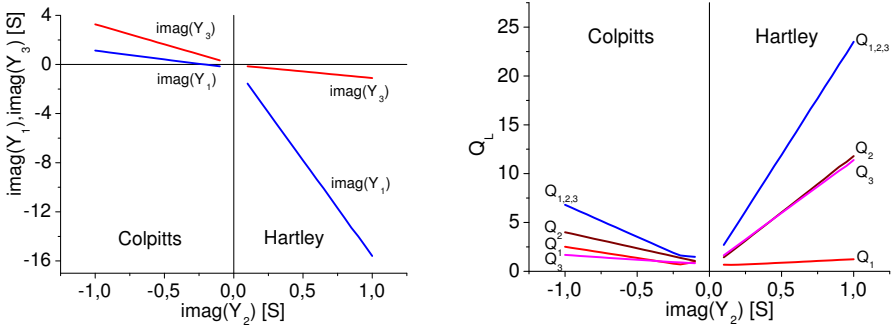


Abb. 5.16: **Lösung 2:** links: Imaginärteile der Rückkoppelemente Y_1 bis Y_3 für eine gewählte Schleifenverstärkung von $S\nu = -1.5$; rechts: Belastete Güte Q_L in Abhängigkeit von den Rückkoppelementen. $f=10\text{GHz}$, $\text{HBT } 2 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$, $I_C = 60\text{mA}$

- Für $Y_2 \approx 0$ ergibt sich, wie schon beschrieben, keine Lösung mit passiven Elementen. Für $Y_2 < 0$ in Abb. 5.15 ist der Beitrag eines frequenzabhängig angenommenen $Y_1(\omega)$ zur belasteten Güte am geringsten, während $Y_2(\omega)$ und $Y_3(\omega)$ in etwa gleich stark wirken. Werden

alle Rückkoppellemente frequenzabhängig angesetzt, ergibt sich erwartungsgemäß die höchste belastete Güte.

5.2.2.2. *Frequenzabhängigkeit der belasteten Güte.* Aus Gl. 3.18 ist bekannt, daß zwei von drei Rückkoppellementen immer dasselbe, das dritte jedoch das entgegengesetzte Vorzeichen haben muß. Sind Y_1 und Y_3 kapazitiv und Y_2 induktiv (Abb. 5.14), spricht man vom Colpittsoszillator. Diese Konfiguration erscheint wegen der bereits angesprochenen leichteren Realisierbarkeit großer verlustarmer Kondensatoren besonders aussichtsreich für den MMIC-Entwurf und soll im folgenden weiter untersucht werden. Eine Abschätzung

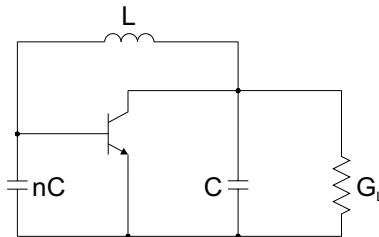


Abb. 5.17: Colpittsoszillator

der belasteten Güte des Colpitts-Oszillators nach Abb. 5.17 leistet folgende Gleichung:

$$(5.23) \quad Q_{L,analytisch} = \frac{1}{G_L} \left(\frac{n+1}{n} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Die Herleitung von Gl. 5.23 ist in Kap. 9.1 angegeben. Die Maßnahmen zur Gütesteigerung lassen sich somit direkt ablesen:

1. Wahl eines möglichst kleinen Lastleitwertes G_L zur Leistungsauskopplung (lose Ankopplung des Ausganges, z.B. kleiner Trennkondensator). Dadurch verringert sich zwangsläufig die Ausgangsleistung.
2. Wahl eines möglichst kleinen Kapazitätsverhältnisses n . Nach der Anschwingbedingung 3.20 muß n aber größer als 1 sein. Deshalb ist die für die Güte optimale Wahl $n = 1$ (Kondensatoren zwischen Basis-Emitter bzw. Kollektor-Emitter möglichst gleich groß)
3. Wahl eines hohen C/L -Verhältnisses

Im folgenden soll ein Vergleich erfolgen zwischen der numerisch berechneten Güte unter Verwendung gemessener S-Parameter für den HBT einerseits und der analytisch berechneten Güte nach Gl. 5.23 andererseits für jeweils gleiche Parameter. Dazu müssen $S\nu$, R_L und Y_2 vorgegeben werden. Abb.5.18 vergleicht analytisch und numerisch berechnete Güte für $S\nu = -1.5$,

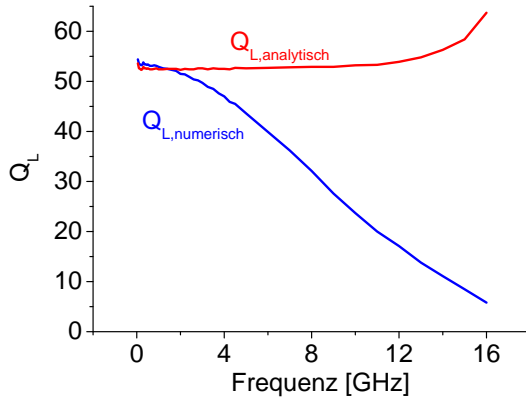


Abb. 5.18: Vergleich der analytisch und numerisch berechneten Güte Q_L über der Frequenz für $R_L = 50\Omega$ an der Stelle $Y_2 = -1S$. HBT $2 \times 3 \times 30 \mu m^2$, $I_C = 60 mA$, $S\nu = -1.5$

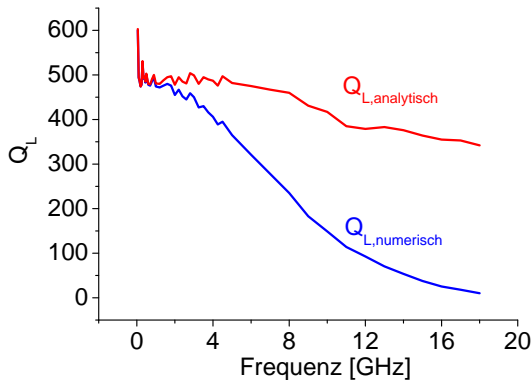


Abb. 5.19: Vergleich der analytisch und numerisch berechneten Güte Q_L über der Frequenz für $R_L = 500\Omega$ an der Stelle $Y_2 = -1S$. HBT $2 \times 3 \times 30 \mu m^2$, $I_C = 60 mA$, $S\nu = -1.5$

$R_L = 50\Omega$ und $Y_2 = -1S$. Wie der Vergleich zeigt, nimmt die simulierte Güte mit steigender Schwingfrequenz kontinuierlich ab, ganz im Gegensatz zur analytischen Näherungslösung. Oberhalb von 16GHz ist der Oszillator in der klassischen Colpitts-Konfiguration (mit den gewählten Parametern) nicht

mehr schwingfähig, obwohl f_T und f_{max} viel höher liegen. Eine Erhöhung der Schwingfrequenz ist nur durch Verkleinerung der den Transistor kurzschließenden Rückkoppeladmittanzen möglich.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.19 der Fall $R_L = 500\Omega$ dargestellt. Es können wesentlich höhere Güten erreicht werden und auch die maximale Schwingfrequenz ist gestiegen, von 16GHz auf ca. 18GHz. Die Charakteristik eines mit der Frequenz einhergehenden Güteabfalles ist geblieben. Eine Übereinstimmung von analytischer und simulierter Güte existiert ebenfalls nur für kleine Frequenzen. Der Grund für die Übereinstimmung liegt in den sehr großen Leitwerten bei kleinen Frequenzen, die viel größer sind als die des Transistors und damit vernachlässigt werden können. Die Annahmen, für die Gl. 5.23 hergeleitet wurde, stimmen dann sehr gut.

Offensichtlich strebt die Güte für kleine Frequenzen gegen den Betrag des Lastwiderstandes R_L . Das läßt sich wie folgt erklären: Bei kleinen Frequenzen ist $Re(Y_m)$ sehr hoch und damit auch das Verhältnis n der Rückkoppelkapazitäten. Damit gilt

$$(5.24) \quad \left(\frac{n+1}{n} \right)^{3/2} \rightarrow 1$$

Dadurch gilt für die Gesamtkapazität der beiden in Serie geschalteten Kapazitäten $C_{ges} \approx C$. Durch die (willkürliche) Wahl von $Y_2 = -1S$ gilt $\sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{1}{\Omega}$, wodurch schließlich von Gl. 5.23 nur noch

$$(5.25) \quad Q_L = \frac{1}{\Omega G_L}$$

übrig bleibt. Einer beliebigen Güteverbesserung durch Vergrößerung von R_L wirkt jedoch insbesondere $Re(Y_{ce})$ entgegen.

5.2.2.3. *Phasenrauschsimulation beim Colpittsoszillator.* Wenn der vorstehend beschriebene Zusammenhang zwischen Güte und Größe der Rückkoppelwerte zutrifft, so muß sich das auch gemäß Leesongleichung im simulierten bzw. gemessenen Phasenrauschen niederschlagen. Abb.5.20 zeigt das mit ADS [29], simulierte Phasenrauschen eines 10GHz Festfrequenzoszillators in 100KHz Abstand vom Träger sowie die simulierte Schwingfrequenz. Die Schaltung entspricht Abb. 5.17. Für den HBT wurde ein am FBH entwickeltes Großsignalmodell, [30], verwendet. Als Lastwiderstand wurden $R_1 = 50\Omega$ bzw. $R_2 = 500\Omega$ angesetzt.

Es wurden insgesamt 21 Großsignal-Analysen durchgeführt, wobei als Parameter der Leitwert Y_2 diente, welcher im Bereich von -0.1 bis -10S variiert wurde. Gleichzeitig wurden die Elemente Y_1 und Y_3 ebenfalls für eine konstante Schwingfrequenz geändert, wobei aus Abb.5.15 links folgende lineare Näherung eingeführt wurde:

$$(5.26) \quad Y_1 = -16Y_2 \quad \text{bzw.} \quad Y_3 = -16Y_2/15$$

Der Zusammenhang entspricht zum einen der Steigung der Geraden, zum anderen erfüllt sie gleichzeitig die Phasenbedingung 3.18. Die dargestellte Schwing-

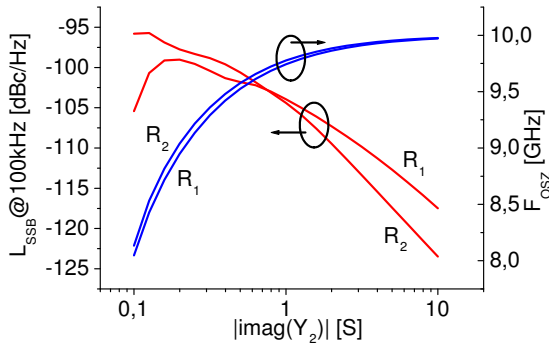


Abb. 5.20: Mit ADS [29] simuliertes Phasenrauschen sowie simulierte Schwingfrequenz als Funktion des Rückkoppel-elementes Y_2 . Zielfrequenz: 10GHz. HBT2x3x30 μm^2

frequenz nähert sich mit steigendem $|Y_2|$ immer mehr dem Zielwert von 10GHz. Diese kann bereits mittels der Thomsonschen Schwingungsgleichung nur aus den Rückkoppel-elementen errechnet werden. Das bedeutet aber nichts anderes, als daß der Transistor zunehmend an Einfluß verliert und damit auch das Phasenrauschen sinkt.

Im 500 Ω -Fall erkennt man für $Y_2 > 1$ eine Phasenrauschabnahme von 6dB je Verdopplung von Y_2 . Da zwischen Y_2 und Q_L ebenfalls ein linearer Zusammenhang besteht, hat man hier die Voraussage nach Leeson bestätigt. Im 50 Ω -Fall setzt der Übergang in den quadratischen Bereich später ein, sodass sich oben beschriebener Zusammenhang erst später ergibt.

5.2.2.4. *Zusammenfassung.* Für die Phasenrauschminimierung durch Güterhöhung ergeben sich für den Oszillator mit II-Rückkopplung folgende Konsequenzen:

- Die Oszillatorgüte wächst mit dem Betrag der Rückkoppeladmittanzen; infolge von Platzlimitierung und einsetzenden Verlusten sind diese jedoch nicht beliebig vergrößerbar.
- Der sich durch eine besonders hohe Frequenzkonstanz auszeichnende Colpitts-Oszillator hat eine obere Grenzfrequenz, bei der die Oszillatorgüte gegen Null geht. Darüber erfolgt eine Umverteilung von Rückkoppelkondensatoren bzw. -induktivitäten. Ursache ist der Vorzeichenwechsel des Y_m .

- Der Lastwiderstand hat einen sehr großen Einfluß auf die maximal erzielbare Güte und sollte so groß wie möglich gestaltet, bzw. sehr lose angekoppelt werden.
- Einen Ausweg aus der Frequenzlimitierung des Colpitts-Oszillators bietet der „Push-Push“-Oszillator, vgl. Kap. 6. Bei Abgriff der zweiten Harmonischen in der virtuellen Masse wird dadurch der Lastwiderstand für die Grundwelle nahezu unsichtbar, wodurch die Oszillatorgüte weiter erhöht wird.

5.3. Einfluß des Varaktors

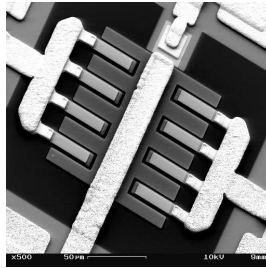


Abb. 5.21: Einsatz eines 4-Finger Varaktors im differentiellen Oszillator

Obwohl jeder Oszillator eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Abhängigkeit der Schwingfrequenz von der Betriebsspannung aufweist, die teilweise einige GHz erreichen kann, ist in der Regel ein separater Steuereingang für die Frequenzeinstellung gefordert, um insbesondere eine schnelle Verstimmbarkheit zu ermöglichen. Eine schnelle Modulation der Schwingfrequenz ist über die Betriebsspannung durch die sehr großen Abblockkondensatoren nicht möglich und in der Regel auch nicht erwünscht. Dennoch ist es denkbar, auch diese Abhängigkeiten zu nutzen, um beispielsweise Technologie- oder Temperaturschwankungen, die ja sehr langsame Prozesse darstellen, auch über die Betriebsspannung zu kompensieren. Dadurch ergibt sich ein geringerer notwendiger Variationsbereich der Varaktorkapazität und ein daraus resultierendes besseres Phasenrauschen. In Abhängigkeit von der verfügbaren Technologie können die Varaktoren verschieden ausgeführt werden:

- In einer HBT-Technologie bietet sich der Einsatz von pn-Dioden an, da diese sozusagen nebenbei anfallen und keinen zusätzlichen Technologeschritt erfordern. Die Größe der Sperrschichtkapazität und die Form der Spannungsabhängigkeit hängen dabei vom Dotierungsprofil des pn-Überganges ab. Da die Dotierung jedoch für den HBT optimiert wurde,

ist nicht zu erwarten, daß man aus den HBT-Schichten auch Varaktoren mit besonders großer Kapazitätsvariation herstellen kann. Gegebenenfalls wären zusätzliche Epitaxieschritte nur für die Varaktoren denkbar, was jedoch zu höheren Kosten und u.U. Problemen mit der Ausbeute führt.

- Hat man dagegen eine FET-Technologie, so bieten sich unmittelbar Schottkydioden als Varaktoren an.
- In einer BiCMOS-Technologie stehen neben pn-Dioden noch MOS-Dioden zur Verfügung; die Auswahl zwischen beiden wird hinsichtlich des geforderten Abstimmereiches und der frequenzabhängigen Varaktorgüte erfolgen.

Will man ohne zusätzliche Epitaxieschichten für die Varaktoren auskommen, stehen der Basis-Emitter-Übergang sowie der Basis-Kollektor-Übergang für den Einsatz als Varaktoren zur Verfügung. Die höhere Dotierung des Emitter bietet zwar die höhere Sperrschichtkapazität bei $U = 0V$, der Ausdehnung der Raumladungszone in den (verglichen mit der viel höher dotierten Basis) Emitter hinein mit zunehmender Sperrspannung sind jedoch aufgrund der sehr geringen Emitterschichtdicke schnell Grenzen gesetzt. Aus diesem Grunde werden am FBH ausschließlich Basis-Kollektor-Übergänge eingesetzt.

Vergleicht man das Phasenrauschen eines Festfrequenzoszillators mit seiner frequenzvariablen Variante (beispielsweise innerhalb desselben Testfeldes auf demselben Wafer), die sich also nur in dem Einsatz eines Varaktors anstelle einer Festkapazität unterscheiden, so fällt das Phasenrauschen der Festfrequenzvariante stets besser aus. Dafür gibt es im Wesentlichen drei Ursachen:

1. Mit steigender geforderter Abstimmbandbreite ($\frac{MHz}{V}$) wird die Empfindlichkeit der Sperrschichtkapazität gegenüber Rauschquellen immer größer
2. Die realisierbaren Güten der Varaktoren liegen stets unter denen von MIM-Kondensatoren gleicher Kapazität
3. Bei geringen Sperrspannungen kann der Varaktor durch die über diesem abfallende hochfrequente Wechselfspannung in den leitenden Bereich durchgesteuert werden. Dadurch sinkt die Resonatorgüte beträchtlich

Allen Ursachen gemeinsam ist, daß sie mit steigender Sperrspannung an Einfluß verlieren. Umgekehrt sind bei geringen Sperrspannungen meist alle Effekte gleichzeitig vertreten, was eine dezidierte Zuordnung erschwert oder unmöglich macht.

5.3.1. Störungseinkopplung. Wichtiger als die pro Chipfläche erzielbare maximale Sperrschichtkapazität ist ein möglichst großer Variationsbereich C_{max}/C_{min} der Sperrschichtkapazität über der angelegten Varaktorspannung. Dazu wird gegebenenfalls bis in den Durchlaßbereich angesteuert; hier sinken die erzielbaren Gütewerte jedoch stark ab. Für ideale pn-Übergänge mit einem

abrupten Dotierungsprofil ($n=2$) besteht zwischen der Sperrschichtkapazität und der angelegten Spannung folgender Zusammenhang:

$$(5.27) \quad C_s(U) = \frac{C_{s0}}{\left(1 - \frac{U}{U_d}\right)^2}$$

Mit wachsender negativer Vorspannung nimmt die Steigung der $C(U)$ -Kennlinie ab und damit auch die Empfindlichkeit gegenüber Rausch- oder Störungseinkopplungen über den Ziehspannungseingang.

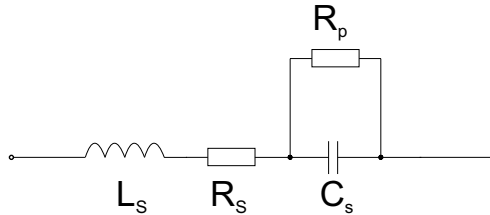


Abb. 5.22: Varaktor-Kleinsignalersatzschaltbild

5.3.2. Varaktorgüte. Zur Bestimmung der Ersatzelemente der Varaktordiode dient das Kleinsignalersatzschaltbild nach Abb.5.22. Der Verlustwiderstand R_p nimmt erst im Durchlaßbetrieb kleine Werte an; im Sperrbetrieb kann er vernachlässigt werden. Die Serieninduktivität L_s kann für eine Abschätzung der Güte vernachlässigt werden. Für diese ergibt sich

$$(5.28) \quad Q = \left| \frac{Im(Z_s)}{Re(Z_s)} \right| = \frac{1}{\frac{1}{\omega R_p C_s} + \frac{R_s}{\omega R_p^2 C_s} + \omega R_s C_s} \approx \frac{1}{\frac{1}{\omega R_p C_s} + \omega R_s C_s}$$

Die Varaktorgüte ist abhängig von der Sperrspannung und der Grenzfrequenz. Wegen der Dominanz von R_s und C_s kann Gl. 5.28 weiter vereinfacht werden zu

$$(5.29) \quad Q \approx \frac{1}{\omega R_s C_s}$$

Daraus ergibt sich eine einfache Abschätzung für die Grenzfrequenz des Varaktors

$$(5.30) \quad f_g = \frac{1}{2\pi R_s C_s}$$

Aus Gl.5.27 und 5.29 folgt, daß die Varaktorgüte mit steigender Sperrspannung ansteigt. Dem entspricht eine damit einhergehende Verringerung des Oszillatorphasenrauschens, die bei den allermeisten VCOs beobachtet werden kann. Abb.5.23 stellt das exemplarisch dar.

5.3.3. HF-Gleichrichtung. Wird der Varaktor bei kleinen Vorspannungen betrieben, besteht die Gefahr, daß dieser durch die über diesem abfallende hochfrequente Wechselspannung in Vorwärtsrichtung betrieben wird. Durch den dabei einsetzenden exponentiellen Stromfluß führt das zu einer starken Degradation der Oszillatorgüte. Eine HF-Gleichrichtung durch einen vorwärtsgepolten Varaktor äußert sich durch folgende Merkmale:

- Im Oszillatorbetrieb kann am Varaktorport mit einem hochohmigen Voltmeter eine Spannung von einigen Volt nachgewiesen werden.
- Mißt man den Stromfluß über der angelegten Ziehspannung, so erfolgt zunächst ein Stromfluß aus dem Varaktorport hinaus. Der Strom geht gegen Null, wenn die Ziehspannung mit der im Leerlauf nachgewiesenen Spannung übereinstimmt.
- Da die Ziehspannung erst die Schwelle der gleichgerichteten Spannung übersteigen muß, kommt es u.U. zu einer Wendestelle in der Abstimmkennlinie, vgl. Abb. 6.21. Das ist meist nicht erwünscht.

Abhilfe kann geschaffen werden durch:

- Einsatz des Varaktors an einer Stelle mit geringem HF-Pegel. Dadurch kann dieser im Idealfall nicht mehr durchgesteuert werden. An einer solchen Stelle ist dann meist ein großer kap. Leitwert erforderlich, gleichbedeutend mit einem großen Varaktor.
- Einsatz eines antiseriellen Varaktors. Zwei Dioden werden antiseriell zusammengeschaltet. Der Flußfall wird somit ausgeschlossen. Gegenüber dem einfachen Varaktor verdoppelt sich die benötigte Chipfläche durch den seriellen Einsatz bei gleichbleibender Gesamtkapazität.
- Lose Ankopplung des Varaktors; dadurch wird jedoch auch immer die Abstimmbandbreite herabgesetzt.

Messungen: Abb. 5.23 zeigt die Degradation des Phasenrauschens des in Kap. 7.1 vorgestellten 10GHz-Oszillators infolge von Gleichrichtung der Hochfrequenz über dem Varaktor. Bei diesem wurde kein antiserieller Varaktor eingesetzt. Eine deutliche Phasenrauschverschlechterung ist zu erkennen für Ziehspannungen $U_{zieh} \leq 3V$. Daß sich durch den Einsatz von antiseriellen Varaktoren zumindest die Wendepunkte in der Abstimmcharakteristik verhindern lassen, beweist der Vergleich der Abstimmkurve der modifizierten Variante mit antiseriellen Varaktor in Abb. 6.24 mit derjenigen ohne antiseriellen Varaktor in Abb. 6.21. Eine gleichgerichtete Spannung ließ sich nicht mehr detektieren. Das Phasenrauschen hat sich durch diese Maßnahme allerdings nicht verbessert. Das kann zum einen daran liegen, daß bei diesen Messungen der Frequenzteiler angeschlossen war, der die Varaktoren zusätzlich belastet, zum anderen daran, daß das Biasnetzwerk der Varaktoren mehr Verluste einbringt oder aber die antiserielle Struktur selbst einen höheren Verlustwiderstand hat als der einfache Varaktor.

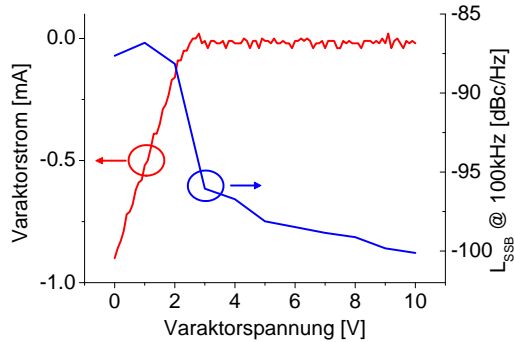


Abb. 5.23: Degradation des Phasenrauschens durch den Einfluß des Varaktors; VCO10B aus KMM13

5.4. Arbeitspunktabhängigkeit (Kurokawa-Kriterium)

Oszillatoren zeigen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Abhängigkeit der wichtigen Kenngrößen Leistung, Frequenz und Phasenrauschen von den Betriebsparametern, allgemein als Arbeitspunktabhängigkeit bezeichnet. Die wichtigsten Betriebsparameter sind die Betriebsspannungen und \sim ströme sowie die Temperatur. Während bei frequenzvariablen Oszillatoren eine möglichst hohe Abhängigkeit der Schwingfrequenz von der Ziehspannung, d.h. eine möglichst große Kapazitätsvariation des Varaktors über der Ziehspannung, erwünscht ist, soll sich der Oszillator gegenüber Betriebsspannungsschwankungen weitgehend unempfindlich verhalten. Die Arbeitspunktabhängigkeit, auch bekannt als “frequency pushing” oder “pushing factor”, soll also möglichst gering sein. In [31] wird die Möglichkeit der Phasenrauschreduzierung durch Arbeitspunktstabilisierung für einen Gunn-Oszillator gezeigt. Ebenso wie die Leesongleichung um den Beitrag der Abstimmteilheit des Varaktors erweitert werden kann [15] ist dies auch für den “pushing factor” $\left(\frac{\delta f}{\delta V_0}\right)$ möglich [31]:

$$(5.31) \quad S_{\Phi}(f_m) = \frac{f_0^2 KTB}{Q_L^2 P_C f_m^2} + \frac{\left(\frac{\delta f}{\delta V_0}\right)^2 N}{f_m^3}$$

Die Abhängigkeit eines Oszillators von seinen Betriebsparametern ist praktisch umgekehrt proportional zur realisierbaren Oszillatorgüte, da der Einfluß der aktiven Bauelemente auf die Schwingfrequenz immer größer wird - diese wird damit nicht mehr nur vom Resonator bestimmt. Da Frequenzschwankungen und Phasenschwankungen miteinander verkoppelt sind, ergibt sich auch

eine mit wachsender Arbeitspunktabhängigkeit einhergehende Phasenrauschverschlechterung, die allgemein beobachtet werden kann.

Kurokawa schlug erstmals die Einführung eines Kriteriums für den Entwurf phasenrauscharmer Oszillatoren vor [32, 33]. Ausgehend von einem Reflexionsoszillator trennte er diesen in einen den negativen Widerstand generierenden frequenzunabhängigen aktiven Teil und den frequenzbestimmenden Resonatorteil auf, der jedoch arbeitspunktunabhängig ist. Diese Modellvorstellung entsprach den seinerzeit weit verbreiteten Diodenoszillatoren, bei denen das aktive Element (z.B. die Gunn-Diode) allein durch den eingestellten Arbeitspunkt einen breitbandigen negativen Eingangswiderstand liefert, sehr gut. Es ergeben sich die beiden Ortskurven des Resonatorreflexionsfaktors als Funktion der Frequenz und des (inversen) Reflexionsfaktors des aktiven Teiles als Funktion des Arbeitspunktes. (Da es sich bei der wechselseitigen Umrechnung zwischen S-, Y- und Z- Parametern um konforme Abbildungen handelt, gilt das Kurokawa- Kriterium jeweils in allen Parametern) Die Schwingfrequenz ergibt sich als Schnittpunkt beider Kurven. Der Winkel, unter dem sich beide Kurven schneiden, entscheidet über das Phasenrauschen. Das Kurokawa-Kriterium postuliert ein Phasenrauschminimum, wenn sich beide Kurven unter einem Winkel von 90° schneiden. In diesem Fall vollzieht sich die Phasenwinkeländerung des aktiven Teiles infolge einer Arbeitspunktverschiebung rechtwinklig zur Resonator Kurve und hat damit den geringsten Einfluß auf die Schwingfrequenz und damit das Phasenrauschen (Umgekehrt finden sich für den Fall, daß sich beide Kurven unter einem Winkel von 0° schneiden, beliebig viele Schwingfrequenzen und maximales Phasenrauschen)

Insgesamt ist das Kurokawa-Kriterium nur umständlich auswertbar, da abwechselnd eine Simulation des frequenzbestimmenden Teils über der Frequenz und des aktiven Teiles über dem Arbeitspunkt durchgeführt werden muß. Da vor der Simulation der Kurvenschnittpunkt, aus dem sich die Schwingfrequenz ergibt, und die sich aus der Dämpfung des Resonatorteiles ergebende notwendige Entdämpfung, aus dem der Arbeitspunkt des aktiven Elementes resultiert, unbekannt sind, ist eine iterative Vorgehensweise notwendig. Besondere Schwierigkeiten bereitet jedoch bei Transistoroszillatoren die Zerlegung in einen *nur* frequenzabhängigen Resonatorteil und einen *nur* arbeitspunktabhängigen Verstärkerteil. Bei der Oszillatoranalyse mit Hilfe der charakteristischen Gleichung 5.12 entspricht $Z_{r12}(f)$ der Resonator Kurve und $Y_m(Ap)$ der Verstärkerkurve. Durch die in Z_{r12} enthaltenen Y-Parameter des Transistors wird dieses aber ebenso arbeitspunktabhängig wie Y_m frequenzabhängig ist.

Einfacher ist die Untersuchung der Ableitung der Schleifenverstärkung (5.13) nach dem Arbeitspunkt auf eine Nullstelle. In diesem Fall wird auch die Arbeitspunktabhängigkeit der im Rückkoppelnetzwerk enthaltenen Y-Parameter sowie die Frequenzabhängigkeit von Y_m berücksichtigt. Abb.5.24 zeigt

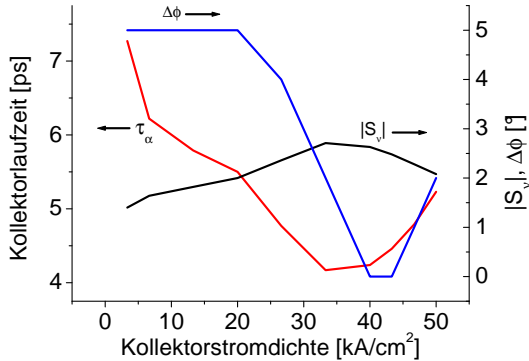


Abb. 5.24: Kollektorlaufzeit sowie Betrag und Phase der Schleifenverstärkung S_ν über der Kollektorstromdichte; $2 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ HBT aus KMM2

den Betragsverlauf von S_ν eines 19GHz-Oszillators. Ebenfalls dargestellt ist $\Delta\phi$

$$(5.32) \quad \Delta\phi = 180^\circ - \text{phase} \left(S_\nu|_{19.3\text{GHz}, 40\text{kA/cm}^2} \right)$$

als Abweichung der Phase der Schleifenverstärkung von 180° und damit von der Oszillatorphasenbedingung. Da diese frequenz- und arbeitspunktabhängig ist, wurden die Werte (willkürlich) bei 19.3GHz und 40kA/cm^2 festgestellt. Diese Darstellung ist sinnvoll, weil es sich bei S_ν um die Offenschleifenverstärkung handelt. Wird die Kollektorstromdichte größer oder kleiner, sinkt die Phase der Schleifenverstärkung. Dies führt im Oszillatorbetrieb zu einer steigenden Oszillatorfrequenz. Deutlich zu erkennen ist ein Minimum von $\Delta\phi$ und ein Maximum des Betrages zwischen $35 \dots 40 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$.

Ursache für die Extremwerte der Schleifenverstärkung ist das Minimum der Kollektorlaufzeit, welches ebenfalls im Bereich von $35 \dots 40 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ auftritt. In Abb. 5.24 ist die Gesamtlaufzeit des intrinsischen Transistors über der Kollektorstromdichte aufgetragen. Die Normierung auf die Stromdichte wurde gewählt, weil alle HBT, unabhängig von der Fingerzahl, dieses Verhalten zeigen.

Die Laufzeit wurde entsprechend [30] aus denselben gemessenen S-Parametern wie für die Simulation der Schleifenverstärkung für einen $2 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ HBT unter Annahme von $\omega_\alpha \rightarrow \infty$ extrahiert:

$$(5.33) \quad \tau_\alpha = \frac{-\arg \left(\frac{Y_{21} - Y_{12}}{Y_{11} + Y_{22}} \right)}{\omega} \Bigg|_{f=19\text{GHz}}$$

Die Gesamtlaufzeit setzt sich zusammen aus Emitterladezeit τ_{BE} , der Basislaufzeit τ_B sowie der Kollektorlaufzeit τ_C , wobei letztere beiden dominieren. Während die Basislaufzeit unabhängig vom Arbeitspunkt ist, zeigt τ_C eine starke Abhängigkeit von der Kollektorstromdichte (Kirk-Effekt [34], siehe auch [35])

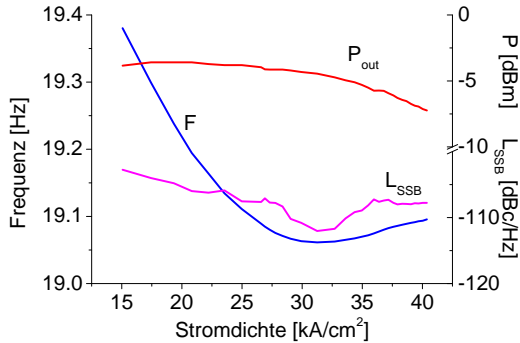


Abb. 5.25: Abhängigkeit von Frequenz F , Leistung P_{out} und Phasenrauschen $L_{SSB}@1MHz$ über der Kollektorstromdichte eines 19GHz-VCOs mit $2 \times 3 \times 30 \mu m^2$ HBT; VCO19F aus KMM2

Abb.5.25 zeigt beispielhaft die Arbeitspunktabhängigkeit von Frequenz, Leistung und Phasenrauschen eines 19GHz-VCO über der Kollektorstromdichte mit einem deutlichen Phasenrauschminimum zwischen 30 und 35 $\frac{kA}{cm^2}$ (Das gleiche Phasenrauschminimum wurde auch im Falle des DOSC19I gemessen, vgl. Tab. 6.4).

5.5. Zusammenfassung

Die Abhängigkeit des Phasenrauschens vom Arbeitspunkt konnte im Rahmen dieser Arbeit bei zahlreichen Oszillatoren meßtechnisch festgestellt werden. Als günstiger Betriebsbereich haben sich Kollektorstromdichten zwischen 30 und 35 kA/cm^2 herausgestellt, was dem Betrieb bei minimaler Kollektorlaufzeit entspricht. Hinsichtlich der praktischen Relevanz muß jedoch festgestellt werden, daß die Einhaltung von Oszillatorspezifikationen immer in einem breiten Betriebsspannungsbereich gefordert wird und sich damit diese Maßnahme zur Phasenrauschreduktion nicht eignet. Gegebenenfalls ist hier der Einsatz von Konstantstromquellen ein gangbarer Weg.

Vergleiche von bis auf den Varaktor baugleichen verstimmbaren und nicht verstimmbaren Oszillatoren auf demselben Wafer zeigen eine Phasenrauschverschlechterung von typisch 10dB. Diese kann nur durch eine losere Varaktorankopplung und damit einhergehender Reduktion der Abstimmbandbreite reduziert werden. Besonders negativ wirkt sich der Varaktor bei kleinen Ziehspannungen aus. Das einzig wirksame Mittel scheint hier die ausschließliche Verwendung antiserieller Varaktoren, da alle anderen sofort zu einem geringeren Abstimmbereich führen.

Das $1/f$ -Rauschen konnte nur für kleine Ablagefrequenzen unterhalb von 10kHz im einstelligen dB-Bereich reduziert werden. Da der interessierende Bereich bei 100kHz liegt, müssen solche Maßnahmen als nicht ausreichend betrachtet werden.

Vergleicht man die untersuchten Methoden zur Phasenrauschreduktion auf ihre Wirksamkeit, so ist das größte Potential eindeutig in der Maximierung der Oszillatorgüte zu suchen. Eine Güteerhöhung wirkt breitbandig, über alle Ablagefrequenzen, und unabhängig vom Arbeitspunkt. Phasenrauschverbesserungen im zweistelligen dB-Bereich konnten meßtechnisch nachgewiesen werden. Für Oszillatoren mit T-Rückkopplung ergeben sich Gütemaxima in Abhängigkeit von den angeschalteten Reaktanzen am Emitter bzw. an der Basis. Bei Oszillatoren mit II-Rückkopplung müssen die Rückkoppelemente möglichst große Leitwerte erreichen.

Konkret bedeutet das für den Colpitts-Oszillator möglichst große Kapazitäten parallel zur Basis-Emitter- bzw. Kollektor-Emitter-Strecke. Da damit eine Reduktion der erreichbaren Schwingfrequenzen unmittelbar einhergeht, wird als Ausweg im folgenden das Konzept des „Push-Push“-Oszillators auf seine Eignung zur Phasenrauschreduktion untersucht.

KAPITEL 6

Vorteile von „Push-Push“-Oszillatoren für die Generierung von Millimeterwellen

„Push-Push“-Oszillatoren stellen einen Spezialfall von gekoppelten Oszillatoren dar. Unter gekoppelten Oszillatoren versteht man im allgemeinen beliebig viele mittels eines Netzwerkes miteinander verbundene freischwingende Oszillatoren, die aufgrund dieser Verkopplung eine Reihe besonderer Eigenschaften aufweisen, die sie für bestimmte Anwendungen interessant machen. Zu diesen Eigenschaften zählen:

- Erhöhung der nutzbaren Ausgangsleistung wobei diese entweder an ebensoviele Verbraucher geliefert wird, wie Oszillatoren vorhanden sind, oder aber mittels Kombiner akkumuliert wird
- Feste Phasenbeziehungen der Einzelooszillatoren untereinander
- Reduktion des Phasenrauschens [36],[33]

Eine Anwendung gekoppelter Oszillatoren ist die Ansteuerung von Antennenarrays [37]: Durch die Zuordnung je einer Antenne zu einem Oszillatorausgang erhält diese die volle Ausgangsleistung. Durch Verkopplung der Oszillatoren untereinander erhält man einen definierten Phasenversatz von einem Oszillator zum nächsten und somit auch von einer Antenne zur jeweils benachbarten. Durch Veränderung der untereinander bestehenden Phasenbeziehungen ist es möglich, die Hauptabstrahlrichtung des Antennensystems zu verändern.

Als „Push-Push“-Oszillator bezeichnet man einen im Gegentakt arbeitenden Oszillator. Dieser Typ ist wegen folgender Eigenschaften von besonderem Interesse:

1. Generierung von geradzahigen Harmonischen: Entlang der Symmetrieebene löschen sich das Fundamentalsignal und alle ungeradzahigen Vielfachen aus, die zweite Harmonische und alle geradzahigen Vielfachen überlagern sich dagegen konstruktiv. Legt man den Ausgang genau in die Symmetrieebene, so enthält das Ausgangssignal an dieser Stelle nur geradzahlige Harmonische, siehe Abb. 6.2. Da für die Grundwelle an dieser Stelle eine virtuelle Masse existiert, ist die Last für die Grundwelle nicht sichtbar. Dadurch steigen Immunität gegen Laständerungen, vgl. Kap. 4.1, und Oszillatorgüte, vgl. Kapitel 5.2.2.

Die Amplitude der geraden Harmonischen hängt von dem Harmonisengehalt des Oszillatorsignales ab und ist eine Funktion der Aussteuerung, vgl. Kapitel 6.3.

2. Generierung differentieller Signale: Bedingt durch das Schaltungsprinzip haben die Signale in den beiden Teilhälften eine starre Phasenbeziehung von 180° . Dadurch ist es leicht möglich, ein differentielles Ausgangssignal zu erzeugen. Differentielle Signale haben eine erhöhte Immunität gegen Störungen und sind in der Digitaltechnik weit verbreitet (LVDS,...).
3. Darüber hinaus ist es auch möglich den Oszillator mit Ausgängen sowohl für ein Signal bei der zweiten Harmonischen als auch für ein differentielles Signal bei der Grundwelle zu versehen. Angeregt durch [38] wurde ein VCO bei 38GHz mit differentiellen Ausgängen bei 19GHz verwirklicht, siehe Kap. 7.3. Bei Verwendung der zweiten Harmonischen als Nutzsignal können die differentiellen Ausgänge eine PLL treiben, die nur noch die halbe Frequenz verarbeiten können muß (vgl. Kap. 6.6).
4. Generierung von Signalen oberhalb der Grenzfrequenz der verwendeten Transistoren [39],[40]

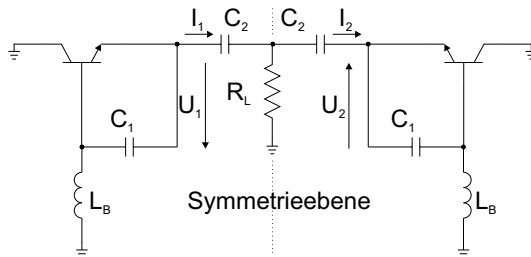


Abb. 6.1: Prinzipschaltbild eines „Push-Push“-Colpittsoszillators mit Auskopplung der zweiten Harmonischen.

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst auf die speziellen Erfordernisse des Schaltungsdesigns von „Push-Push“-Oszillatoren eingegangen. Anschließend wird gezeigt, daß sich durch Anwendung dieses Prinzips höhere Güten erreichen lassen als mit Fundamentalsoszillatoren. Der Einfluß des Verhältnisses der Rückkoppelkondensatoren auf Ausgangsleistung und Phasenrauschen wird experimentell und durch Simulationen untersucht, ebenso wie die infolge von Kopplungseffekten mögliche Phasenrauschreduktion gegenüber Einzelsoszillatoren.

Abschließend wird noch auf zwei sehr nützliche Eigenschaften von „Push-Push“-Oszillatoren eingegangen: die hohe Immunität gegenüber Laständerungen und die gleichzeitige Nutzung von Signalen bei der Fundamentalfrequenz und der zweiten Harmonischen.

6.1. Schaltungsdesign

Abb. 6.1 zeigt das HF-Schaltbild eines differentiellen Colpitts-Oszillators. Die differentielle Variante kann aus der Grundschaltung auf einfache Weise durch Spiegelung bezüglich einer Symmetrieebene abgeleitet werden, welche durch eine Anzahl von Masseverbindungen gelegt wird. Betrachtet man die Symmetrieebene als elektrische Wand, so fließt der hindurchtretende Strom in derselben Richtung weiter, während sich die Spannungen vor und hinter der Wand in der Richtung umkehren. Entlang der elektrischen Wand ist die Spannung gleich Null. Es gilt also

$$(6.1) \quad U_1 = U_2, \quad I_1 = I_2$$

Umgekehrt entsteht der Gleichtaktfall durch Betrachtung der Symmetrieebene als magnetische Wand: Die Richtung der Ströme kehrt sich um und das Vorzeichen der Spannungen bleibt gleich. Entlang der Symmetrieebene ist nun nicht mehr die Spannung, sondern der Strom Null.

$$(6.2) \quad U_1 = -U_2, \quad I_1 = -I_2$$

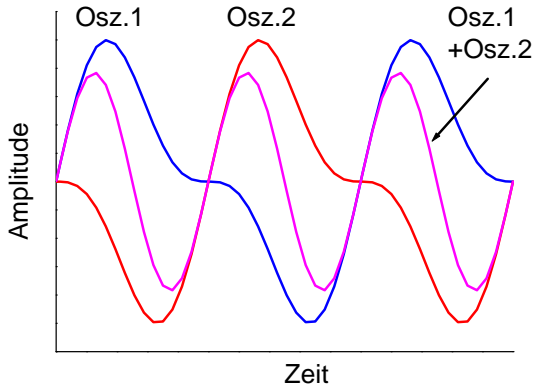


Abb. 6.2: Generierung der zweiten Harmonischen bei Addition zweier Oszillatorsignale, deren Fundamentalsignale amplitudengleich, aber um 180° zueinander phasenverschoben sind.

6.1.1. Unterdrückung des Gleichtaktfalles. Wie aus der Mehrleiterttheorie bekannt, läßt sich jedes erdsymmetrische n-Tor (n geradzahlig) durch ein System von Gleich- und Gegentaktwellen beschreiben. Dazu wird nur die Halbstruktur bezüglich der Symmetrieebene betrachtet, somit also auch nur die halbe Anzahl Tore, und entlang der Symmetrieebene einmal Kurzschluß und einmal Leerlauf angesetzt. Der Kurzschluß entspricht dabei einer elektrischen, der Leerlauf einer magnetischen Wand an dieser Stelle. Insbesondere bei Feldsimulationen braucht daher nur die Halbstruktur berechnet zu werden, allerdings sind zwei Simulationen nötig, einmal mit elektrischer und einmal mit magnetischer Wand als Randbedingung für die Symmetrieebene.

6.1.1.1. *Gegentaktfall.* Da für „Push-Push“-Oszillatoren nur der Gegentaktfall erwünscht ist, muß sichergestellt werden, daß der Gleichtaktfall nicht anschwingen kann. Dazu bietet sich wieder die Kleinsignaluntersuchung in S-Parametern an. Gleich- und Gegentaktfall treten in der Regel nie bei derselben Frequenz auf; deshalb ist immer die Untersuchung eines sehr breiten Frequenzbereiches notwendig. Der Gegentaktfall des differentiellen Oszillators entspricht einer bezüglich einer elektrischen Wand gespiegelten Einzelschaltung. Der einzige Unterschied besteht in dem eingebrachten Lastwiderstand R_L . Aus Abb. 6.1 folgt sofort, daß dieser durch die virtuelle Masse kurzgeschlossen wird, d.h. dieser ist für die Grundwelle im Gegentaktfall nicht sichtbar. Die Untersuchung der Schwingbedingung erfolgt durch Auftrennen

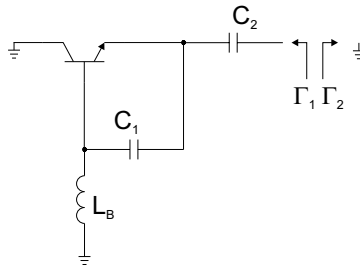


Abb. 6.3: Untersuchung der Anschwingbedingung des Gegentaktfalles

des Netzwerkes an einer beliebigen Stelle, die jedoch beide entstehenden Teile vollständig trennen muß. Legt man diese entsprechend Abb. 6.3 zwischen C_2 und Masse, folgt mit $\Gamma_2 = -1$ als Anschwingbedingung für den Gegentaktfall:

$$(6.3) \quad \Gamma_1 > -1$$

6.1.1.2. *Gleichtaktfall.* Entsprechend der Dualität des Gleichtaktfalles mit einer bezüglich einer magnetischen Wand gespiegelten Einzelschaltung gilt für

den Gleichtaktfall das in Abb. 6.4 dargestellte Ersatzschaltbild. Da der Lastwiderstand R_L nicht kurzgeschlossen wird, muß dieser in der Einzelschaltung als $2R_L$ berücksichtigt werden. Mit der gewählten Auftrennstelle und $R_L = Z_w$

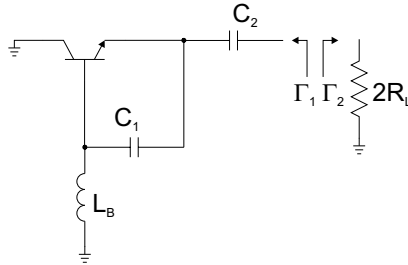


Abb. 6.4: Untersuchung der Anschwingbedingung des Gleichtaktfalls

bzw. $\Gamma_2 = 1/3$ ergibt sich als Bedingung dafür, daß der Gleichtaktfall anschwingen kann:

$$(6.4) \quad \Gamma_1 > 3$$

Ohne Lastwiderstand an dieser Stelle, d.h. ohne Auskopplung der zweiten Harmonischen, lautet die Anschwingbedingung für den Gleichtaktfall:

$$(6.5) \quad \Gamma_1 > 1$$

Man erkennt, daß durch das Einbringen des Lastwiderstandes dem Anschwingen des Gleichtaktfalles entgegengewirkt wird.

6.2. Höhere Güte (durch Betrieb bei f_0 und $R_L = \infty$)

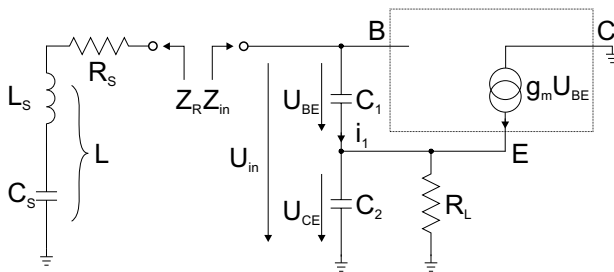


Abb. 6.5: An der Basis aufgetrennter Colpitts-Oszillator mit idealisiertem Transistor

Abb. 6.5 zeigt einen an der Basis aufgetrennten Clapp-Oszillator. Im Folgenden soll die Eingangsimpedanz Z_{in} zwischen Basis und Masse, also der rechten Teilhälfte berechnet werden. Der Transistor ist idealisiert und besteht nur aus der reellwertigem Stromquelle g_m . (Während für FETs diese Näherung sehr gut erfüllt ist, gilt sie für HBTs nur eingeschränkt bei niedrigen Frequenzen, kleinen Kollektorströmen und kleinen Emitterflächen. Sie ist jedoch umso besser erfüllt, je größer C_1 ist, weil dann die intrinsischen Elemente kurzgeschlossen werden.)

Es werden zwei Fälle unterschieden: Im ersten Fall sei $R_L = \infty$, im zweiten $R_L > 0$. Diese Fallunterscheidung ergibt sich, wenn der Oszillator einmal als „Push-Push“-Oszillator mit Auskopplung der zweiten Harmonischen, siehe Schaltbild in Abb. 7.1 - der Lastwiderstand befindet sich in der virtuellen Masse, und einmal als Fundamentaloszillator betrieben werden soll.

6.2.1. $R_L = \infty$. Für die Eingangsspannung gilt

$$(6.6) \quad U_{in} = \frac{i_1}{j\omega C_1} + \frac{i_1 + g_m U_{BE}}{j\omega C_2}$$

Nach Einsetzen von $U_{BE} = i_1/(j\omega C_1)$ erhält man

$$(6.7) \quad U_{in} = \frac{i_1}{j\omega C_1} + \frac{i_1}{j\omega C_2} - \frac{g_m i_1}{\omega^2 C_1 C_2}$$

Somit ist die Eingangsimpedanz

$$(6.8) \quad Z_{in,1} = \frac{U_{in}}{i_1} = \underbrace{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2}}_{\text{imaginär}} - \underbrace{\frac{g_m}{\omega^2 C_1 C_2}}_{\text{reell}}$$

Die Eingangsimpedanz des kapazitiv rückgekoppelte Emitterfolgers liefert somit einen negativen Realteil sowie einen kapazitiven Anteil, der im Falle des Colpitts-Oszillators zur Erfüllung der Schwingbedingung mit

$$(6.9) \quad L = \frac{C_1 + C_2}{\omega_r^2 C_1 C_2}$$

zu Null kompensiert werden muß. Der durch die Induktivität eingebrachte Verlustwiderstand R_S muß kleiner sein als der negative Realteil von Gl. 6.8.

$$(6.10) \quad R_S - \frac{g_m}{\omega_r^2 C_1 C_2} < 0$$

Man erkennt sofort, daß wegen $Re\{Z_{in}\} \sim 1/\omega^2$ mit steigender Frequenz der Betrag des negativen Realteiles immer kleiner wird. Das wird teilweise dadurch kompensiert, daß auch $C_1 C_2$ mit steigender Frequenz immer kleiner wird, was sich schon aus der Thompsonschen Schwingungsgleichung ergibt. Da jedoch g_m über der Frequenz nicht konstant bleibt, sondern ebenfalls abnimmt, ergibt sich für $|Re\{Z_{in}\}|$ mit steigender Frequenz effektiv eine Abnahme.

6.2.2. $R_L > 0$. Für die Eingangsspannung gilt

$$(6.11) \quad U_{in} = \frac{i_1}{j\omega C_1} + \frac{(i_1 + g_m U_{BE}) \left(R_L \frac{1}{j\omega C_2} \right)}{R_L + \frac{1}{j\omega C_2}}$$

Nach Einsetzen von $U_{BE} = i_1/(j\omega C_1)$ erhält man

$$(6.12) \quad U_{in} = \frac{i_1}{j\omega C_1} + \frac{i_1 R_L \frac{1}{j\omega C_2}}{R_L + \frac{1}{j\omega C_2}} + \frac{g_m i_1 R_L \frac{1}{j\omega C_2}}{j\omega C_1 \left(R_L + \frac{1}{j\omega C_2} \right)}$$

$$(6.13) \quad Z_{in,2} = \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{R_L \frac{1}{j\omega C_2}}{R_L + \frac{1}{j\omega C_2}} + \frac{g_m R_L \frac{1}{j\omega C_2}}{j\omega C_1 \left(R_L + \frac{1}{j\omega C_2} \right)}$$

Der Realteil der Eingangsimpedanz beträgt

$$(6.14) \quad Re\{Z_{in,2}\} = \frac{R_L (C_1 - C_2 g_m R_L)}{C_1 + C_1 C_2^2 \omega^2 R_L^2}$$

und der Imaginärteil ist

$$(6.15) \quad Im\{Z_{in,2}\} = \frac{1 + g_m R_L + C_1 C_2 \omega^2 R_L^2 + C_2^2 \omega^2 R_L^2}{-C_1 \omega - C_1 C_2^2 \omega^3 R_L^2}$$

Ein Vergleich der erzielbaren negativen Realteile in den Fällen $R_L = \infty$ und $R_L > 0$ führt zu folgenden Konsequenzen:

1. Für gleiche C_1 , C_2 erhält man $Re\{Z_{in,2}\} > Re\{Z_{in,1}\}$. Eine einfache Abschätzung der belasteten Güte für den Clapp-Oszillator leistet Gl. 9.7. Demnach muß für höchstmögliche Güte das Verhältnis L_s/C_s maximiert werden. Da die Verluste überwiegend durch die Induktivität beigesteuert werden, wachsen damit jedoch auch die zu kompensierenden Verluste. Somit ist der Fundamentaloszillator bezüglich der erreichbaren Güte im Nachteil.
2. Bei gleichen negativen Realteilen $Re\{Z_{in,2}\} = Re\{Z_{in,1}\}$, können C_1 und C_2 beim „Push-Push“- Oszillator höher gewählt und damit die intrinsischen Kapazitäten und Rauschquellen effektiver kurzgeschlossen werden.

Beide Schlußfolgerungen führen zu niedrigerem Phasenrauschen des „Push-Push“- Oszillators.

6.3. Einfluß des Stromflußwinkels

Aus der Literatur ist bekannt, daß im Falle des Colpitts-Oszillators das Phasenrauschen besonders stark von der Wahl des Rückkoppelverhältnisses C_1/C_2 abhängt. Eine Erklärung dafür gibt die LTV-Theorie [41]. Für niedriges Phasenrauschen müssen die zur Aufrechterhaltung der Oszillationen benötigten Stromimpulse des aktiven Bauteils erstens möglichst kurz sein, weil

das damit verbundene Schrotrauschen dann ebenfalls nur während eines kurzen Zeitintervalles wirksam werden kann. Zweitens müssen die Strompulse mit einem Maximum der Schwingkreissspannung zusammenfallen, weil dann im wesentlichen Amplituden- und keine Phasenmodulation entsteht.

Im folgenden sei für einen idealisierten Bipolartransistor der Kollektorstrom als Funktion der Basis-Emitter Spannung berechnet. Diese besteht aus dem Gleich- und dem harmonischen Wechselanteil:

$$(6.16) \quad U = U_{DC} + U_{BE} \cos(\omega t);$$

Zwischen dem Kollektorstrom und der Basis-Emitter Spannung besteht folgender (vereinfachter) exponentieller Zusammenhang (Die Abhängigkeit des Kollektorstromes vom Lastwiderstand bleibt in dieser Betrachtung unberücksichtigt):

$$(6.17) \quad I_C = I_S e^{\frac{qU}{kT}} = I_S e^{\frac{qU_{DC}}{kT}} e^{\frac{qU_{BE}}{kT} \cos(\omega t)}$$

Der den Wechselanteil beschreibende Exponent wird als Aussteuerung („drive level“) bezeichnet: $x = qU_{BE}/(kT)$. Die Spektralkomponenten des Kollektorstromes bei $n\omega$ erhält man über die Fourierreihenentwicklung von $e^{x \cos(\omega t)}$:

$$(6.18) \quad e^{x \cos(\omega t)} = \sum_n a_n(x) \cos(n\omega t)$$

Für $n = 0$ erhält man die DC-Komponente:

$$(6.19) \quad a_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{x \cos(\omega t)} d(\omega t) = J_0(x)$$

$J_0(x)$ ist die modifizierte Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung. Für alle weiteren Fourierkoeffizienten gilt:

$$(6.20) \quad a_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{x \cos(\omega t)} \cos(n\omega t) d(\omega t) = 2J_n(x)$$

Somit erhält man für den gesamten Kollektorstrom

$$(6.21) \quad I_C = I_S e^{\frac{qU_{DC}}{kT}} J_0(x) \left[1 + \sum_n \frac{2J_n(x)}{J_0(x)} \cos(n\omega t) \right]$$

Abb. 6.6 zeigt den Verlauf der einzelnen Fourierkomponenten $J_n(x)$ bezogen auf $J_0(x)$ über der Aussteuerung x . Mit steigender Aussteuerung nähern diese sich asymptotisch dem Wert 2 an. Für hohe Aussteuerungen $x \geq 10$ beträgt somit die maximale Amplitude des Kollektorstromes bei ω_0 dem doppelten Gleichstromwert. Die für eine hohe Aussteuerung erforderliche hohe Basis-Emitter-Spannung U_{BE} kann erreicht werden durch:

1. ein hohes C_2/C_1 -Verhältnis (Abb. 6.5)
2. eine hohe Kollektor-Basis-Spannung U_{CB}

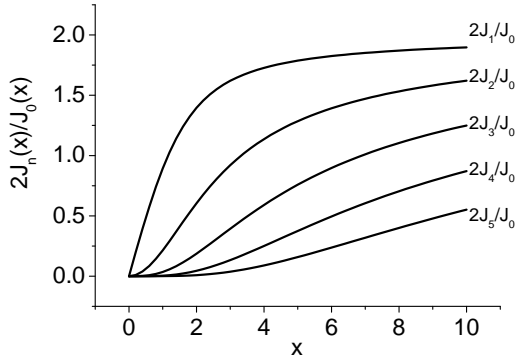


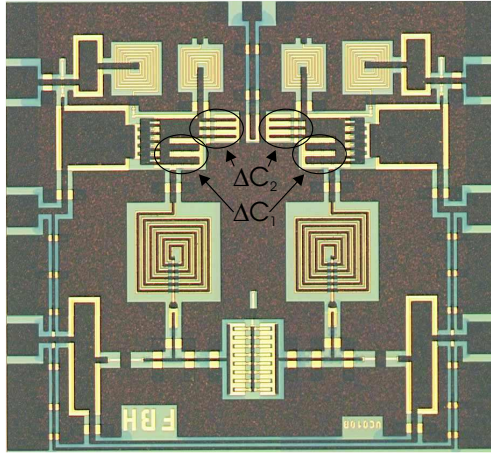
Abb. 6.6: Verhältnis der Fourierkoeffizienten $J_n(x)/J_0(x)$ über der Aussteuerung x

Mit steigendem Verhältnis C_2/C_1 (oder wachsendem U_{CB}) wächst somit auch die Leistung einer Spektralkomponente niederer Ordnung zunächst schnell an, während Spektralkomponenten höherer Ordnung zunächst kaum vorhanden sind. Es erfolgt dann eine asymptotische Annäherung der Spektralkomponenten niederer Ordnung an einen Maximalwert, verbunden mit der Erzeugung der nächsthöheren Harmonischen.

Simulationen/Messungen: Zur Untersuchung der Abhängigkeiten des Phasenrauschens und der Leistung von der Wahl des Rückkoppelverhältnisses C_2/C_1 wurde der Oszillator VCO10B in Abb. 6.7, der im Kap. 7.1 ausführlich vorgestellt wird, mit unterschiedlich großen Kondensatoren C_1 und C_2 auf einem Wafer prozessiert. Dazu wurde die oberste Metallisierungsebene von einem Testfeld zum nächsten variiert und dadurch verschiedene Kondensatorinseln kontaktiert. Für C_2 standen 3 Variationen zur Verfügung, für C_1 insgesamt 7.

Nach [42] ergibt sich eine Phasenrauschabnahme mit wachsendem C_1 , C_2 (was allerdings auch schon aus der Betrachtung der Oszillatorgüte nach Kap. 5.2.2 folgt), wobei die Abhängigkeit von C_2 größer ist als die von C_1 . Die Grenzen einer beliebigen Erhöhung von C_1 , C_2 liegen in der Notwendigkeit, einen genügend hohen negativen Widerstand zu generieren (Gl. 6.8 u. 6.14).

Die Tendenz einer zunehmenden Phasenrauschverbesserung mit wachsendem C_2 läßt sich aus den Messungen in Tab. 6.1 deutlich ablesen, während ein wachsendes C_1 nur zu einer sehr geringen Verbesserung führt, siehe Tab. 6.2. Ein deutlich ausgeprägtes Phasenrauschminimum innerhalb der realisierten Variationen konnte nicht festgestellt werden.

Abb. 6.7: Chipfoto VCO10B. Maße: $1.4 \times 1.5 \text{ mm}^2$

C_2 [pF]	F_{min} [GHz]	F_{max} [GHz]	ΔF [%]	$L_{SSB}@100kHz$ [dBc/Hz]	$L_{SSB}@1MHz$ [dBc/Hz]	P_{out} [dBm]
0.72	10.33	11.27	8.72	-98.00	-117.00	-2.0
1.44	9.664	10.51	8.42	-99.35	-120.19	6.6
2.16	9.287	10.23	9.63	-101.84	-123.21	10.5

Tab. 6.1: Gemessene Anfangs- und Endfrequenzen bei Abstimmung der Varaktorspannung von 0 bis 10V und Phasenrauschen als Funktion von C_2 ; VCO10B aus KMM13/002, $V_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$

Für die gemessene Ausgangsleistung zeigte sich ebenfalls eine besonders große Abhängigkeit von C_2 was daraus resultiert, daß $C_{1,min}$ mit $6.68pF$ viel größer ist als $C_{2,min}$ mit $0.72pF$ und somit also bereits sehr niederohmig. Ein Vergleich der gemessenen mit den simulierten Ausgangsleistungen in Abb. 6.8 links zeigt eine gute Übereinstimmung und eine maximale Abweichung von 3dB. Abb. 6.8 rechts vergleicht gemessenes und simuliertes Phasenrauschen in 100kHz Abstand vom Träger. Da mit der Simulationsumgebung ADS, [29], das Phasenrauschen nur für die Grundwelle, nicht aber für die ausgekoppelte zweite Harmonische berechnet werden kann, wurden 6dB zu den simulierten Werten hinzuaddiert. Die Abhängigkeiten von C_1 sind nur schwach und können Tab. 6.2 entnommen werden.

C_1 [pF]	$L_{SSB}@100kHz$ [dBc/Hz]	$L_{SSB}@1MHz$ [dBc/Hz]	P_{out} [dBm]
6.68	-100.92	-122.26	11.4
7.148	-100.71	-121.82	11.5
7.616	-102.63	-123.78	11.2
8.084	-101.93	-123.14	10.7
8.552	-102.08	-123.08	10.5
9.02	-102.22	-123.01	10.0
9.488	-102.19	-122.83	9.9

Tab. 6.2: Phasenrauschen als Funktion von C_1 ; VCO10B aus KMM13/002, $V_{CC} = 3V$, $C_2 = 2.16pF$

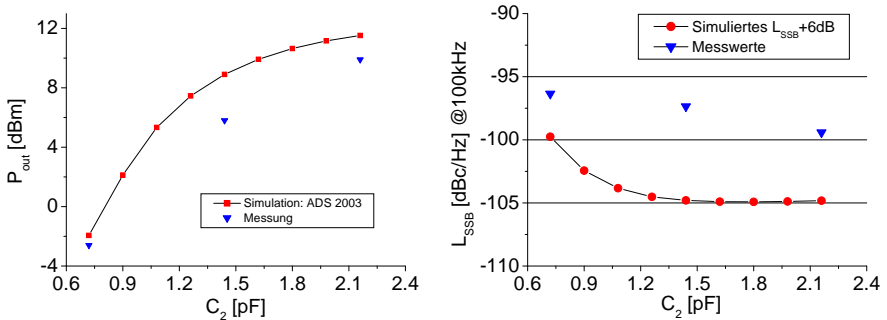


Abb. 6.8: links: Simulierte und gemessene Ausgangsleistung bei $2f_0 \approx 10GHz$. rechts: Simuliertes und gemessenes Phasenrauschen in 100kHz Abstand vom Träger. VCO10B aus KMM13/002, $U_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$

Abb. 6.9 zeigt Simulationsergebnisse für V_{BE} und I_C als Funktion von C_2 . Da sich mit steigendem C_2 die Schwingfrequenz verringert, erscheinen die Phasen zueinander leicht verschoben. (Für eine bessere Vergleichbarkeit müßte die Schwingkreisinduktivität so verändert werden, daß sich wieder dieselbe Schwingfrequenz ergibt) Die Anfangs- und Endfrequenzen bei Variation der Abstimmspannung von 0 bis 10V sind in Tab. 6.1 dargestellt. Tabelle 6.3 zeigt die aus der Simulation gewonnenen Werte für die Aussteuerung x in Abhängigkeit von C_2 .

Eine Erhöhung der Versorgungsspannung führt in derselben Weise zu erhöhter Ausgangsleistung wie die eine Vergrößerung von C_2 . Das Ergebnis zeigt Abb. 6.10. Auf der rechten Seite ist zusätzlich die simulierte Ausgangsleistung bei der vierfachen Grundwelle dargestellt: Mit einer simulierten Leistung von

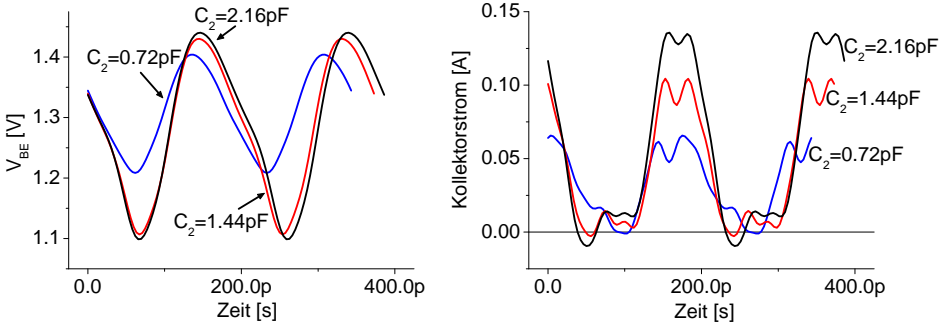


Abb. 6.9: Simulationsergebnisse für Basis-Emitter-Spannung (links) bzw. Kollektorstrom (rechts) als Funktion der Zeit mit C_2 als Parameter. VCO10B, $U_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$

C_2 [pF]	C_1/C_2	U_{BE} [mV]	$x = \frac{qU_{BE}}{kT}$
0.72	10.5	93	3.6
1.44	5.3	171	6.6
2.16	3.5	202	7.8

Tab. 6.3: Simulation: Abhängigkeit der Aussteuerung x vom Rückkoppelverhältnis C_1/C_2 . VCO10B, $U_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$

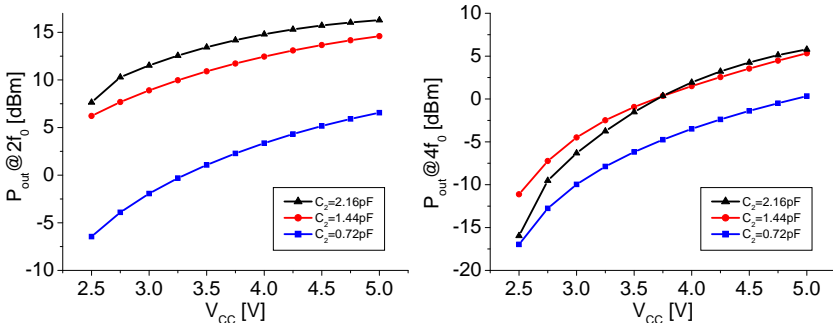


Abb. 6.10: Simulierte Ausgangsleistung bei $2f_0 \approx 10GHz$ (links) und bei $4f_0 \approx 20GHz$ (rechts). VCO10B, $U_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$

maximal 5dBm kann hier die Nutzung der vierten Harmonischen ebenfalls

noch sinnvoll sein, zumal aus Messungen bekannt ist, daß die Phasenrauschverschlechterung gering ist. Abb. 6.11 zeigt dazu Messwerte über der Varaktorspannung bei 100kHz bzw 1MHz Ablagefrequenz. Die starke Phasenrauschverschlechterung für $V_{Var} < 3V$ resultiert aus gleichgerichteter Hochfrequenz (Kap. 5.3). Bei 100kHz entspricht die Phasenrauschverschlechterung dem theoretischen Minimalwert von 6dB, bei 1MHz steigt die Differenz über diesen mit steigender Varaktorspannung an. Das kann dadurch erklärt werden, daß erstens bei dieser Ablagefrequenz additives Rauschen überwiegt und zweitens P_{out} bei $4f_0$ stark über der Varaktorspannung abfällt, und zwar von 2dBm auf -4.5dBm. Berücksichtigt man diesen Leistungsabfall und unterstellt additives Rauschen, so kann man das Phasenrauschen bei $4f_0$ von dem bei $2f_0$ gemessenen folgendermaßen ableiten:

(6.22)

$$L_{SSB,sim,4f_0} = L_{SSB,mess,2f_0} + 6dB - (P_{out,4f_0}[dBm] - P_{out,4f_0,V_{Var}=0}[dBm])$$

Wie Abb. 6.11 zeigt, sind $L_{SSB,mess,4f_0}$ und $L_{SSB,sim,4f_0}$ nahezu deckungsgleich. Voraussetzung dafür ist eine nahezu konstante Ausgangsleistung über der Ziehspannung bei der zweiten Harmonischen, was hier aber gegeben ist ($\Delta P_{out,2f_0} < 1dB$).

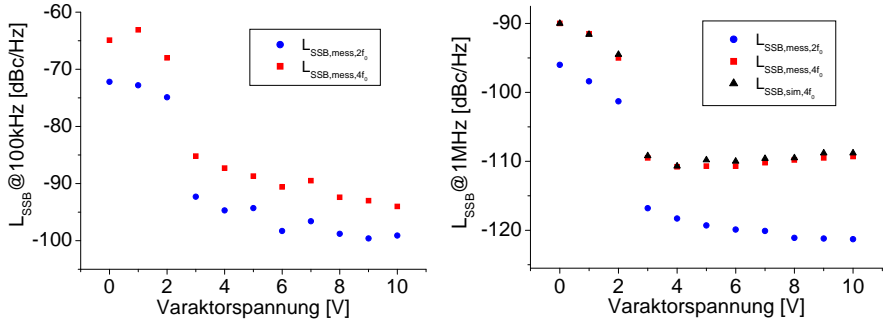


Abb. 6.11: Messungen von L_{SSB} bei 100kHz (links) und 1MHz (rechts) von zweiter und vierter Harmonischer über der Varaktorspannung. VCO10B, $U_{CC} = 3V$, $C_1 = 7.616pF$, $C_2 = 2.16pF$

6.4. Reduktion des Phasenrauschens durch Kopplungseffekte

6.4.1. Verringerung des Phasenrauschens nach Kurokawa. Die Möglichkeit der Phasenrauschverbesserung durch Synchronisation wurde bereits 1968 von Kurokawa [33] theoretisch nachgewiesen. Der Oszillator wurde dafür entsprechend Abbildung 6.12 als Reihenschwingkreis modelliert. In R sind die Verluste R_i der frequenzbestimmenden Elemente L und C enthalten, R_0 repräsentiert die Last am Ausgang und $-R$ stellt den durch das aktive

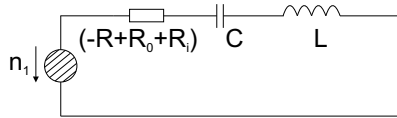


Abb. 6.12: Oszillator-Ersatzschaltbild

Element generierten negativen Widerstand dar. $n(t)$ repräsentiert eine Rauschgröße, deren Zeitverlauf zunächst unbekannt ist. Für das Ersatzschaltbild kann folgende Differentialgleichung sofort aufgeschrieben werden:

$$(6.23) \quad L \frac{di}{dt} + (R_0 + R_i - R)i + \frac{1}{C} \int idt = n(t)$$

Für ein rauschfreies System $n(t) = 0$ wird diese durch eine harmonische Zeitfunktion gelöst:

$$(6.24) \quad i(t) = A_1 \cos(\omega t + \phi_1) + A_2 \cos(2\omega t + \phi_2) + \dots$$

Im Falle $n(t) \neq 0$ ist $i(t)$ strenggenommen nicht länger harmonisch. Für genügend kleine Rauschgrößen wird $i(t)$ aber einen sehr ähnlichen Zeitverlauf haben. Im wesentlichen ergibt sich eine Zeitabhängigkeit der Amplituden und Phasen $A_n(t)$ bzw. $\phi_n(t)$ und aus Gl. 6.24 wird

$$(6.25) \quad i(t) = A_1(t) \cos(\omega t + \phi_1(t)) + A_2(t) \cos(2\omega t + \phi_2(t)) + \dots$$

$A_n(t)$ bzw. $\phi_n(t)$ ändern sich bezogen auf die sich einstellende Schwingfrequenz zeitlich nur langsam. Die höheren Harmonischen werden vernachlässigt. Zur Lösung von Gl. 6.23 werden das Integral bzw. Differential von $i(t)$ gebildet und eingesetzt, vgl. [33]:

$$(6.26) \quad \frac{di}{dt} = -A_1 \left(\omega + \frac{d\phi_1}{dt} \right) \sin(\omega t + \phi_1) + \frac{dA}{dt} \cos(\omega t + \phi_1) + \dots$$

$$(6.27) \quad \int idt \approx \left(\frac{A_1}{\omega} - \frac{A_1}{\omega^2} \frac{d\phi_1}{dt} \right) \sin(\omega t + \phi_1) + \frac{1}{\omega^2} \frac{dA_1}{dt} \cos(\omega t + \phi_1) + \dots$$

Man erkennt, daß Phasenschwankungen $\frac{d\phi_1}{dt}$ und Amplitudenschwankungen $\frac{dA_1}{dt}$ rechtwinklig zueinander stehen, sich also gegenseitig nicht beeinflussen. Durch Einsetzen von Gl. 6.26 und 6.27 in Gl. 6.23 erhält man für die spektrale Leistungsdichte der Phasenschwankungen

$$(6.28) \quad \langle \Delta\phi\Delta\phi^* \rangle = \frac{2|n_1|^2}{4\omega^2 L^2 A_0^2} = \frac{\langle n_1 n_1^* \rangle}{2\omega^2 L^2 A_0^2}$$

Für den Fall, daß zwei Oszillatoren miteinander verkoppelt werden, wird das Ersatzschaltbild nach Abb. 6.12 gespiegelt, vgl. Abb. 6.13. Für die Schwingfrequenz gilt in beiden Fällen $\omega_0^2 = LC = (2L)C/2$. Im gekoppelten Fall erhält

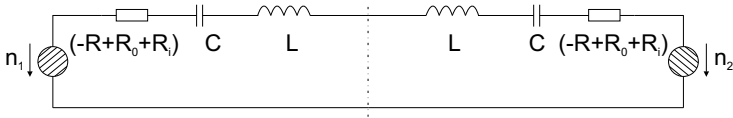


Abb. 6.13: Ersatzschaltbild des differentiellen Oszillators

man dann mit $n_{ges} = n_1 + n_2$ und $L_{ges} = 2L$ für die spektrale Leistungsdichte der Phasenschwankungen:

$$(6.29) \quad \langle \Delta\phi\Delta\phi^* \rangle = \frac{2}{4\omega^2 4L^2 A_0^2} \langle (n_1 + n_2)(n_1 + n_2)^* \rangle$$

Unter der Bedingung statistisch unabhängiger Rauschquellen $\langle n_1 n_2^* \rangle = 0$ gilt dann:

$$(6.30) \quad \langle \Delta\phi\Delta\phi^* \rangle = \frac{2}{16\omega^2 L^2 A_0^2} (\langle n_1 n_1^* \rangle + \langle n_2 n_2^* \rangle) = \frac{\langle n_1 n_1^* \rangle}{4\omega^2 L^2 A_0^2}$$

für $\langle n_1 n_1^* \rangle = \langle n_2 n_2^* \rangle$ wegen Symmetrie

Das entspricht der Hälfte der Rauschleistungsdichte von Gl. 6.28 oder $-3dB$.

6.4.2. Symmetrietheorie. Ein symmetrisches System kann entlang der Symmetrielinie in 2 Hälften aufgeteilt werden, Abb. 6.14. Durch die Symmetrie genügt es, die Größen in der einen Hälfte des Systems zu betrachten, da sich die entsprechenden Größen in der anderen Hälfte daraus ergeben. Somit

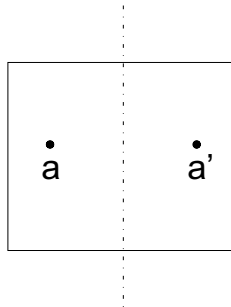


Abb. 6.14: Der Zustand zweier beliebiger Größen a und a' in einem symmetrischen System kann beschrieben werden durch Bildung der Summe und der Differenz dieser Größen

kann der Zustand zweier entsprechender Größen a und a' links und rechts der

Symmetrieebene durch Bildung von

$$(6.31) \quad \begin{aligned} a &= a_e + a_o && (e - \text{even}, \text{ Gleichtaktfall}) \\ a' &= a_e - a_o && (o - \text{odd}, \text{ Gegentaktfall}) \end{aligned}$$

beschrieben werden, die als Gleich- und Gegentaktfall bezeichnet werden (a_e , a_o). Die Beschreibung mittels a und a' bzw. im Gleich-/ Gegentaktssystem mittels a_e und a_o sind gleichwertig.

$$(6.32) \quad \begin{aligned} a_e &= \frac{1}{2}(a + a') \\ a_o &= \frac{1}{2}(a - a') \end{aligned}$$

In linearen Systemen sind Gleich- und Gegentaktfall voneinander entkoppelt. Die Rauschquellen n und n' können deshalb ebenfalls als Gleich- bzw. Gegentaktssystem beschrieben werden:

$$(6.33) \quad \begin{aligned} n_e &= \frac{1}{2}(n + n') \\ n_o &= \frac{1}{2}(n - n') \end{aligned}$$

Gleichtaktfall:

$$(6.34) \quad \langle n_e n_e^* \rangle = \frac{1}{4} \langle (n + n')(n^* + n'^*) \rangle$$

Gegentaktfall:

$$(6.35) \quad \begin{aligned} \langle n_o n_o^* \rangle &= \frac{1}{4} \langle (n - n')(n^* - n'^*) \rangle \\ &= \frac{1}{4} (\langle nn^* \rangle + \langle n'n'^* \rangle) \\ &= \frac{1}{2} \langle nn^* \rangle \quad \text{für} \quad \langle nn^* \rangle = \langle n'n'^* \rangle \end{aligned}$$

Damit haben im Gegentakt alle Rauschquellen die Hälfte der Leistung, die sie haben würden, wenn das halbe System separat betrieben wird. Wegen des linearen Zusammenhanges zwischen den Rauschquellen und dem Phasenrauschen (im Kleinsignalfall) ergibt sich dann gegenüber dem Einzelbetrieb einer Oszillatorhälfte ein um 3dB verringertes Phasenrauschen.

Messungen: Die meßtechnische Verifikation der theoretischen Phasenrauschverbesserung erfolgte am Beispiel eines differentiellen „Push-Push“-Oszillators (vgl. Chipfoto in Abb. 6.15), bei dem die beiden Einzeloszillatoren am Kollektor zusammengeschaltet werden (Luftbrücke 1 geschlossen, Luftbrücke 2 offen wie in Abb. 6.15) und das Gesamtsystem nur dann anschwingen kann, wenn sich in der Mitte dieser Verbindung eine virtuelle Masse bildet, beide Teilhälften also im Gegentakt schwingen.

Durch eine Variation der obersten Metallisierungsebene von einem Testfeld zum nächsten auf demselben Wafer wurde diese Verbindung aufgetrennt und stattdessen der Kollektor des rechten Oszillators an einen großen Kondensator nach Masse geschaltet (Luftbrücke 2 geschlossen, Luftbrücke 1 offen). Dadurch ist auch die Halbstruktur schwingfähig. Die Stromzufuhr des linken Oszillators wird darüber hinaus unterbrochen. Diese Schaltungsvariante entspricht weitgehend, bis auf kleinere Layoutänderungen, dem Oszillator OSC19I

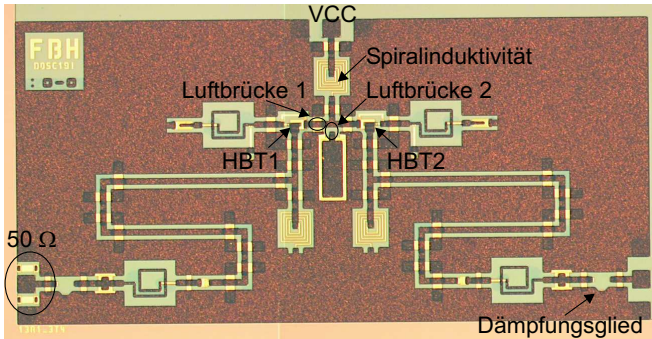


Abb. 6.15: Chipfoto des DOSC19I. Größe: $2.1 \times 1 \text{ mm}^2$. Gezeigt ist die differentielle Variante (Luftbrücke 1 geschlossen, Luftbrücke 2 offen)

aus Abb. 5.11 in Kap. 5.2.1.2). Zur Vermeidung von load pull sind in beiden Ausgängen 10dB-Dämpfungsglieder auf dem Chip integriert. Der linke Ausgang wurde zusätzlich bereits auf dem Chip mit 50Ω terminiert, sodass stets nur am rechten Ausgang gemessen zu werden brauchte. Durch den Vergleich von nicht abstimmbaren Oszillatoren wird der Varaktor als zusätzliche Rauschquelle ausgeschlossen. Durch diese Maßnahmen wird größtmögliche Symmetrie und Vergleichbarkeit zwischen der Halb- und Gegentaktstruktur erreicht.

$V_{CC,1}$ [V]	$V_{CC,2}$ [V]	I_C [mA]	$P_{out,1}$ [dBm]	$P_{out,2}$ [dBm]	F_1 [GHz]	F_2 [GHz]	$L_{SSB,1}$ [dBc/Hz]	$L_{SSB,2}$ [dBc/Hz]
2.6	2.8	12.5	-4.5	-4.6	18.07	18.02	-79.0	-83.9
2.9	3.2	22.2	1.7	1.5	18.08	18.03	-83.4	-87.4
3.3	3.7	30.1	4.2	3.5	18.03	17.97	-91.1	-93.5
3.5	4.0	33.4	4.8	4.1	18.02	17.94	-90.6	-92.9
3.7	4.2	37.0	5.1	4.5	17.99	17.91	-87.9	-92.1
4.0	4.5	40.0	5.6	4.9	17.94	17.88	-87.0	-90.4
4.2	4.8	43.1	5.8	5.1	17.91	17.84	-86.3	-88.8

Tab. 6.4: Messergebnisse bei gleichem Strom je Teilhälfte. Index 1: Halbstruktur, Index 2: „Push-Push“-Oszillator. Phasenrauschen bei 100kHz Ablage. DOSC19I aus KMM14/008

Bei der Messung (Messergebnisse in Tab. 6.4) wurde festgestellt, daß der Transistor der Halbstruktur bei derselben Versorgungsspannung V_{CC} einen

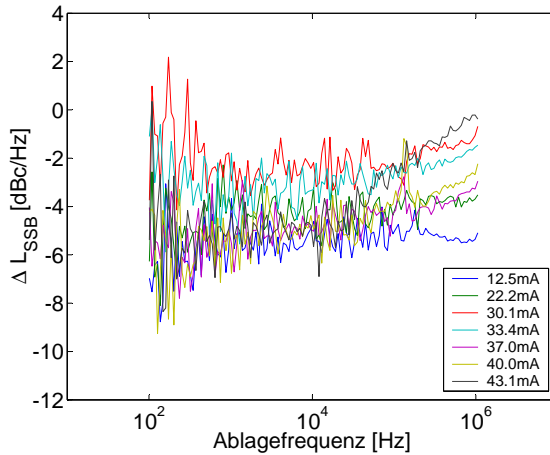


Abb. 6.16: Phasenrauschunterschied zwischen der Halb- und Gegentaktstruktur DOSC19I aus KMM14/008

höheren Kollektorstrom aufnimmt als ein Transistor in der differentiellen Schaltung (entsprechend fließt bei letzterer nicht der doppelte Gesamtstrom der Halbstruktur). Die Ursache dafür ist in erster Linie in dem Spannungsabfall über der Spiralspule (ca. 8Ω Gleichstromwiderstand) zwischen Kollektor und V_{CC} -Anschluß zu suchen. Im gekoppelten Fall sinkt dadurch das Kollektorpotential stark ab und damit die davon abgeleitete Basisspannung, wodurch sich nicht der doppelte Strom einstellt.

Die gemessenen Schwingfrequenzen zeigen eine Abweichung von maximal 80MHz, die Ausgangsleistungen weichen um weniger als 1dB voneinander ab. Bei P_{out} handelt es sich um korrigierte Werte (Kabelverluste sowie on-chip Dämpfungsglied herausgerechnet). In Abb. 6.16 ist die Differenz des Phasenrauschens von Halb- und Gegentaktstruktur im Bereich von 100Hz bis 1MHz in den verschiedenen Arbeitspunkten dargestellt. Für alle Arbeitspunkte ist eine Verbesserung deutlich erkennbar, allerdings verringert sich diese meist mit zunehmender Ablagefrequenz. Zum besseren Vergleich ist in Tab. 6.5 der arithmetische Mittelwert über dem betrachteten Frequenzintervall dargestellt.

Simulationsergebnisse: Eine verringerte Stromaufnahme je Transistor im gekoppelten Fall konnte ebenfalls in der Simulation festgestellt werden. Entsprechend Tab. 6.6 mußte im gekoppelten Fall die Spannung um 0.23V erhöht werden. Die simulierte Spannung direkt an den Kollektoren war dann

I_C [mA]	$\text{mean}(L_{SSB,2} - L_{SSB,1})$ [dBc/Hz]
12.5	-4.8
22.2	-3.8
30.1	-1.4
33.4	-2.5
37.0	-3.5
40.0	-4.1
43.1	-2.8

Tab. 6.5: Phasenrauschunterschied zwischen Halb- und Gegentaktstruktur bei gleichem Strom je Transistor und Bildung des arithmetischen Mittels über der Ablagefrequenz (100Hz bis 1MHz). DOSC19I aus KMM14/008

in beiden Fällen gleich und lag bei 3.54V. Das Phasenrauschen verbesserte sich laut Simulation um 7.5dB.

$V_{CC,1}$ [V]	$V_{CC,2}$ [V]	I_C [mA]	$P_{out,1}$ [dBm]	$P_{out,2}$ [dBm]	F_1 [GHz]	F_2 [GHz]	$L_{SSB,1}$ [dBc/Hz]	$L_{SSB,2}$ [dBc/Hz]
3.77	4	28.4	11.4	10.6	19.71	19.73	-74.0	-81.5

Tab. 6.6: Simulationsergebnisse bei gleichem Strom je Teilhälfte: Index 1: Halbstruktur, Index 2: „Push-Push“-Oszillator. Phasenrauschen in $L_{SSB}@100\text{kHz}$ Ablage. DOSC19I

Weiterhin ergibt sich eine Veränderung der Stromaufnahme infolge der unterschiedlichen Beschaltung der geraden Harmonischen: In der Halbstruktur sehen diese einen Kurzschluß durch den großen Blockkondensator, in der differentiellen Struktur einen virtuellen Leerlauf, [43]. Abb. 6.17 zeigt Simulationsergebnisse des DOSC19I für den Kollektorstrom im gekoppelten Fall. Dargestellt sind die Zeitfunktion sowie die daraus abgeleitete spektrale Verteilung. Gegenüber dem ungekoppelten Fall, Abb. 6.18, ist eine Unterdrückung der geradzahigen Spektralkomponenten des Stromes zu sehen weil diese einen virtuellen Leerlauf in der Symmetrieebene vorfinden. Daraus resultiert eine rechteckförmige Zeitfunktion des Kollektorstromes. Mit steigender Frequenz sinkt die Unterdrückung der geradzahigen Harmonischen, weil dann die Spiralinduktivität bereits kapazitiv geworden ist. Der Grundwellenanteil ist im gekoppelten Fall (53mA) ebenfalls geringer als im ungekoppelten Fall (60mA),

womit sich auch die geringere Ausgangsleistung im gekoppelten Fall erklären läßt, vgl. Abb. 6.19.

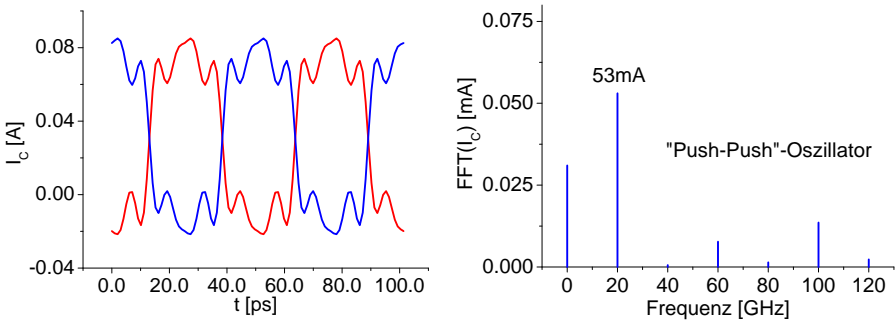


Abb. 6.17: Simulation des Zeitverlaufes (links) bzw. der spektralen Verteilung (rechts) des Kollektorstromes. „Push-Push“-Fall. DOSC19I aus KMM14, $U_{CC} = 4V$

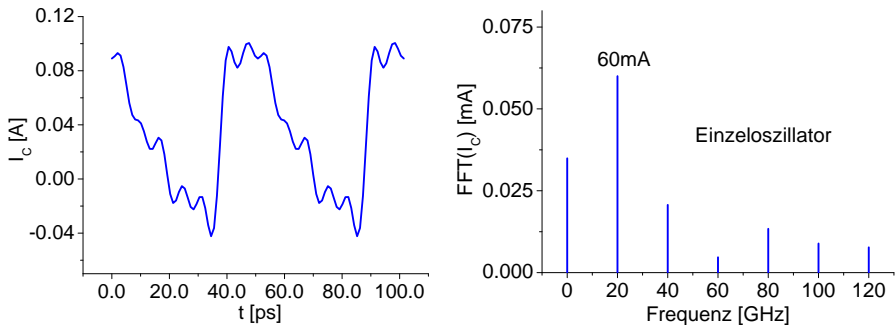


Abb. 6.18: Simulation des Zeitverlaufes (links) bzw. der spektralen Verteilung (rechts) des Kollektorstromes. Halbstruktur. DOSC19I aus KMM14, $U_{CC} = 3.77V$

Zusammenfassung: Wie aus Tab. 6.4 zu entnehmen ist, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung von Schwingfrequenz ($\Delta F < 80MHz$) und Ausgangsleistung ($\Delta P < 1dB$) im gekoppelten bzw. nicht gekoppelten Fall. Das Phasenrauschen ist durch die Kopplung deutlich reduziert, zur Glättung der Daten wurden in Tab. 6.5 die Mittelwerte des Phasenrauschunterschiedes im Frequenzbereich von 100Hz bis 1MHz gebildet: Abhängig vom Arbeitspunkt ergibt sich eine Phasenrauschverbesserung zwischen 1.4 und 4.1 dB, wobei der geringste Effekt im Betrieb bei minimaler Kollektorlaufzeit auszumachen ist.

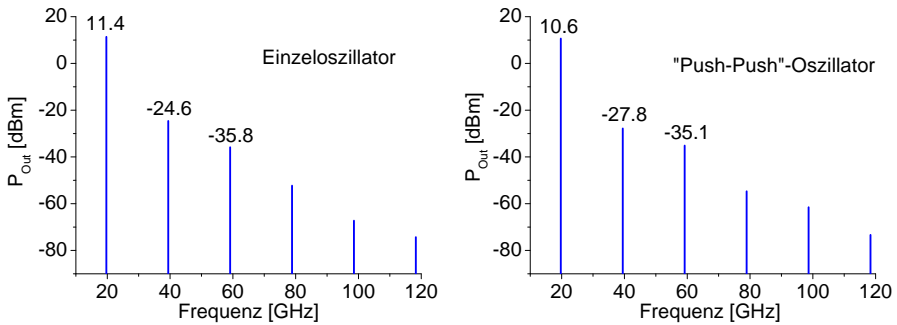


Abb. 6.19: Simulierte Spektren der Ausgangsleistung von Halb- (links) bzw. Gegentaktstruktur (rechts). DOSC19I aus KMM14

Die Abweichung der gemessenen Phasenrauschverbesserung vom theoretischen Wert -3dB muß vor dem Hintergrund, daß

- die Abweichung von $\pm 1.5\text{dB}$ der Meßwerte zum theoretischen Wert in die Größenordnung der Messungenauigkeit fällt,
- es sich bei der Herleitung um eine lineare Theorie handelt, die insbesondere Mischprozesse nicht berücksichtigt,
- durch die Verkopplung der geradzahigen Harmonischen im Falle des symmetrischen Betriebes, was sich auch in einer reduzierten Stromaufnahme äußert, eine vollständige Vergleichbarkeit des Betriebes von Halb- und Gegentaktstruktur durch keine Teststruktur gewährleistet werden kann,

relativ gesehen werden. Die über dem Arbeitspunkt gemittelte gemessene Phasenrauschverbesserung kommt dem theoretischen Wert von -3dB jedoch sehr nahe.

6.5. Höhere Immunität gegen Rückwirkung der Last

Wie stark eine ungenügende Entkopplung des Ausgangs das Verhalten des Oszillators beeinflussen und Phasenrauschwerte verfälschen kann, wurde bereits in Kap. 4.1 dargestellt. Im Falle des „Push-Push“-Oszillators mit Auskopplung der zweiten Harmonischen entlang der Symmetrielinie kann man eine deutlich erhöhte Immunität gegen Rückwirkungen der Last erwarten, da diese Änderungen durch den virtuellen Kurzschluß für die Grundwelle nicht sichtbar sind (wohl aber für die zweite Harmonische). Daraus ergeben sich bedeutende Vereinfachungen für die Aufbautechnik, da im Idealfall der Übergang vom Chip zur Leiterplatte nicht simuliert zu werden braucht, und für die Schaltungstechnik weil auf den Einsatz eines Trennverstärkers verzichtet werden kann. Abb. 6.20 zeigt den in Kap. 7.1 vorgestellten 10GHz -Oszillator im Gehäuse. Der

Chip wurde mit Silberleitkleber auf dem Aluminiumgehäuse fixiert und ragt durch eine Ausfräsung der bondfähig vergoldeten Platine. Für die Platine kam

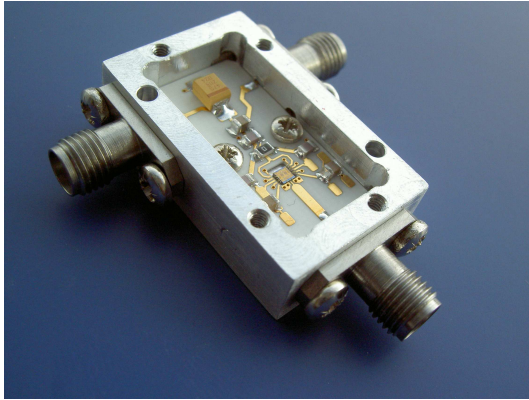


Abb. 6.20: VCO10B im Gehäuse

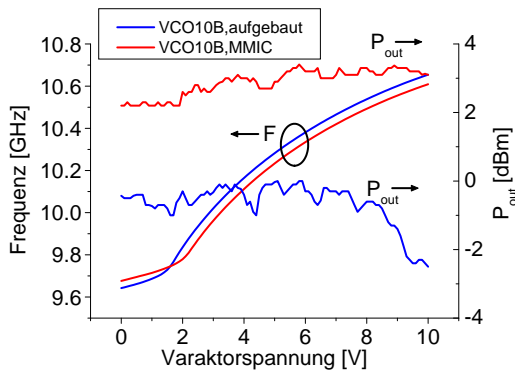


Abb. 6.21: Ausgangsleistung und Frequenz als Funktion der Ziehspannung, vor und nach der Häusung; VCO10B aus KMM13/003, $C_1 = 9.488pF$, $C_2 = 1.44pF$, $U_{CC} = 2.8V$; Messung erfolgte mit 10dB-Dämpfungsglied am Ausgang

ein Substrat von Rogers, Duroid 4003 mit $\epsilon_r = 3.38$ und $d = 0.508mm$, zur Anwendung. Die Verbindung von Chip und Platine erfolgte mit Bonddrähten, wobei der im Signalleiter befindliche eine Länge von ca. 0.5mm hatte. Aus

Platzgründen wurde der Signalleiter der Mikrostreifenleitung im Ausgangspfad auf der Platine nahe am Chip schmäler gehalten, als es für einen Wellenwiderstand von 50Ω nötig gewesen wäre. Das Abstimmverhalten gibt Auskunft über die Empfindlichkeit des Oszillators gegenüber Laständerungen bzw. Fehl-anpassung am Ausgang.

Abb. 6.21 vergleicht das Abstimmverhalten vor und nach dem Einbau in das Gehäuse. Wie zu sehen ist, hat sich das Frequenzverhalten kaum geändert. Die Einfügedämpfung beträgt rund 3dB bis 8GHz, darüber steigt sie auf 5dB an. Die Messung des Abstimmverhaltens erfolgte zunächst mit einem 10dB-Dämpfungsglied im Ausgangszweig. Ohne 10dB-Dämpfungsglied ergab sich ein nahezu deckungsgleicher Verlauf der Abstimmkennlinie. Daß keinerlei Einrastverhalten festgestellt werden konnte, unterstreicht die Robustheit des Schaltungskonzeptes gegen Laständerungen.

6.6. Auskopplung von f_0 (z.B für nachfolgenden Frequenzteiler)

Das bei einem gewünschten Ausgangssignal von $2f_0$ generierte gegenphasige Signal bei f_0 läßt sich zweckmäßigerweise für die Ableitung eines niederfrequenten Referenzsignales für eine nachfolgende PLL verwenden, [44]. Da

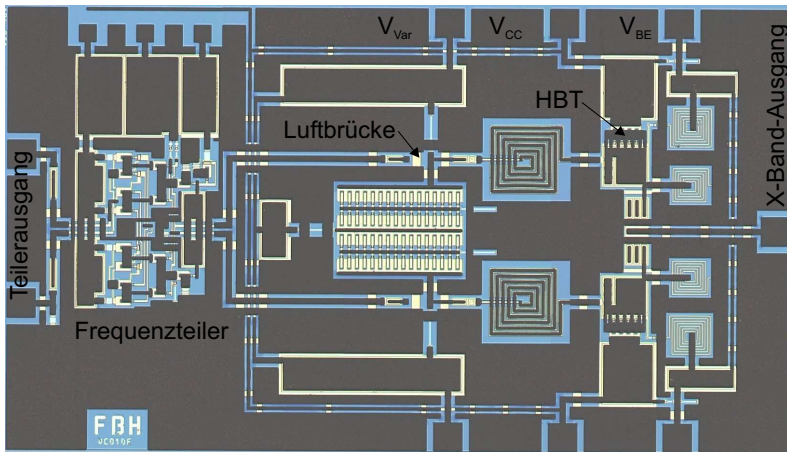


Abb. 6.22: Chipfoto des 10GHz Clapp-VCOs mit Frequenzteiler. VCO10E aus KMM15. Größe: $2.7 \times 1.5 \text{mm}^2$

dessen Eingangsfrequenzteiler dann eine bezogen auf das Nutzsignal nur halb so hohe Frequenz verarbeiten muß, reduziert sich der Aufwand erheblich. Die durch den Abgriff der Fundamentalfrequenz eingefügten Verluste müssen gering gehalten werden (z.B. durch den Einsatz eines Emitterfolgers), da sonst

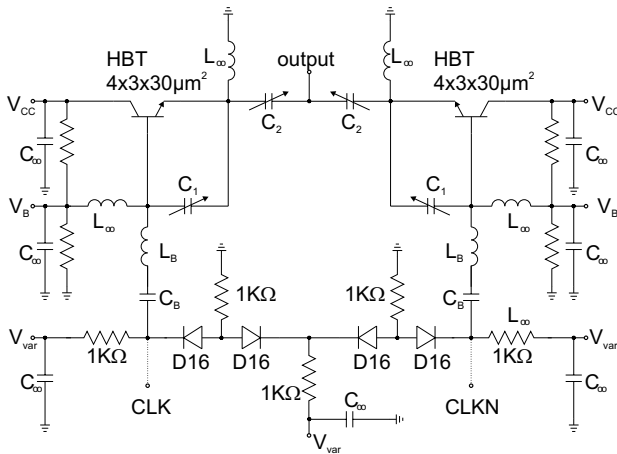


Abb. 6.23: Schaltbild des Oszillorteil ohne Frequenzteiler des VCO10E aus KMM15. An die mit CLK bzw. CLKN bezeichneten Knoten schließt sich der Frequenzteiler entsprechend Abb. 7.12 an.

der sich aus dem differentiellen Konzept ergebende Vorteil der höheren Güte verspielt wird.

Abb. 6.22 zeigt das Chipfoto des 10GHz-„Push-Push“-Oszillators mit Frequenzteiler. Es handelt sich dabei um eine modifizierte Variante des in Kap. 7.1 ausführlich erklärten Clapp-Oszillators, der zusätzlich um einen Frequenzteiler erweitert wurde. Für diesen kam die Standardschaltung eines rückgekoppelten D-Flip-Flops zum Einsatz, der sich insbesondere durch seine Breitbandigkeit und fehlende untere Grenzfrequenz auszeichnet. Durch seinen symmetrischen Eingang läßt er sich besonders einfach an einen differentiellen Oszillator anschließen. Auf die Funktionsweise und Messergebnisse des Teilers wird in Kap. 7.5 eingegangen.

Die Modifikationen beschränken sich dabei auf:

- Einsatz eines antiseriellen Varaktors in jeder Teilhälfte
- Durchschleifen des Basispotentials von einer Teilhälfte zur anderen

Die Entscheidung, das differentielle Eingangssignal bei f_0 für den Frequenzteiler über dem Varaktor abzugreifen, ergab sich aus dem Layout. Auf demselben Wafer wurden auch Versionen ohne angeschlossenen Teiler gefertigt (geöffnete Luftbrücke in Abb. 6.22), um zu untersuchen, ob durch die Belastung des Resonanzkreises das *Phasenrauschen* verschlechtert wird. Wie Vergleiche mit Versionen ohne angeschlossenen Frequenzteiler gezeigt haben, war dies *nicht* der Fall. Ohne Frequenzteiler ergeben sich allerdings höhere Schwingfrequenzen

und eine um ca. 50% höhere Abstimmbandbreite (Verstimmung von 9.0GHz bei $V_{var} = 0V$ nach 10.0GHz bei $V_{var} = 10V$ entsprechend 10.5%). Somit stellt der Frequenzteiler in erster Linie eine kapazitive Last für den Oszillator dar.

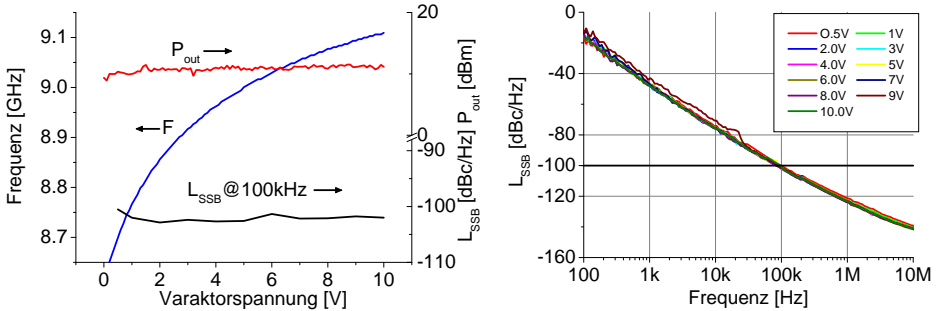


Abb. 6.24: Leistung P_{out} , Frequenz und Phasenrauschen L_{SSB} über der Varaktorspannung am 10GHz-Ausgang. Frequenzteiler angeschlossen; VCO10E aus KMM15, $C_1 = 10pF$, $C_2 = 2.16pF$, $V_{CC} = 3V$, $V_{var} = 0..10V$

Abb. 6.24 zeigt die Abhängigkeit von Frequenz, Leistung und Phasenrauschen als Funktion der Ziehspannung bei angeschlossenem Frequenzteiler. Offensichtlich wurde durch den Einsatz der antiseriellen Dioden die durch Gleichrichtung der Hochfrequenzspannung hervorgerufene Wendestelle der Abstimmcharakteristik (Abb. 6.21) vollständig verhindert. Erkauft wird dieser Vorteil durch eine deutlich höhere Chipfläche, da die einzelne Diode die doppelte Kapazität liefern muß, und ein komplizierteres Netzwerk für die Zuführung der Abstimmspannung. Die Abstimmspannung wird über $1k\Omega$ -Widerstände zugeführt, da diese eine höhere Impedanz über einen breiteren Frequenzbereich darstellen, als dies mit Spiralspulen möglich ist. Spiralspulen liefern nur bei der ersten Parallelresonanz eine große Impedanz (die dort durchaus größer sein kann als $1k\Omega$) und werden dann kapazitiv mit einem hohen Verlustanteil. Dadurch werden aber die für das „Push-Push“-Konzept wichtigen Oberwellen stark bedämpft. Messungen des Phasenrauschens von gleichartig aufgebauten Oszillatoren, die sich nur darin unterschieden, daß im einen Fall Spulen und Widerstände, im anderen Fall nur Widerstände zum Einsatz kamen, zeigten einen Vorteil von ca. 10dB zugunsten des Widerstandskonzeptes. Mit angeschlossenem Frequenzteiler beträgt die Abstimmbandbreite 5.4%, die Ausgangsleistung ist größer als 10dBm und ohne erkennbare Welligkeit. Das gemessene Phasenrauschen am 10GHz-Ausgang ist kleiner als -100dBc/Hz bei 100kHz Ablagefrequenz im gesamten betrachteten Bereich zwischen 0.5V und 10V Ziehspannung, was ein hervorragendes Verhalten darstellt.

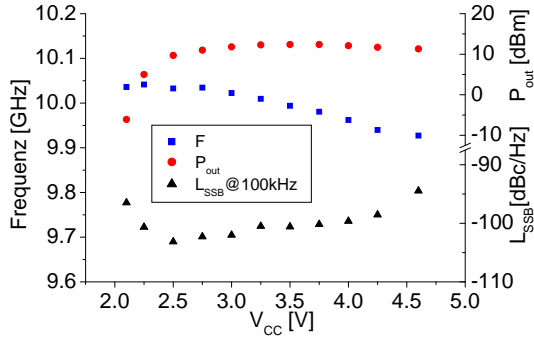


Abb. 6.25: Leistung P_{out} , Frequenz und Phasenrauschen L_{SSB} am 10GHz-Ausgang über der Betriebsspannung. Variante ohne Frequenzteiler; VCO10E aus KMM15, $C_1 = 10pF$, $C_2 = 2.16pF$, $V_{Var} = 10V$

Eine besondere Stärke des Colpitts-Konzeptes liegt in der geringen Abhängigkeit der Performance von der Versorgungsspannung V_{CC} , vgl. Abb. 6.25. Die spannungsabhängigen Diffusionskapazitäten können sich nur gering in einer Änderung der Schwingfrequenz auswirken, da sie durch die weitaus größeren Rückkopplungskapazitäten überbrückt sind. Die Leistung steigt zunächst mit wachsender Betriebsspannung an, bleibt dann aber näherungsweise konstant entsprechend dem Anstieg der Fourierkoeffizienten in Kap. 6.3. Das Phasenrauschen ist in einem sehr großen Bereich zwischen 2.25V und 4.25V nahezu konstant und kleiner als -100dBc/Hz bei 100kHz. Abb. 6.26 vergleicht das

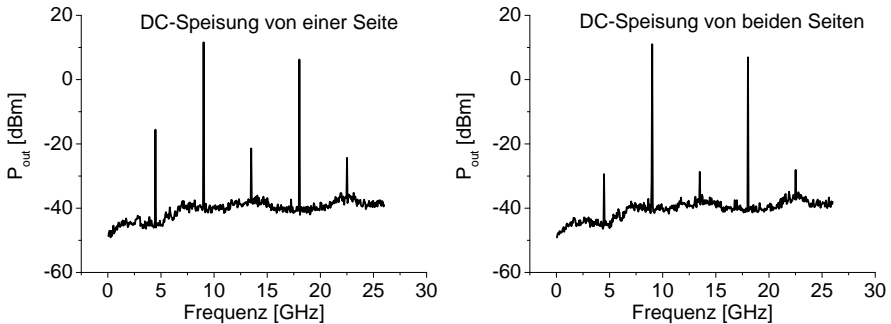


Abb. 6.26: Ausgangsspektrum bei einseitiger (links) und beidseitiger (rechts) Zuführung der DC; VCO10E aus KMM15, $C_1 = 10pF$, $C_2 = 2.16pF$, $V_{CC} = 3V$, $V_{Var} = 5V$

Ausgangsspektrum bei beid- bzw. einseitiger Zuführung der Versorgungsspannung. Die Unterdrückung von f_0 bezogen auf $2f_0$ reduziert sich von 40dB bei beidseitiger Versorgung auf 25dB für den Fall, daß die Versorgung nur von einer Seite aus erfolgt, ist jedoch in jedem Falle als ausreichend zu betrachten. Das Durchschleifen der Basis-Emitter-Spannung führt somit zu einer verbesserten Symmetrie bei nur einseitiger Versorgung der Schaltung.

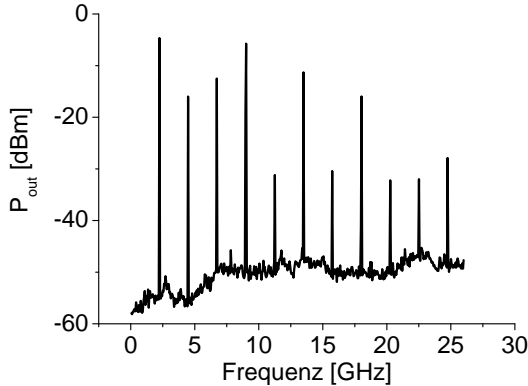


Abb. 6.27: Ausgangsspektrum des Teileranges; VCO10E aus KMM15, $C_1 = 10pF$, $C_2 = 2.16pF$, $V_{CC} = 3V$, $V_{Var} = 10V$

Das Signal am Teilerang ist stark oberwellenhaltig, vgl. Abb. 6.27. Diese stören jedoch nicht und können ggf. durch ein Tiefpaßfilter entfernt werden. Die Messung erfolgte unsymmetrisch, der andere Teilerang ist für Meßzwecke auf dem Chip terminiert. Auffällig ist die starke Komponente bei 9GHz, die vermutlich auf einen Durchschlag des VFOs zurückzuführen ist. Es ist anzunehmen, daß diese (und alle weiteren Vierfachen des Teilersignales) stark reduziert werden können, wenn am Teilerang das *differentielle* Signal verwendet wird.

Abb. 6.28 zeigt das Abstimmverhalten am Teilerang. Die Ausgangsleistung am Teilerang ist im betrachteten Fall mit ca. -5dBm recht gering aber auch stark von der Betriebsspannung abhängig, vgl. Kap. 7.5, und kann bis zu 0dBm bei $V_{CC}=6V$ betragen. Die Abstimmcharakteristik der Grundwelle entspricht mit einem Bewertungsfaktor von 1/4 derjenigen am 10GHz-Ausgang und beweist damit die korrekte Funktionsweise sowohl des Frequenzteilers als auch des Gesamtkonzeptes. Das gemessene Phasenrauschen hat sich um ca. 10dB bezogen auf das 10GHz-Signal verringert und liegt dicht am theoretischen Wert von 12 dB.

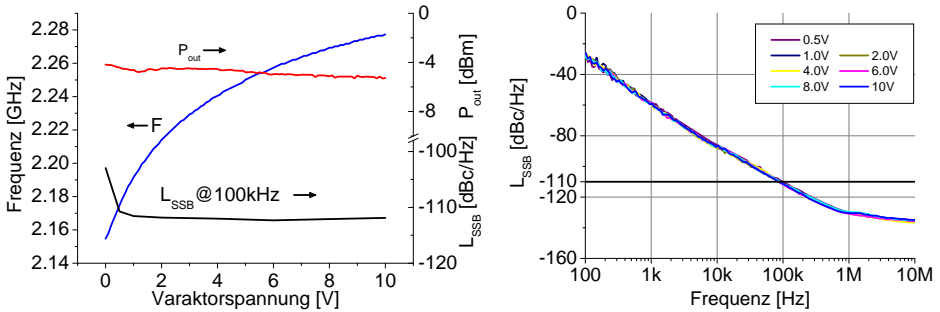


Abb. 6.28: Leistung P_{out} , Frequenz und Phasenrauschen L_{SSB} über der Varaktorspannung am Teiler Ausgang. VCO10E aus KMM15, $C_1 = 10pF$, $C_2 = 2.16pF$, $V_{CC} = 3V$, $V_{Var} = 0..10V$

6.7. Zusammenfassung

Im vorstehenden Kapitel wurde anhand von Beispielen gezeigt, daß der Einsatz von „Push-Push“-Oszillatoren über das meist angeführte Argument der Erzeugung von Signalen oberhalb der Transistorgrenzfrequenzen hinaus weitere nützliche Eigenschaften aufweist. Wendet man dieses Prinzip auf Colpitts-Oszillatoren an, können höhere Güten (und damit geringeres Phasenrauschen) und Schwingfrequenzen erreicht werden als mit Colpitts-Fundamentaloszillatoren.

Die Signalauskopplung in der Symmetrieebene führt zu einer verringerten Anfälligkeit gegen Load-Pull am Ausgang und damit zu einer Vereinfachung folgender Treiber- oder Trennstufen.

Der verglichen mit anderen Oszillatorkonzepten sehr hohe Harmonischengehalt von Colpitts-Oszillatoren führt bei Anwendung des „Push-Push“-Prinzips zu hohen Ausgangsleistungen bei der zweiten und auch noch vierten Harmonischen bei einer Verschlechterung des Phasenrauschens nahe an den minimal erzielbaren 6dB. Die Nutzung der vierten Harmonischen stellt ein neues mögliches Anwendungsgebiet des Schaltungskonzeptes dar.

Wird das Fundamentalsignal einem statischen Frequenzteiler durch zwei zugeführt, ergibt sich bezogen auf die ausgekoppelte zweite Harmonische ein Teilungsfaktor von vier bei reduziertem Aufwand. Dabei ist auf eine geringe Belastung des Oszillators durch den Teiler zu achten, da sonst der Gütevorteil verschenkt wird. Bei der vorgestellten Schaltung konnte keine Verschlechterung des Phasenrauschens durch Anschalten des Frequenzteilers beobachtet werden.

Die Reduktion des Phasenrauschens infolge der Kopplung zweier Oszillatoren konnte anhand von Messungen verifiziert werden und bewegt sich nahe an der theoretisch vorhergesagten Verbesserung von 3dB.

Der entwickelte „Push-Push“-Oszillator mit Frequenzteiler ist mit einem gemessenen Phasenrauschen von -102 dBc/Hz am X-Band-Ausgang und -112 dBc/Hz bei 100 kHz am Teiler Ausgang von hoher spektraler Reinheit über dem gesamten Abstimmbereich und unabhängig vom Arbeitspunkt, was auch auf eine hohe Robustheit gegenüber Temperaturschwankungen schließen läßt, da diese sich immer in einer Arbeitspunktänderung äußern.

Abschließend sei der für den Schaltungsentwickler nicht unwesentliche Aspekt angeführt, daß sich die „Push-Push“-Struktur von Colpitts - Oszillatoren besonders einfach ableiten läßt und insbesondere keine gesonderten Maßnahmen zur Unterdrückung des Gleichtaktfalles unternommen werden müssen, wie es oft bei Oszillatoren mit T-Rückkopplung der Fall ist.

KAPITEL 7

Realisierte Schaltungen

In diesem Kapitel werden im Verlauf dieser Arbeit realisierte Oszillatoren im Frequenzbereich von 10 bis 76GHz vorgestellt, die sich in erster Linie durch ein besonders niedriges Phasenrauschen auszeichnen. Der 10GHz-VCO erreichte bis zu $-100\text{dBc}/\text{Hz}@100\text{kHz}$ und wurde in [45] veröffentlicht. Es folgt ein VCO bei 19GHz, der Phasenrauschen kleiner $-90\text{dBc}/\text{Hz}@100\text{kHz}$ erreicht, und damit die Anforderungen für das ACC-Radar erfüllt. Der 38GHz-VCO hat differentielle Ausgänge bei 19GHz und gleichzeitig einen unsymmetrischen Ausgang bei 38GHz und erreichte an diesen $-86\text{dBc}/\text{Hz}@100\text{kHz}$ bzw. $-81\text{dBc}/\text{Hz}@100\text{kHz}$, vgl. [46].

Die genannten Ergebnisse mit GaAs-HBTs werden ergänzt durch SiGe-HBT-Oszillatoren bei 76 und 120GHz, die realisiert wurden im Rahmen einer Kooperation mit der Firma Bosch auf einem 200GHz-Prozeß von IBM.

Anschließend werden Messungen zu einem statischen Frequenzteiler gezeigt, der sowohl separat als auch im Zusammenspiel mit dem differentiellen VCO aus Kap. 6.6 betrieben wurde. Die Veröffentlichung des VCOs mit Teiler erfolgte in [44]

7.1. 10GHz Clapp-Oszillator nach dem „Push-Push“-Prinzip

Abb. 7.1 zeigt den Stromlaufplan und Abb. 6.7 das dazugehörige Chipfoto eines X-Band VCOs, der nach dem in Kap. 6 beschriebenen „Push-PushPrinzip“ arbeitet. Die Halbstruktur besteht dabei aus einem bei $f_0=5\text{GHz}$ schwingenden Clapp-Oszillator. Dieser unterscheidet sich zum Colpitts-Oszillator dadurch, daß die Induktivität zwischen Basis und Kollektor durch einen Serienschwingkreis ersetzt wird, der oberhalb seiner ersten Resonanzfrequenz betrieben wird. Die daraus resultierenden Vorteile sind:

- Eine höhere belastete Güte und daraus resultierendes besseres Phasenrauschen (Gl. 9.7)
- Die belastete Güte des Colpitts-Oszillators wächst mit der Admittanz zwischen Basis und Kollektor, d.h. die benötigte Induktivität wird immer kleiner. Kleine Induktivitäten haben jedoch hohe Verluste. Durch Einsatz eines Serienschwingkreises kann die Schwingkreisinduktivität nach maximaler Spulengüte dimensioniert werden.

- Der Kondensator des Serienschwingkreises kann ganz oder teilweise durch einen Varaktor ersetzt werden, wodurch sich ein VCO realisieren läßt.

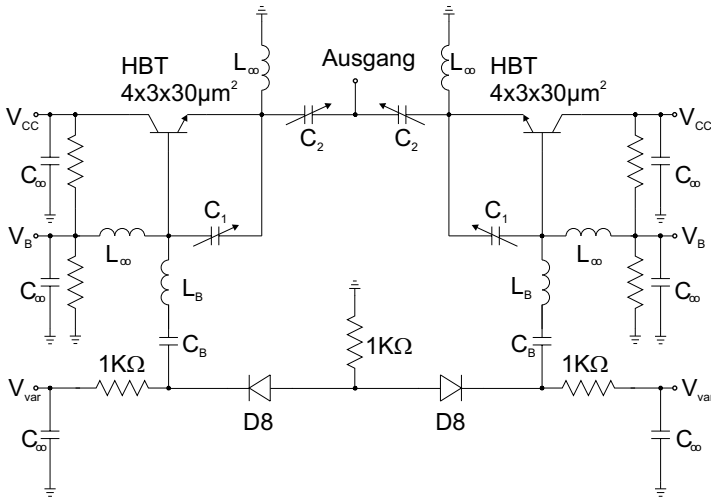


Abb. 7.1: Schaltbild VCO10B.

Der Serienschwingkreis in Abb. 7.1 besteht aus L_B , C_B und D8. Der Varaktor ist für einen breiten Abstimmbereich fest angekoppelt-dieser beträgt rund 10% und ist damit ausgesprochen hoch. Durch die feste Ankopplung wird bei geringen Ziehspannungen $V_{Var} \leq 3V$ Hochfrequenz über dem Varaktor gleichgerichtet, wodurch das Phasenrauschen in diesem Bereich degradiert (vgl. Kap. 5.3). Um die benötigte Chipfläche klein zu halten wurden $1K\Omega$ -Widerstände an Stelle von Spulen im Bias der Varaktoren verwendet. Die intern gleichgerichtete Hochfrequenz kann deshalb nicht sofort abfließen, woraus eine „unschöne“ Wendestelle der Abstimmcharakteristik (vgl. Abb. 6.21) bei $V_{Var} \approx 1.8V$ resultiert. Der differentielle Oszillator in Kap. 6.6 verwendet antiserielle Varaktoren in jeder Hälfte - insgesamt also 4 Stück- und hat diese Wendestelle nicht mehr. Für größere Ziehspannungen ergibt sich dennoch ein sehr gutes Phasenrauschen bis herunter zu $-100dBc/Hz@100kHz$. Bei der Durchführung der Messungen hat sich herausgestellt, daß die Betriebsspannungen von beiden Seiten zugeführt werden sollten. Die Potentiale von Kollektor und Varaktor wurden zwar auf dem Chip von einer Seite zur nächsten durchgeschleift, das Basispotential wurde jedoch von dem des Kollektors abgeleitet. Durch die exponentielle Abhängigkeit des Kollektorstromes von der

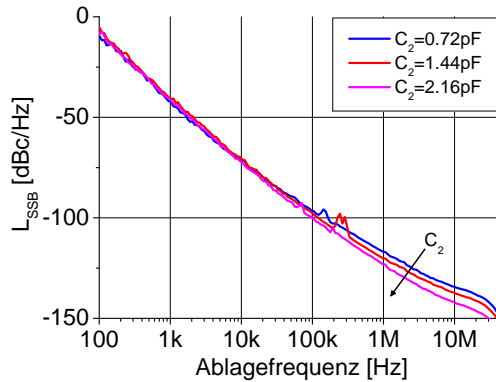


Abb. 7.2: Gemessenes Phasenrauschen mit C_2 als Parameter; $C_1 = 7.6\text{pF}$, VCO10B aus KMM13/002, $U_{CC} = 3\text{V}$, $C_1 = 7.616\text{pF}$

Basis-Emitter-Spannung kommt es durch den Spannungsabfall über den durchschleifenden Leitungen zu einer starken Unsymmetrie der Kollektorströme, was sich sofort im Spektrum des Ausgangssignales niederschlägt - dergestalt, daß die ungeraden Harmonischen nicht vollständig ausgelöscht werden und, je nach Unsymmetrie, nur noch 20dB schwächer sind als die geradzahlgigen Harmonischen.

7.2. 19GHz VCO mit Koplanarleitungsresonator

Wie in Kap. 2 gezeigt wurde, ist das Phasenrauschen in erster Linie von der belasteten Güte abhängig. Beim Entwurf des Oszillators nach Abb. 7.3 sollte diese optimiert werden.

Die Berechnung der belasteten Güte für Oszillatoren mit T-Rückkopplung erfolgt wie in Kap. 5.2.1 beschrieben. Dort wurden für den Fall $Z_c = 0$ die optimalen Reaktanzen Z_e und Z_b berechnet. Mit steigender Oszillatorfrequenz gelangen zunehmend Leitungen zum Einsatz, um die erforderlichen Phasenwinkel an Basis bzw. Emitter einzustellen. Wenn die dabei auftretenden Leitungslängen nur kurz sind unterscheiden sich diese in ihrer Wirkung kaum von diskreten Spulen oder Kondensatoren bzw. Kombinationen aus diesen. Die im Chipfoto erkennbaren Leitungselemente werden im Schaltbild nach Abb.7.3 entsprechend modelliert. Wie im Kap. 3.4 gezeigt, ist eine Erhöhung der unbelasteten Güte von Leitungen durch eine stetige Leitungsverlängerung nicht möglich:

$$(7.1) \quad Q_u = \frac{\beta}{2\alpha}$$

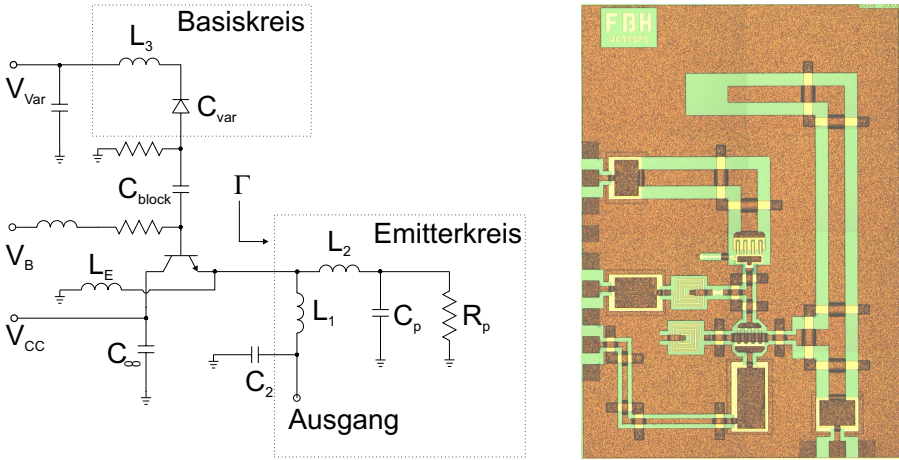


Abb. 7.3: links: Schaltbild VCO19P5 mit $4 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ -HBT. rechts: Chipfoto VCO19P5 mit $4 \times 3 \times 30$ -HBT. Maße: $1,1 \times 1,6 \text{mm}^2$

Für eine Optimierung der belasteten Oszillatorgüte ist jedoch nicht so entscheidend, daß die angeschlossenen Reaktanzen wirklich verlustfrei sind (was eine hohe unbelastete Güte dieser Elemente impliziert), sondern daß sie eine möglichst schnelle Phasendrehung über der Frequenz bewirken. Deshalb ist die sogenannte Reaktanzsteilheit κ diejenige Größe die maximiert werden muß [47]. Für den Serienschwingkreis mit

$$(7.2) \quad Z_s = R_s + j\omega L_s + \frac{1}{j\omega C_s} = R_s + jX_s$$

ist sie:

$$(7.3) \quad \kappa = \left. \frac{\omega_r}{2} \frac{dX_s}{d\omega} \right|_{\omega_r}$$

Dementsprechend gilt für die Suszeptanzsteilheit χ des Parallelschwingkreises:

$$(7.4) \quad Y_p = G_p + j\omega C_p + \frac{1}{j\omega L_p} = G_p + jB_p$$

bzw.

$$(7.5) \quad \chi = \left. \frac{\omega_r}{2} \frac{dB_p}{d\omega} \right|_{\omega_r}$$

Reaktanz- und Suszeptanzsteilheit berücksichtigen demzufolge im Gegensatz zur Güte die Verluste nicht. Für den Serienschwingkreis gilt:

$$(7.6) \quad \kappa = R_s Q_u = R_s \frac{\omega_r L_s}{R_s} = \omega_r L_s$$

Somit muß für eine große Reaktanzsteilheit die Serieninduktivität L_s maximiert werden. Für den Parallelschwingkreis gelten wieder duale Beziehungen. Hier muß für eine große Suszeptanzsteilheit die Kreiskapazität C_p maximiert werden.

Diese Maßnahmen wurden bei dem vorgestellten VCO angewendet. Entsprechend Kap. 5.2.1 sind bei $f = 19GHz$ unabhängig von der Fingerzahl des HBT für Kurzschluß des Kollektors eine Basisinduktivität und eine Emitterkapazität erforderlich. Wie aus Abb. 7.3 ersichtlich, wurde die Basisinduktivität durch einen Serienschwingkreis, bestehend aus L_3 und der Varaktorkapazität C_{var} ersetzt. Die Schwingfrequenz liegt oberhalb dessen Eigenresonanz wodurch dieser induktiv wirkt. Mit steigendem L_3 (entspricht zunehmender Koplanarleitungslänge im Layout) und abnehmender Varaktorkapazität erhöht sich die Reaktanzsteilheit dieses Kreises. Am Emmitter wurde ein induktiv an-

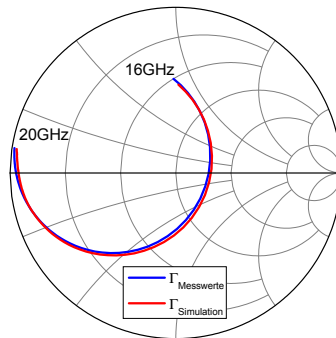


Abb. 7.4: Gemessener und simulierter Eingangsreflexionsfaktor des Emmitterkreises von 16 bis 20GHz

gekoppelter Parallelschwingkreis in Form von Leitungsstücken angeschlossen. Dazu wird einem kurzen koplanaren Leitungsstück, das gegen Masse endet, ein langes, leerlaufendes Leitungsstück $l < \lambda/4$ parallel geschaltet. Im Schaltbild wird diese Struktur durch L_1 , L_2 , C_p und R_p nachgebildet. Ein Vergleich von gemessenem und simuliertem Eingangsreflexionsfaktor liegt in Abb.7.4 vor. Je kürzer das gegen Masse führende Leitungsstück, d.h. je kleiner L_1 wird, desto größer muß C_p für gleiche Schwingfrequenz werden. Dazu nähert sich die Länge des leerlaufenden Leitungsstückes immer mehr $l = \lambda/4$ an. In der Summe führt das zu einer immer weiter steigenden Suszeptanzsteilheit des Emmitterkreises. Die unbelastete Güte des Emmitterkreises bei der Resonanzfrequenz von 16.3GHz beträgt

$$(7.7) \quad Q_u = R_p \omega C_p = 32$$

Element	Elementwert
L_1	110pH
L_2	324pH
C_p	0.23pF
R_p	1.6k Ω

Tab. 7.1: Ersatzelementwerte des Emittierkreises

Die Oszillatorfrequenz liegt oberhalb der Eigenresonanzfrequenz des Kreises; somit wirkt dieser kapazitiv. Die belastete Oszillatorgüte nach Kap. 5.2.1 ergibt einen Wert von 13. Die Ausgangsleistung wird ebenfalls dem Emittierkreis entnommen. C_2 beträgt 6pF und schließt damit den Ausgang weitestgehend kurz. Dadurch werden nur sehr geringe Verluste in die Schaltung eingebracht, wodurch das hohe Q_L erzielt wird, dies geschieht jedoch auf Kosten der Ausgangsleistung, welche recht gering ausfällt. Für den praktischen Einsatz ist hier ein Buffer unbedingt erforderlich. Der beschriebene VCO liefert sehr gute

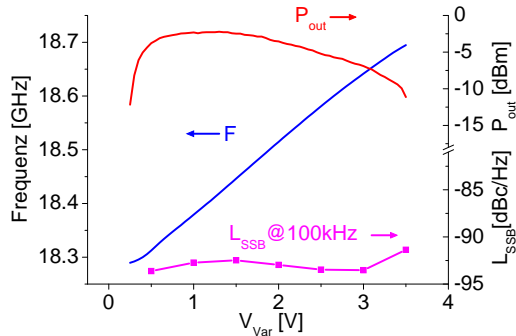


Abb. 7.5: Leistung, Frequenz und Phasenrauschen über der Varaktorspannung. VCO19P5 aus KMM9/003. $V_{CC} = 6V$, $I_C = 45mA$

Phasenrauschwerte kleiner -90dBc@100kHz für alle Varaktorspannungen und erfüllt somit die Anforderungen für ACC-Radar-Applikationen.

7.3. 38GHz „Push-Push“-Oszillator

Abb. 7.6 zeigt einen VCO nach dem „Push-Push“-Prinzip, mit Ausgängen sowohl bei der Grundfrequenz (19GHz) als auch der zweiten Harmonischen (38GHz), vgl. [46]. Es handelt sich um einen Oszillator mit T-Rückkopplung.

An der Basis ist zur Erhöhung der Güte ein Serienschwingkreis aus Spiralinduktivität und MIM-Kondensator angeschaltet. Bezogen auf die Oszillatorfrequenz ist dieser induktiv und arbeitet oberhalb seiner ersten Resonanzfrequenz.

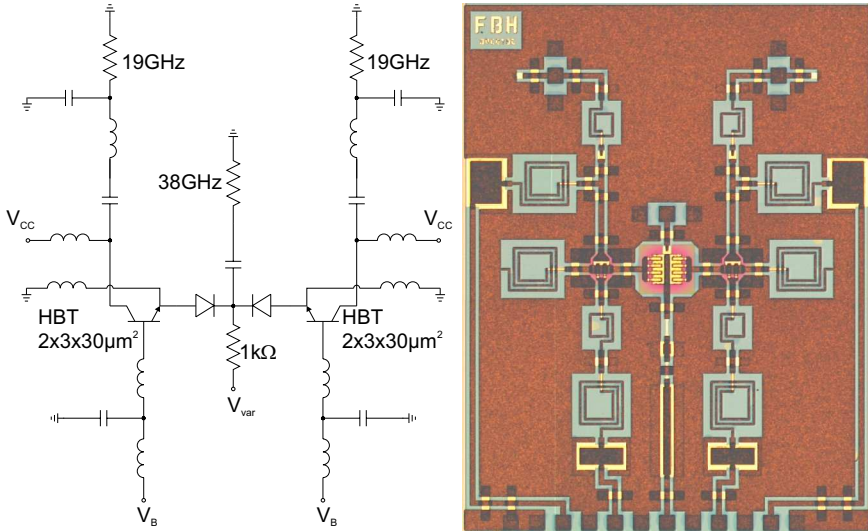


Abb. 7.6: links: Schaltbild, rechts: Chipfoto des differentiellen VCOs mit T-Rückkopplung DVCO19C aus KMM2. Größe: $1.6 \times 2 \text{mm}^2$

Der Varaktor besteht aus einem Kollektor-Basis pn-Übergang und ist p-seitig direkt am Emitter angeschaltet. Der DC-Pfad für den Varaktor wird über eine ebenfalls am Emitter angeschlossene Spiralspule gewährleistet, die so dimensioniert ist, daß sie bei Resonanz betrieben wird. Gleichzeitig fließt über diese auch der Emitterstrom des Oszillatortransistors ab. Die Zuführung der Abstimmspannung erfolgt kathodenseitig in der virtuellen Masse über einen $1 \text{k}\Omega$ Widerstand. Hier befindet sich gleichzeitig der Ausgang für das 38GHz -Signal.

Die 50Ω -Last des 19GHz -Ausgangs wird über ein L-Glied niederohmig (ca. 5Ω) an den Kollektor transformiert. Diese Transformationsschaltung wirkt sich durch den Phasengang ebenfalls positiv auf die Oszillatorgüte aus. Die Messungen wurden zuerst am 38GHz -Ausgang durchgeführt. Die 19GHz -Ausgänge waren zu diesem Zeitpunkt auf dem Chip durch Luftbrücken mit 50Ω verbunden. Danach wurde eine dieser Luftbrücken mechanisch getrennt, was Messungen an dem entsprechenden 19GHz -Ausgang ermöglichte. Die Messergebnisse zeigt Abb.7.7. Das Phasenrauschen wurde zu -81dBc/Hz am 38GHz -Ausgang

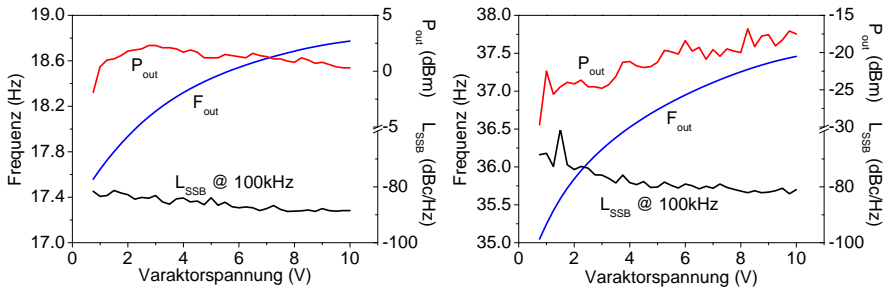


Abb. 7.7: Leistung, Frequenz und Phasenrauschen über der Varaktorspannung. links: 19GHz-Ausgang, rechts: 38GHz-Ausgang. DVCO19C aus KMM2.

bzw. -86dBc/Hz am 19GHz-Ausgang in 100kHz Ablage bestimmt und markiert damit Bestwerte, auch vor dem Hintergrund der hohen Abstimmbandbreite von 7%. Eine auf demselben Wafer prozessierte Festfrequenzvariante mit MIM-Kondensatoren anstelle des Varaktors erreichte ein um 8 bis 10dB besseres Phasenrauschen.

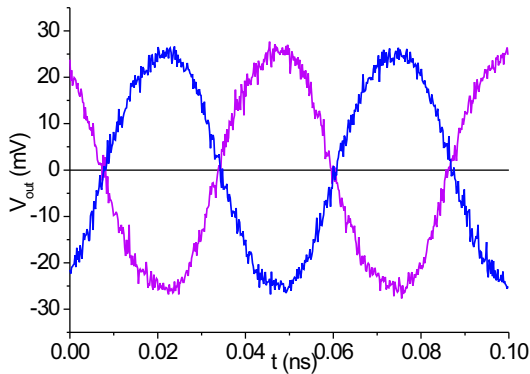


Abb. 7.8: Zeitverläufe der differentiellen 19GHz-Ausgänge.

Um die Funktionsweise des „Push-Push“-Prinzips abzusichern, wurden die Zeitverläufe der niederfrequenten Ausgänge gemessen, vgl. Abb. 7.8, was nach einer sorgfältigen Kalibrierung der Leitungslängen verlangt. Die andere Möglichkeit wäre die spektrale Untersuchung des Ausgangssignales im 38GHz-Ausgang gewesen- im „Push-Push“-Betrieb zeigt sich dann die charakteristische Unterdrückung der ungeradzahigen Harmonischen-, allerdings ist das

wegen der begrenzten Bandbreite derzeitiger Spektrumanalysatoren nur für geringere Schwingfrequenzen möglich.

7.4. SiGe-Oszillatoren bei 76 und 120GHz

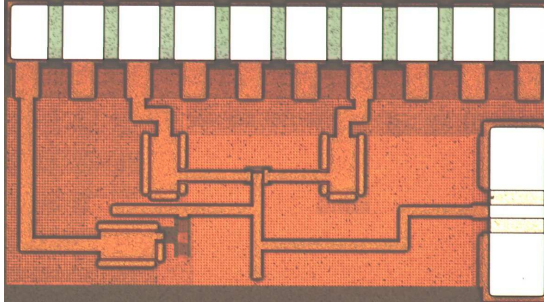


Abb. 7.9: Chipfoto des 76 GHz SiGe-VCO mit HBT $2 \times 2 \times 10 \mu\text{m}^2$. Maße: $1.0 \times 0.6 \text{ mm}^2$

Abb. 7.9 zeigt das Chipfoto des Oszillators, basierend auf dem $0.13 \mu\text{m}$ 8HP SiGe Prozeß von IBM, welcher im Rahmen einer Kooperation mit der Firma Bosch am FBH entwickelt wurde. Im Rahmen der Kooperation entstanden auch Fundamental- sowie “Push-Push”-Oszillatoren bei 120GHz, die dem in diesem Abschnitt vorgestellten Schaltungskonzept sehr ähneln (vgl. [48]). Der 8HP-Prozeß bietet eine Reihe von Eigenschaften, die ihn für phasenrauscharme Millimeterwellenoszillatoren als besonders geeignet erscheinen lassen:

- gegenüber einer GaAs-basierten HBT-Technologie ist das $1/f$ -Rauschen nochmals deutlich reduziert
- gleichzeitige Integration von digitalen and analogen Schaltungen (BiCMOS)
- sehr hohe f_T und f_{max} -Werte ($>200\text{GHz}$)
- trotz hoher Substratverluste im Silizium Realisierung relativ hoher Leitungsgüten durch Nutzen des dicken dielektrischen Schichtstapels oberhalb der Massemetallisierung auf dem Si-Halbleiter

Abb. 7.10 zeigt das Schaltbild der Festfrequenzvariante des 76GHz-Oszillators. Die Induktivitäten wurden als Mikrostreifenleitungen ausgeführt, wie dem Layout entnommen werden kann. Der am Emittter angeschaltete Parallelresonanzkreis arbeitet bei der sich einstellenden Schwingfrequenz oberhalb der ersten Parallelresonanzfrequenz und transformiert damit eine negative Reaktanz an den Emittter. Gegenüber einer Kapazität sorgt diese Anordnung für

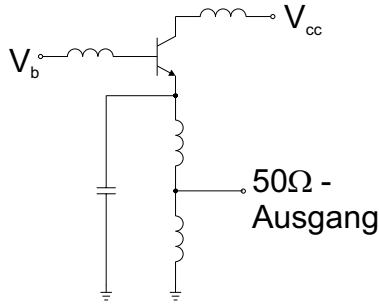
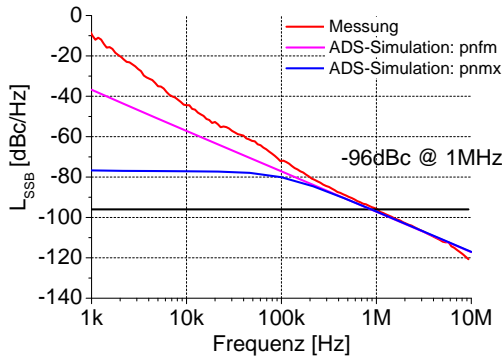


Abb. 7.10: Schaltbild des 76GHz-VCOs

Abb. 7.11: Simuliertes und gemessenes Einseitenbandphasenrauschen. $P_{out} = -1.5dBm$, $F = 79.8GHz$

eine erhöhte Suszeptanzteilheit, analog zu dem in Kap. 7.2 vorgestellten Oszillator. Die Leistung wird durch eine Anzapfung des Emitterkreises ausgekoppelt; dabei gilt, daß die Suszeptanzteilheit um so höher ist, je mehr die Anzapfung in Richtung Masse verschoben wird - das erfolgt jedoch zu Lasten der Ausgangsleistung.

Gleichzeitig kann auch der Emittergleichstrom über den Emitterkreis abfließen. Die im Schaltbild eingezeichnete Kreiskapazität wird im Festfrequenzoszillator durch ein leerlaufendes kurzes Leistungsstück realisiert; durch teilweise Ersetzung dieses Leitungsstück durch eine Varaktordiode erhält man einen VCO. Durch Einstellen eines möglichst großen C/L -Verhältnisses kann die Oszillatorgüte maximiert werden.

Die Leitungslängen an Basis und Kollektor sind bei der Betriebsfrequenz kleiner $\lambda/4$ und so gewählt, daß sich am Emittierer ein möglichst hoher Reflexionsfaktor einstellt. Zusätzlich erfolgt über diese die DC-Versorgung für Basis und Kollektor.

Als simulierte Ausgangsleistung ergaben sich 5dBm gegenüber gemessenen -1.5dBm. Für das simulierte und gemessene Phasenrauschen ergibt sich eine gute Übereinstimmung nur für große Ablagefrequenzen.

7.5. Frequenzteiler

Der statische Frequenzteiler (Schaltbild in Abb. 7.12 und Chipfoto in Abb. 6.22) wurde als Standardschaltung eines rückgekoppelten D-Flip-Flops realisiert. Dieses besteht aus zwei identischen Latch-Stufen, dem Master (T1 bis T7) und dem Slave (T8 bis T14). Jedes Latch besteht aus zwei Differenzverstärkerstufen, der Ein- und der Ausgangsstufe. Bei positivem CLK-Signal

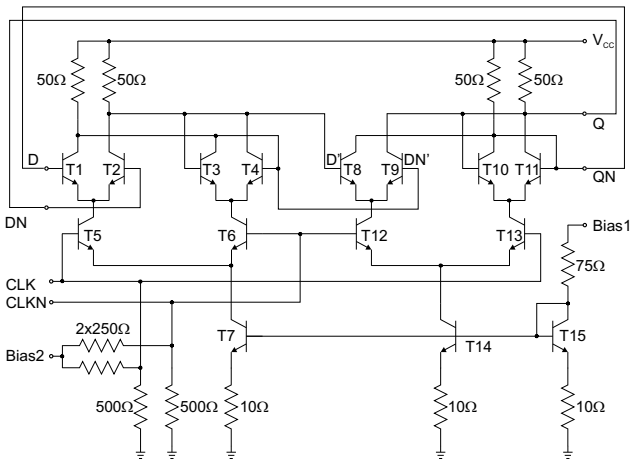


Abb. 7.12: Schaltbild des statischen Frequenzteilers; T1-T15: GaAs-HBT $1 \times 3 \times 30 \mu\text{m}^2$

leitet T5 und T6 ist gesperrt. Somit sind T1 und T2 aktiv, T3 und T4 inaktiv und der Zustand von D bzw. DN erscheint unbeeinflusst von der Ausgangsstufe des Masters am Eingang des Slave (D' und DN'). Da die Eingangsstufe des Slave in diesem Moment intransparent ist, haben die Logikpegel an D' und DN' keine Auswirkung auf Q und QN.

Beim Übergang von High nach Low am CLK-Eingang wird die Eingangsstufe des Masters intransparent und die des Slave transparent. Die Ausgangsstufe des Masters hält dessen letzten Zustand, da die Basen der Ausgangsstufe

mit den Kollektoren der Eingangsstufe verbunden sind. Die Logikpegel an D' und DN' führen jetzt zu einer Invertierung von Q und QN und somit D und DN. Mit dem nächsten Übergang von Low nach High am CLK-Eingang wird diese Änderung vom Master übernommen.

Da das Taktsignal des Masters gegenüber dem des Slave invertiert ist, ist entweder der Master oder der Slave transparent, während der jeweils andere Teil den letzten Zustand speichert.

Der verwendete Frequenzteiler wurde auch als separate Einzelschaltung gefertigt, wobei der eine Eingang durch einen großen Blockkondensator nach Masse und ein Ausgang auf 50Ω geschaltet wurde, wodurch dieser unsymmetrisch gemessen werden konnte. Bei einem idealen Frequenzteiler sollte die Ausgangsleistung nicht von der Eingangsleistung abhängen. Wie die Messungen (Abb. 7.13) zeigten, ist die Variation der Ausgangsleistung von max. 3dB bei Veränderung des Eingangssignales um 30dB als hinreichend klein zu betrachten. Abb. 7.14 zeigt die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Ver-

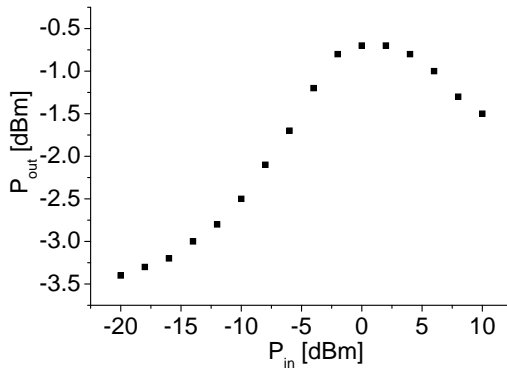


Abb. 7.13: Abhängigkeit der Ausgangs- von der Eingangsleistung. $F=5\text{GHz}$, $U_{CC}=5\text{V}$

sorgungsspannung. Die maximale verarbeitbare Eingangsfrequenz des Teilers bei einer Eingangsleistung von -10dBm wurde zu 8GHz ermittelt (Abb. 7.15). Darüber steigt die für korrekte Funktion benötigte Eingangsleistung an. Die Meßwerte oberhalb von 8GHz wurden deshalb bei einer höheren Eingangsleistung ermittelt. Bis zu einer Frequenz von 7.5GHz ist die für korrekte Funktion benötigte minimale Eingangsleistung $P_{in,min} \leq -20\text{dBm}$, bei 10GHz ist $P_{in,min} = 0\text{dBm}$. Die Welligkeit der Ausgangsleistung ist im beobachteten Bereich kleiner als 2dB .

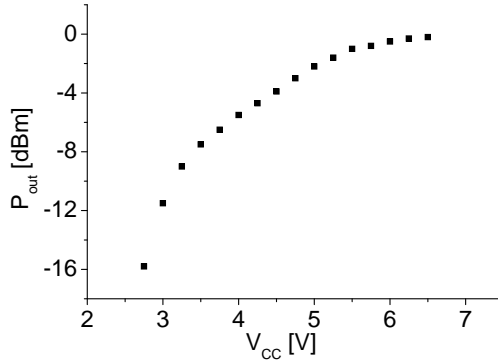


Abb. 7.14: Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Versorgungsspannung.
 $F=5\text{GHz}$, $P_{in}=-10\text{dBm}$

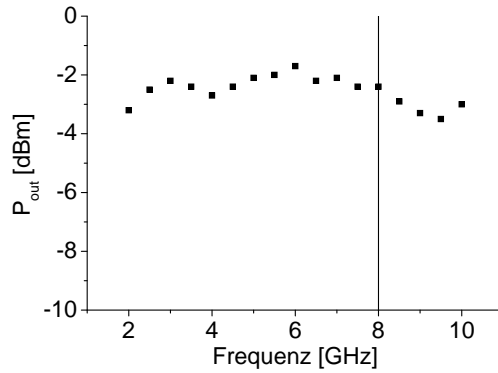


Abb. 7.15: Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Eingangsfrequenz.
 $U_{CC}=5\text{V}$, $f \leq 8\text{GHz}$: $P_{in} = -10\text{dBm}$

KAPITEL 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wurden Wege zur Reduktion des Phasenrauschens von monolithisch integrierten Mikrowellenoszillatoren mit GaAs-HBTs untersucht. Die das Phasenrauschen wesentlich beeinflussenden Faktoren sind:

- die belastete Oszillatorgüte
- das Niederfrequenzrauschen des Transistors
- der Transistorarbeitspunkt
- der Varaktor

Dabei hat sich herausgestellt, daß das größte Potential zur Verringerung des Phasenrauschens in der Maximierung der belasteten Güte besteht, was durch Messungen belegt werden konnte. Im Gegensatz zu hybrid aufgebauten Oszillatoren, bei denen die Oszillatorgüte im wesentlichen von einem ausgezeichneten hochgütigen Resonator bestimmt wird, kommt es bei MMIC-Oszillatoren darauf an, alle Transistoranschlüsse mit möglichst vielen stark phasendrehenden Elementen zu beschalten. Solche Elemente sind insbesondere aus Kombinationen von planaren Induktivitäten und Kapazitäten bestehende Resonanzkreise, wobei mit steigender Ordnungszahl die Phasensteilheit der Resonanzkreise und damit die gesamte Oszillatorgüte steigt. Die damit einhergehenden wachsenden Verluste müssen jedoch gleichzeitig durch eine höhere Verstärkung des HBTs wieder kompensiert werden.

Wie Messungen von verstimmbaren und (bis auf den Varaktor baugleichen) nicht verstimmbaren Oszillatoren gezeigt haben, führt der Einsatz eines Varaktors zu einer Phasenrauschverschlechterung von typisch 10dB. Ursache ist die gesteigerte Empfindlichkeit der Phase der Schleifenverstärkung gegenüber Rauscheinkopplungen. Diese kann nur durch eine losere Varaktorkopplung und damit einhergehender Reduktion der Abstimmbandbreite - also nur begrenzt- reduziert werden. Bei kleinen Abstimmspannungen besteht zusätzlich die Gefahr, daß die Varaktordiode im Flußbereich betrieben wird, wodurch das Phasenrauschen noch weiter degradiert. Abhilfe schafft hier die Verwendung antiserieller Varaktoren.

Eine Abhängigkeit des Phasenrauschens vom Arbeitspunkt konnte nachgewiesen und erklärt werden, allerdings läßt sich daraus so gut wie kein praktischer Nutzen ziehen, da der Bereich, in dem der Oszillator sein Rauschminimum aufweist, sehr gering ist. Von Oszillatoren wird im allgemeinen eine

möglichst große Unabhängigkeit aller Kennwerte vom Arbeitspunkt verlangt (darin liegt eine große Stärke des Colpitts-Oszillators).

Die Möglichkeit, das $1/f$ -Rauschen durch eine niederohmige Belastung der Basis-Emitter-Strecke zu unterdrücken, und damit das Phasenrauschen zu reduzieren, wurde ebenfalls untersucht. Die erzielbaren Verbesserungen sind jedoch gering und liegen außerhalb des interessierenden Ablagefrequenzbereiches von 100kHz an aufwärts.

Im zweiten Teil wurde der „Push-Push“-Oszillator mit Auskopplung der zweiten Harmonischen auf Basis eines Clapp-Oszillators als ein innovatives Schaltungskonzept vorgestellt, das eine Reihe von sehr nützlichen Eigenschaften in sich vereinigt: Die gewählte Topologie der kapazitiven Dreipunktschaltung ist bekannt für ihre hohe spektrale Reinheit, die sich durch das Kurzschließen intrinsischer Rauschquellen einerseits und einen besonders geringen Stromflußwinkel ergibt. Der Nachteil der limitierten oberen Grenzfrequenz von Copitts-basierten Oszillatoren wird durch die Auskopplung der zweiten Harmonischen ausgeglichen. Gleichzeitig können dadurch höhere Oszillatorgüten erreicht werden als mit Fundamentaloszillatoren derselben Topologie. Es wurde gezeigt, daß durch die Wahl der Auskopplung des Nutzsignales in der virtuellen Masse dieses Konzept besonders immun ist gegen Laständerungen am Ausgang, wodurch sich Vereinfachungen für die Auslegung nachfolgender Entkoppelstufen ergeben. Die erzielten Ausgangsleistungen bei der zweiten Harmonischen liegen im zweistelligen dBm-Bereich und sind damit für praktische Anwendungen interessant. Weiterhin wurde gezeigt, daß auch die vierte Harmonische mit hoher Leistung ausgekoppelt werden kann - bei einer Phasenrauschverschlechterung, die nahe an den minimal erzielbaren 6dB liegt. In dieser Richtung liegt weiteres Entwicklungspotenzial des Konzeptes.

Eine durch Kopplung von Oszillatoren bewirkte Reduktion des Phasenrauschens konnte für den Spezialfall des „Push-Push“-Oszillators durch den meßtechnischen Vergleich der Einzel- mit der Koppelstruktur nachgewiesen werden und bewegt sich um den theoretisch vorhergesagten Wert von 3dB. Als *alleinige* Maßnahme zur Phasenrauschverbesserung ist das „Push-Push“-Konzept also nicht geeignet, um einen Oszillator mit schlechtem Phasenrauschen entscheidend zu verbessern - erst in Verbindung mit den anderen Vorteilen und dem geringen Phasenrauschen von Colpitts-Oszillatoren wird es attraktiv.

Oszillatoren werden in den meisten Anwendungsfällen zusammen mit einer PLL zur Stabilisierung der Frequenz betrieben. Da verfügbare PLL-Schaltkreise hinsichtlich ihrer maximalen Eingangsfrequenz beschränkt sind, ist eine von der Oszillatorfrequenz abgeleitete, möglichst niedrige Referenzfrequenz wünschenswert. Wie gezeigt wurde, ergeben sich durch das „Push-Push“-Konzept

durch die inhärente Erzeugung der halben gewünschten Ausgangsfrequenz bedeutende Vereinfachungen für den auf dem gleichen Chip integrierten Frequenzteiler: Bezogen auf die Ausgangsfrequenz ergibt sich ein effektiver Teilungsfaktor von vier durch den Einsatz von nur zwei Flip-Flop Stufen für den statischen Frequenzteiler. Die Erzielung vergleichbarer Ergebnisse ohne Anwendung des „Push-Push“-Konzeptes würde für den Frequenzteiler eine Verdopplung der Eingangsfrequenz bedeuten, gleichzeitig eine Verdoppelung der Flip-Flop Anzahl (und damit Fläche) sowie der Stromaufnahme.

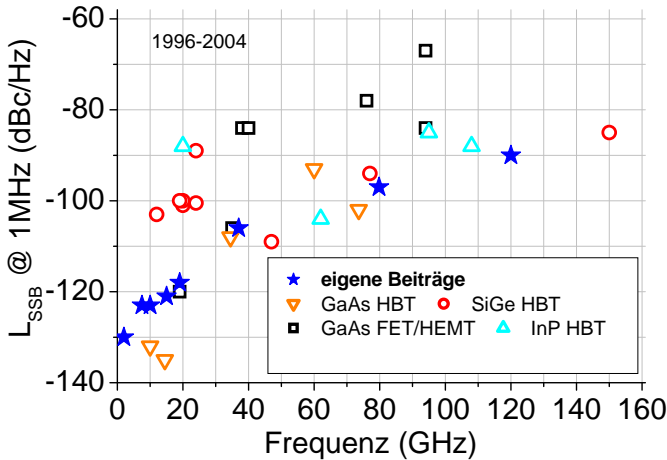


Abb. 8.1: Erreichte Phasenrauschwerte dieser Arbeit bei 1MHz Ablagefrequenz im Vergleich zu veröffentlichten Ergebnissen

Im Zuge der Arbeiten entstanden zahlreiche Oszillatoren im Frequenzbereich von 2 bis 120GHz. Abb. 8.1 demonstriert, daß viele davon im internationalen Vergleich Phasenrauschbestwerte erreichten (Quellennachweis siehe Tab. 9.1). Für Frequenzen unterhalb von 20GHz ([45],[44]) haben sich Colpitts-basierte Oszillatoren, darüber Reflexionsoszillatoren als überlegen erwiesen. Der Wert bei 38GHz repräsentiert den „Push-Push“-Oszillator aus Kap. 7.3 ([46]). Zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit eines industriellen $0.13\mu\text{m}$ BiCMOS-Prozesses entstanden im Zuge einer Kooperation SiGe-Oszillatoren bei 76 und 120GHz, die die entwickelten Oszillatoren von der Frequenz her nach oben abschließen.

Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, wie durch Rückwirkungen des Messaufbaus auf den Oszillator Phasenrauschmeßwerte verfälscht werden können. Die große praktische Relevanz dieses Themas besteht

darin, daß die Rückwirkungen meist zu einer künstlichen Verbesserung des Phasenrauschens führen und damit zu einer Performance, die von der später im System eingesetzten Schaltung nicht mehr erreicht wird. Der entscheidende Punkt ist eine ausreichend hohe Entkopplung des Meßsystems vom Oszillatorausgang - ein Problem, das bei Oszillatoren ohne Buffer häufig unterschätzt wird.

In der Zukunft ist zur weiteren Phasenrauschverbesserung von monolithisch integrierten Oszillatoren insbesondere eine kontinuierliche Erhöhung der maximalen Schwingfrequenz f_{max} des Transistors notwendig, da diese über die erreichbare Schleifenverstärkung die maximal zulässigen Verluste des Resonatornetzwerkes und den Grad der Ankopplung bestimmt. Bei GaAs-HBT sind hier große Fortschritte durch Verringerung des Basis-Emitter Abstandes und durch Verringerung der Kapazität der parasitären Basis-Kollektor-Diode erreicht worden, die stetige Entwicklung der SiGe-HBT-Prozesse hat die GaAs-HBTs jedoch mittlerweile bezüglich f_{max} überholt.

Auf Seite der koplanaren passiven Elemente auf GaAs ist eine weitere Güteerhöhung in erster Linie durch größere Strukturen (Leiterbreiten) in begrenztem Umfang möglich. Eine Möglichkeit der Realisierung hochgütiger Resonatoren liegt im Einsatz von integrierten Hohlraumresonatoren [49], die dann allerdings einen Rückseiten- und Durchkontaktierungsprozeß erfordern. Die erreichbaren Güten von ca. 150 bei $100\mu m$ dicken Substraten und ca. 500 bei solchen mit $600\mu m$ Dicke liegen deutlich über der von koplanaren Leitungsstrukturen. Die Probleme liegen bei $600\mu m$ dicken Strukturen gegenwärtig bei der Realisierung der Durchkontaktierungen, da bei konstantem Aspektverhältnis deren Durchmesser mit der Substratdicke immer mehr ansteigt.

Großes Potential für die Realisierung phasenrauscharmer Oszillatoren auf Si-basierten Technologien liegt in der Kombination von „Micro-machining“ einerseits und der Verfügbarkeit von HBTs mit sehr großen Grenzfrequenzen (Kap. 7.4) andererseits. Der Begriff „Micro-machining“ richtet sich zwar in erster Linie an die Prozessierung mechanisch beweglicher Teile, wie z.B. Schalter, ist jedoch auch für die Herstellung hochgütiger Resonatoren geeignet, da mit dem Wegätzen des niederohmigen Substrates unterhalb der Leiterstrukturen die Hauptursache für die gewöhnlich schlechten Güten der passiven Elemente auf Silizium, und damit das Hauptgegenargument gegen Oszillatoren auf Silizium, eliminiert wird. In Verbindung mit dem gegenüber GaAs-HBTs nochmals reduzierten Niederfrequenzrauschen von SiGe-HBTs erscheint diese Technologie als zukunftsweisend.

KAPITEL 9

Anhang

9.1. Belastete Güte des Colpitts-Oszillators

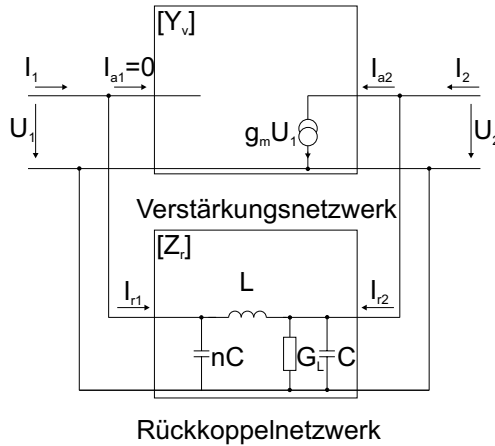


Abb. 9.1: Colpitts-Oszillator

In [28] wurde für einen auf die spannungsgesteuerte Stromquelle reduzierten Transistor die belasteten Güte für den Colpitts-Oszillator analytisch berechnet:

$$(9.1) \quad [Z_r] = [Y_r]^{-1} = \begin{bmatrix} j\omega nC + \frac{1}{j\omega L} & -\frac{1}{j\omega L} \\ \frac{1}{j\omega L} & G_L + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \end{bmatrix}^{-1}$$

$$(9.2) \quad \begin{aligned} Z_{r12}g_m &= \frac{-Y_{r12}}{\Delta[Y_r]} g_m \\ &= \frac{-g_m}{G_L(-1 + CLn\omega^2) + j\omega C(-1 + n(-1 + \omega^2 LC))} \end{aligned}$$

$$(9.3) \quad \arg(Z_{r12}g_m) = \pi - \operatorname{atan} \left(\frac{\omega C (-1 + n(-1 + \omega^2 LC))}{G_L (1 - \omega^2 LCn)} \right)$$

Mit $Z(\omega) \approx 0$ kann folgende Vereinfachung vorgenommen werden:

$$(9.4) \quad \frac{d}{d\omega} \arg \left(\frac{Z(\omega)}{N(\omega)} \right) = \frac{N(\omega)Z'(\omega) - Z(\omega)N'(\omega)}{N^2(\omega) + Z^2(\omega)} \approx \frac{Z'(\omega)}{N(\omega)}$$

$$(9.5) \quad Q_L = \frac{\omega_0}{2} \left| \frac{d}{d\omega} \arg(Z_{r12gm}) \right| = \frac{\omega_0 C (1 + n - 3CLn\omega^2)}{2G_L (1 - \omega^2 LCn)}$$

Einsetzen von $L = \frac{n+1}{\omega^2 n C}$ und $\omega^2 = \frac{n+1}{nLC}$ erbringt:

$$(9.6) \quad Q_L = \frac{1}{G_L} \left(\frac{n+1}{n} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Wird die Induktivität in Abb. 9.1 durch einen (verlustbehafteten) Serienschwingkreis aus L_S , C_S und R_S ersetzt (Clapp-Oszillator), der oberhalb seiner Resonanzfrequenz betrieben wird und somit induktiv ist, ist die belastete Güte (näherungsweise) nur vom Serienschwingkreis abhängig und es gilt

$$(9.7) \quad Q_L = \frac{1}{R_S} \sqrt{\frac{L_S}{C_S}}$$

Die Gültigkeit von Gl. 9.7 ist jedoch insbesondere vom L_S/C_S -Verhältnis selbst abhängig. Für sehr kleine Verhältnisse ist diese nicht mehr gegeben und es gilt Gl. 9.6, wobei L durch L_S zu ersetzen ist.

9.2. Quellverzeichnis veröffentlichter Phasenrauschbestwerte, Stand 2004

Frequenz [GHz]	$L_{SSB}@1\text{MHz}$ [dBc/Hz]	Technologie	Quelle
38	-84	GaAs FET	[50]
40	-84	GaAs FET	[51]
35	-106	GaAs FET	[52]
19	-120	GaAs FET	[6]
94	-84	GaAs FET	[53]
94	-67	GaAs FET	[54]
76	-78	GaAs FET	[55]
20	-101	SiGe HBT	[56]
12	-103	SiGe HBT	[43]
20	-100	SiGe HBT	[57]
19	-100	SiGe HBT	[58]
24	-89	SiGe HBT	[58]
47	-109	SiGe HBT	[59]
77	-94	SiGe HBT	[4]
24	-100.5	SiGe HBT	[60]
120	-90	SiGe HBT	[48]
150	-85	SiGe HBT	[9]
20	-88	InP HBT	[61]
62	-104	InP HBT	[62]
95	-85	InP HBT	[63]
108	-88	InP HBT	[64]
10	-132	GaAs HBT	[65]
60	-93	GaAs HBT	[66]
37	-106	GaAs HBT	[46]
73	-106	GaAs HBT	[5]

Tab. 9.1:

Literaturverzeichnis

- [1] I. GRESHAM, N. JAIN, T. BUDKA, A. ALEXANIAN, N. KINAYMAN, B. ZIEGNER, S. BROWN, P. STAECKER, „A 76-77GHz Pulsed Doppler Radar Module for Autonomous Cruise Control Applications,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, 1551 – 1554, June 2000.
- [2] I. GRESHAM, N. JAIN, T. BUDKA, A. ALEXANIAN, N. KINAYMAN, B. ZIEGNER, S. BROWN, P. STAECKER, „A compact manufacturable 76-77-GHz radar module for commercial ACC applications,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, 44 – 58, January 2001.
- [3] G. KÜHNLE, H. MAYER, H. OLBRICH, W. STEFFENS, H. C. SWOBODA, „Low-Cost Long-Range Radar for Future Driver Assistance Systems,“ *AutoTechnology*, 76 – 80, 2003.
- [4] H. LI, H. M. REIN, T. SUTTORP, J. BOCK, „Fully integrated SiGe VCOs with powerful output buffer for 77-GHz automotive Radar systems and applications around 100 GHz,“ *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 39, 1650 – 1658, Okt. 2004.
- [5] F. LENK, M. SCHOTT, J. HILSENBECK, W. HEINRICH, „Low Phase-Noise GaAs-HBT Monolithic W-Band Oscillator,“ *34rd European Microwave Conference*, 897 – 900, 2004.
- [6] T. MATSUZUKA, K. KAWAKAMI, Y. AIHARA, T. ISHIKAWA, M. KOMARU, Y. MATSUDA, „A 19 GHz Low Phase Noise HFET VCO MMIC,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 725 – 728, 2003.
- [7] D. B. LEESON, „A Simple Model of Feedback Oscillator Noise Spectrum,“ *Proc. IEEE*, vol. 54, 329 – 330, Feb. 1966.
- [8] UNBEKANNTER AUTOR, „PN9000 Automated Phase Noise Measurement System Application Note #1,“
- [9] Y. BAEYENS, Y. K. CHEN, „A monolithic integrated 150 GHz SiGe HBT Push-Push VCO with simultaneous differential V-band output,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 877 – 880, 2003.
- [10] B. PETERMANN, *Arbeitsblätter zur Vorlesung Hochfrequenztechnik I*. Skript zur Vorlesung, TU Berlin, 1991.
- [11] H. KROEMER, „Theory of a wide-gap emitter for transistors,“ vol. 45, 1535 – 1537, 1957.
- [12] J. HILSENBECK, F. LENK, W. HEINRICH, J. WÜRFL, „Low phase noise MMIC VCOs for Ka-band applications with improved GaInP/GaAs-HBT technology,“ in *IEEE GaAs IC Symp. Dig.*, 223 – 226, 2003.
- [13] W. JOHN, *Arbeitsblätter zur Vorlesung „Erzeugung und Verstärkung von Mikrowellen“*. Institut für Hochfrequenztechnik, Technische Universität Berlin, 1988.
- [14] M. KUNZE, *Effiziente FD-Berechnung verlustbehafteter planarer Strukturen unter Berücksichtigung quasi-statischer Lösungen*. Cuvillier Verlag Göttingen, 2003.
- [15] U. L. ROHDE, *RF/Microwave Circuit Design for Wireless Applications*. John Wiley and Sons, Inc., 2000.
- [16] M. SCHOTT, F. LENK, P. HEYMAN, „On the Load-Pull Effect in MMIC Oscillator Measurements,“ *33rd European Microwave Conference*, 367 – 370, 2003.
- [17] M. S. HEINS, T. JUNEJA, D. CARUTH, M. HATTENDORF, M. FENG, „Impact of 1/f noise in Ka-Band InGaP/GaAs HBT Frequency Sources,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1209 – 1212, 2000.
- [18] J. HILSENBECK, F. BRUNNER, F. LENK, J. WÜRFL, „Technology and Performance of GaAs/GaInP-HBT MMIC-Oscillators for Frequencies up to 40 GHz,“ in *WOCSDICE 26th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits Dig.*, 2002.

- [19] P. HEYMANN, M. RUDOLPH, R. DOERNER, F. LENK, „Modeling of Low-Frequency Noise in GaInP/GaAs Hetero-Bipolar Transistors,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 2001.
- [20] T. G. M. KLEINPENNING, „Low-frequency noise in modern bipolar transistors: Impact of intrinsic transistor and parasitic series resistances,“ *IEEE Trans. Electron Dev.*, 1981 – 1991, 1994.
- [21] F. LENK, M. SCHOTT, W. HEINRICH, „Modeling and Measurement of Phase Noise in GaAs HBT Ka-Band Oscillators,“ *31rd European Microwave Conference*, 2001.
- [22] C. MCNEILAGE, E. N. IVANOV, P. R. STOCKWELL, J. H. SEARLS, „Review Of Feedback And Feedforward Noise Reduction Techniques,“ *IEEE Frequency Control Symposium*, 1205 – 1214, 1998.
- [23] U. L. ROHDE, *A novel RFIC for UHF oscillator*. RFIC symposium Boston, 2000.
- [24] A. COUSTOU, D. DUBUC, J. GRAFFEUIL, E. TOURNIER, O. LLOPIS, C. BOULANGER, R. PLANA AND I. TELLIEZ, „Monolithic Millimeterwave Frequency tripler using a 0.35 μm BiCMOS SiGe technology,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 487 – 490, 2003.
- [25] T. M. HANCOCK, I. GRESHAM, G. M. REBEIZ, „Compact Low Phase-Noise 23 GHz VCO Fabricated in a Commercial SiGe Bipolar Process,“ *33rd European Microwave Conference*, 575 – 578, 2003.
- [26] A. GHAZINOUR, P. WENNEKERS, J. SCHMIDT, Y. YI, R. REUTER, „A Low Noise Microstrip VCO in SiGe-BiCMOS Technology for 24GHz Applications,“ *33rd European Microwave Conference*, 109 – 111, 2003.
- [27] F. LENK, *Monolithische GaAs FET- und HBT-Oszillatoren mit verbesserter Transistormodellierung*. dissertation.de, 2003.
- [28] A. BLUM, *Praktikum Elektronik- Oszillatoren für harmonische Spannungen*. Universität des Saarlandes, 2001.
- [29] „Agilent Advanced Design System (ADS), vs. 2003,“
- [30] M. RUDOLPH, *Großsignalmodell für GaAs Hetero-Bipolar-Transistoren für Leistungsanwendungen in der Mobilkommunikation*. dissertation.de, 2002.
- [31] L. D. COHEN, „Low Phase Noise Oscillator with (1/f) Flicker Noise Suppression Circuit,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1081 – 1084, 1992.
- [32] K. KUROKAWA, „Some Basic Characteristics of Broadband Negative Resistance Oscillator Circuits,“ *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, 1937 – 1955, July – August 1969.
- [33] K. KUROKAWA, „Noise in Synchronized Oscillators,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 4, 234 – 240, April 1968.
- [34] C. T. KIRK, „A theory of transistor cutoff frequency (f_t) falloff at high current densities,“ *IRE Trans. Electron Dev.*, 164 – 174, March 1962.
- [35] M. RUDOLPH, R. DOERNER, P. HEYMANN, „New GaInP/GaAs-HBT Large-Signal Model for Power Applications,“ *28rd European Microwave Conference*, 213 – 235, 1998.
- [36] O. SCHLOSSER, „Noise in Mutually Synchronized Oscillators,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 9, 732 – 737, September 1968.
- [37] H. C. CHANG, X. CAO, U. K. MISHRA, R. A. YORK, „Phase noise in Coupled Oscillator: Theory and Experiment,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, 604 – 615, May 1997.
- [38] F. X. SINNESBICHLER, B. HAUZT, G. R. OLBRICH, „Low Phase Noise 58 Ghz SiGe Hbt Push-Push Oscillator with Simultaneous 29 Ghz Output,“ in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 1, 35 – 38, 2000.
- [39] F. X. SINNESBICHLER, „Hybrid Millimeter-Wave Push-Push Oscillators using Silicon-Germanium Hbts,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 51, 422 – 430, Feb 2003.
- [40] F. X. SINNESBICHLER, H. GELTINGER, G. R. OLBRICH, „A 38-GHz Push - Push Oscillator Based on 25-GHz f_T BJTs,“ *IEEE Microwave And Guided Wave Letters*, vol. 9, 151 – 153, April 1999.

- [41] T. H. LEE, A. HAJMIRI, „Oscillator Phase Noise: A Tutorial,“ *IEEE Journal of Solid - State circuits*, vol. 35, 326 – 336, Mar. 2000.
- [42] U. L. ROHDE, *A new and Efficient Method of Designing Low Noise Microwave Oscillators*. TU-Berlin, 2004.
- [43] H. JACOBSSON, B. HANSSON, H. BERG, S. GEVORGIAN, „Very low phase-noise fully-integrated coupled VCOs,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 1, 577 – 580, 2002.
- [44] M. SCHOTT, F. LENK, C. MELIANI, W. HEINRICH, „Low Phase Noise X-Band Push-Push Oscillator with Frequency Divider,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 2005.
- [45] M. SCHOTT, F. LENK, W. HEINRICH, „Low Phase Noise X-Band Clapp Push-Push Oscillator,“ *Proc. 1st German Microwave Conference*, 2005.
- [46] M. SCHOTT, H. KUHNERT, J. HILSENBECK, J. WÜRFL, W. HEINRICH, „38GHz Push-Push GaAs-HBT MMIC Oscillator,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 839 – 841, 2001.
- [47] U. GYSEL, *Hochfrequenztechnik*. ZHW, Departement Technik, Informatik und Naturwissenschaften Elektrotechnik und Signalverarbeitung.
- [48] M. STEINHAEUER, H. IRION, M. SCHOTT, M. THIEL, H. O. RUOSS, W. HEINRICH, „SiGe-Based Circuits for Sensor Applications beyond 100 GHz,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 223 – 226, 2004.
- [49] K. M. STROHM, F. J. SCHMÜCKLE, B. SCHAUWECKER, J. F. LUY, W. HEINRICH, „Silicon Micromachined RF MEMS Resonators,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1209 – 1212, 2002.
- [50] H. J. SIWERIS, H. TISCHER, E. ROHRER, „Monolithic 38 GHz coplanar feedback VCOs fabricated by a production PHEMT technology,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, 1555 – 1558, 2001.
- [51] H. IKEMATSU, K. KAWAKAMI, T. KATO, K. ITOH, „A 40 GHz-band fully monolithic VCO with a onewave length microstrip resonator for accurate oscillation frequency,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 843 – 846, 2002.
- [52] S. RYU, H. KIM, J. LIM, J. YIM, W. KWON, B. KIM, K. IM, Y. KIM, S. HAN, „Monolithic Ka-band VCO with wide tuning range,“ *32rd European Microwave Conference*, 2002.
- [53] S. KUDSZUS, W. H. HAYDL, A. TESSMANN, W. BRONNER, M. SCHLECHTWEG, „Push-push oscillators for 94 and 140 GHz applications using standard pseudomorphic GaAs HEMTs,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, 1571 – 1574, 2001.
- [54] A. BANGERT, M. SCHLECHTWEG, M. LANG, W. HAYDL, W. BRONNER, T. FINK, K. KOHLER, B. RAYNOR, „W-Band MMIC VCO with a Large Tuning Range Using a Pseudomorphic HFET,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 525 – 528, 1996.
- [55] H. J. SIWERIS, H. TISCHER, T. GRAVE, W. KELLNER, „A monolithic W-band HEMT VCO with feedback topology,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 1, 17 – 20, 1999.
- [56] S. P. VOINIGESCU, D. MARCHESAN, M. A. COPELAND, „A Family of Monolithic Inductor - Varactor SiGe - HBT VCOs For 20GHz to 30 GHz LMDS and Fiber - Optic Receiver Applications,“ *IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium*, 173 – 176, 2000.
- [57] K. ETTINGER, A. STELZER, C. G. DISKUS, W. THOMANN, J. FENK, R. WEIGEL, „Single-chip 20-GHz VCO and frequency divider in SiGe technology,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 835 – 838, 2002.

- [58] K. ETTINGER, A. STELZER, J. HÖFTBERGER, C. G. DISKUS, J. FENK, R. WEIGEL, „Single-Chip 19 and 24-GHz VCO and Frequency Divider Fabricated in a Commercial SiGe Bipolar Technology,“ *32rd European Microwave Conference*, 2002.
- [59] H. LI, H. M. REIN, „Millimeter-Wave VCO's With Wide Tuning Range and Low Phase Noise, Fully Integrated in a SiGe Bipolar Production Technology,“ *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 38, 184 – 191, Feb. 2003.
- [60] A. STELZER, K. ETTINGER, J. HÖFTBERGER, J. FENK, R. WEIGEL, „Fast and Accurate Ramp Generation with a PLL-Stabilized 24-GHz SiGe VCO for FMCW and FSCW Applications,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 893 – 896, 2003.
- [61] H. DJAHANSHAHI, N. SANIEL, S. P. VOINIGESCU, M. C. MALIEPAARD, C. A. T. SALAMA, „20-GHz InP-HBT voltage-controlled oscillator with wide tuning range,“ *IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium*, 161 – 164, 2001.
- [62] H. WANG, K. W. CHANG, L. T. TRAN, J. C. COWLES, T. R. BLOCK, E. W. LIN, G. S. DOW, A. K. OKI, D. C. STREIT, B. R. ALLEN, „Low phase noise millimeter-wave frequency sources using InP-based HBT MMIC technology,“ *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 31, 1419 – 1425, Okt. 1996.
- [63] Y. BAEYENS, C. DORSCHKY, N. WEIMANN, Q. LEE, R. KOPF, G. GEORGIU, J. P. MATTIA, R. HAMM, Y. K. CHEN, „Compact InP-based HBT VCOs with a wide tuning range at W- and D-band,“ *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, 2403 – 2408, Dec. 2000.
- [64] K. W. KOBAYASHI, A. K. OKI, L. T. TRAN, J. C. COWLES, A. GUTIERREZ-AITKEN, F. YAMADA, T. R. BLOCK, D. C. STREIT, „A 108-GHz InP-HBT monolithic push-push VCO with low phase noise and wide tuning bandwidth,“ *IEEE Journal Of Solid-State Circuits*, vol. 34, 1225 – 1232, Sep. 1999.
- [65] X. GAO, M. KOEHLIN, C. LYONS, J. CHIESA, G. GUVEN, P. KATZIN, „A Low Noise 9.95/10.66 GHz PLO For Optical Applications,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 729 – 732, 2003.
- [66] J. G. KIM, D. H. BAEK, S. H. JEON, J. W. PARK, S. HONG, „A 60 GHz InGaP/GaAs HBT Push-Push MMIC VCO,“ *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 2, 885 – 888, 2003.

Innovationen mit Mikrowellen und Licht
Forschungsberichte aus dem Ferdinand-Braun-Institut
für Höchstfrequenztechnik

Herausgeber: Prof. Dr. G. Tränkle, Prof. Dr.-Ing. W. Heinrich

- Band 1:** **Thorsten Tischler**
Die Perfectly-Matched-Layer-Randbedingung in der
Finite-Differenzen-Methode im Frequenzbereich:
Implementierung und Einsatzbereiche
ISBN: 3-86537-113-2, 19,00 EUR, 144 Seiten
- Band 2:** **Friedrich Lenk**
Monolithische GaAs FET- und HBT-Oszillatoren
mit verbesserter Transistormodellierung
ISBN: 3-86537-107-8, 19,00 EUR, 140 Seiten
- Band 3:** **R. Doerner, M. Rudolph (eds.)**
Selected Topics on Microwave Measurements,
Noise in Devices and Circuits, and Transistor Modeling
ISBN: 3-86537-328-3, 19,00 EUR, 130 Seiten

