

# Subharmonische Injektionssynchronisation aktiver Antennenarrays

Dipl.-Ing.Univ. Mark R. Kühn

*Fachgebiet Höchstfrequenztechnik, Technische Universität München*



## *Subharmonische Injektionssynchronisation aktiver Antennenarrays*



Fachgebiet Höchstfrequenztechnik, Technische Universität München

# Subharmonische Injektionssynchronisation aktiver Antennenarrays

Dipl.-Ing.Univ. Mark R. Kühn

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informations-  
technik der Technischen Universität München zur Erlangung des Akademischen  
Grades eines

## **Doktor - Ingenieurs**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. K. Diepold

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. E. Biebl
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Utschick

Die Dissertation wurde am 18.11.2003 bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am  
23.04.2004 angenommen.



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis meiner Tätigkeit am Fachgebiet für Höchstfrequenztechnik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt zunächst Prof. Dr. E. Biebl für seine ausgezeichnete fachliche Unterstützung und grundlegende Hinweise. Sein stetes Interesse und seine weitreichenden Ideen haben wesentlich zu dieser Arbeit beigetragen.

Die Finanzierung der vorliegenden Arbeit wurde maßgeblich durch ein Promotionsstipendium der Hanns-Seidel-Stiftung gedeckt. Ich möchte mich an dieser Stelle für die großzügige Unterstützung bedanken.

Wichtige Beiträge zum Gelingen dieser Arbeit haben auch die beiden ehemaligen Diplomanden Ansgar Lukas sowie Magnus Olbrich geleistet.

Bei meinen Kollegen Dipl.-Ing. Magnus Olbrich, Dipl.-Inf. Michael Streifinger, sowie Dipl.-Ing. Florian Helmbrecht und Dipl.-Ing. Florian Gerbl bedanke ich mich für die fachliche Unterstützung, sowie für das freundliche Arbeitsumfeld.

Mein weiterer Dank gilt den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für die schnelle und präzise Anfertigung mechanischer Teile.

Meine Partnerin und meine Familie haben mich stets bei meinem Promotionsvorhaben bestmöglich unterstützt, mein besonderer Dank gilt daher heute auch Ihnen.

München, im November 2003





# INHALTSVERZEICHNIS

1. <i>Einführung</i> . . . . .	1
1.1 Stand der Technik . . . . .	3
1.2 Ziele der Arbeit . . . . .	5
2. <i>Injektionssynchronisation</i> . . . . .	7
2.1 Allgemeines Oszillatormodell . . . . .	7
2.2 Injektionssynchronisation auf der Grundwelle . . . . .	10
2.3 Subharmonische Synchronisation . . . . .	14
2.3.1 Diodenmischer . . . . .	15
2.3.2 Transistormischer . . . . .	16
2.4 Oszillatorrauschen . . . . .	18
3. <i>Gekoppelte Oszillatoren</i> . . . . .	21
3.1 Dynamische Gleichungen . . . . .	21
3.2 Breitbandigkeit des Koppelnetzwerks . . . . .	25
3.3 Vereinfachungen . . . . .	26
3.4 Bilateral gekoppelte lineare Arrays . . . . .	26
3.4.1 Analyse der Kopplung ohne Phasendifferenz . . . . .	28
3.4.2 Phasenempfindlichkeit . . . . .	29
3.5 Analyse des Phasenrauschens . . . . .	30
4. <i>Aktive und passive Elemente für den Aufbau eines Oszillatorarrays</i> . . . . .	35
4.1 Mikrostreifenleitung . . . . .	35
4.2 Oszillatortheorie . . . . .	37
4.2.1 Entwurfsverfahren . . . . .	37
4.2.2 Entwurf mittels Streumatrizen . . . . .	38
4.2.3 Umrechnung von Zweitor- in Dreitor-Streuparameter . . . . .	40
4.2.4 Eintor-Näherung . . . . .	41
4.2.5 Realisierung des Oszillators . . . . .	42
4.2.6 Filter . . . . .	43
4.2.7 Biasnetzwerk . . . . .	45
4.3 Entwurf von Patchdipolantennen . . . . .	46
4.4 Koppler . . . . .	50
5. <i>Gesamtdesign und Inbetriebnahme des Oszillators</i> . . . . .	55

---

6. <i>Power Combining</i> . . . . .	61
6.1 Bilaterale Nachbarschaftskopplung . . . . .	61
6.2 Theorie der Fernfeldüberlagerung . . . . .	62
6.3 Theorie des Power Combining . . . . .	64
6.4 Leistungsarray mit drei Elementen und externer Synchronisation . . . . .	65
6.5 Zweidimensionales Leistungsarray mit 16 Elementen . . . . .	68
7. <i>Strahlsteuerung</i> . . . . .	73
7.1 Theorie der Strahlsteuerung . . . . .	73
7.2 Array mit fünf Elementen und externer subharmonischer Synchronisation . . . . .	75
7.3 Array mit neun Elementen und externer Grundwellensynchronisation . . . . .	80
8. <i>Empfänger</i> . . . . .	87
8.1 Funktionsprinzip eines monostatischen Dopplerradars . . . . .	87
8.2 Empfänger . . . . .	88
8.3 Messergebnisse . . . . .	90
9. <i>Zusammenfassung</i> . . . . .	93
<i>Anhang</i> . . . . .	97
A. <i>Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen</i> . . . . .	99

## 1. EINFÜHRUNG

Die Elektronische Steuerung von Radarstrahlen ist eine Schlüsseltechnologie für viele kommerzielle und militärische Anwendungen von Radaranlagen, wie zur Luftraumüberwachung, Kollisionserkennung oder bei integrierte Antennen für drahtlose Kommunikation [1]. Phasengesteuerte Antennengruppen basieren üblicherweise auf Phasenschiebern bzw. Verzögerungsleitungen, welche die benötigte Phase für jedes Einzelelement bereitstellen. Dadurch beeinflussen sie die Richtcharakteristik des Antennenarrays für den Empfang und das Senden der elektromagnetischen Wellen. Es existieren jedoch auch alternative Möglichkeiten, den Radarstrahl zu steuern, wie zum Beispiel durch Frequenzscannen oder die Ausbildung mehrerer Radarkeulen durch entsprechende Netzwerke (z.B. Rotman Linsen und Butler Matrizen) [2, 3]. Innerhalb der letzten 20 Jahre hat sich eine weitere Möglichkeit für die Steuerung von Radarkeulen entwickelt: Durch intensive Forschung und verbesserte Mess- und Analysemöglichkeiten konnten die Mechanismen der Synchronisation von gekoppelten, nichtlinearen Oszillatoren untersucht werden. Mit dieser Methode ist es möglich, eine Strahlsteuerung zu realisieren, die einfach, kompakt und billig ist [4, 5].

Die ersten aufgezeichneten Beobachtungen gekoppelter synchronisierter Oszillatorschwingungen wurden bereits 1665 von Huygens gemacht [6]. Christiaan Huygens beobachtete hierbei, dass die Pendel von zwei Uhren, die nebeneinander an der Wand hängen, perfekt synchron schwingen. Er beobachtete sie stundenlang und sie blieben synchron. Dann störte er das synchrone Schwingen, aber innerhalb einer halben Stunde schwangen die Pendel wieder synchron. Huygens vermutete, dass die Uhren sich gegenseitig beeinflussten, möglicherweise über Schwingungen in der Luft oder nicht wahrnehmbare Schwingungen der Uhren. Er überprüfte dies und brachte eine Uhr an der gegenüberliegenden Seite des Raumes an. Von da an liefen beide Uhren nicht mehr synchron und verloren gegeneinander fünf Sekunden pro Tag. Später fand man heraus, dass die Synchronisation über den Körperschall der Uhren stattfindet. Seit diesem Zeitpunkt ist dieses allgegenwärtige Phänomen, welches auch in nicht mechanischen Systemen auftritt, immer häufiger wahrgenommen worden. Die Beispiele stammen aus den Feldern der Elektronik, der Biologie und der Optik [6, 7, 8]. Obwohl es viele Definitionen für dieses Phänomen gibt, beinhalten doch alle eine gemeinsame Charakteristik: Durch gegenseitige Interaktion entwickeln sich nichtlineare dynamische Systeme so, dass sie sich gleich verhalten.

Gerade im zivilen Massenmarkt sind die Kosten für ein Radarsystem entscheidend für die Einführung und die Durchsetzung auf dem Markt. Seit Mitte der achtziger Jahre versucht man weltweit, die ursprünglich überwiegend für den militärischen Zweck entwickelten Millimeterwellensysteme auch für kommerzielle Anwendungen zu nutzen. Besonders vielfältige Anwendungen finden sich hier im Bereich der Radarsensorik rund um das Automobil. Eine heute schon verfügbare Anwendung ist beispielsweise der intelligente Tempomat, der mit Hilfe eines Ra-

darsystems den Abstand zu den vorausfahrenden Fahrzeugen erkennt und so bei freier Strecke einerseits die eingestellte Geschwindigkeit und andererseits den ebenfalls einstellbaren Abstand zum vorausfahrenden Fahrzeug konstant hält. Das dabei eingesetzte Radarsystem muss wegen der erforderlichen Reichweite von über 100 m sehr leistungsfähig sein und ist dementsprechend kompliziert und damit teuer. Ein wesentlicher Kostenfaktor ist dabei der komplizierte Aufbau, insbesondere die mechanische und elektrische Verbindung der einzelnen Millimeterwellenkomponenten; die Arbeitsfrequenz beträgt 76,5 GHz. Ein besonders kritischer Punkt ist die Verbindung zwischen der Antenne und der Komponente für die Signalerzeugung bzw. -detektion; diese bilden in einem monostatischen Radarsystem normalerweise eine Einheit. Die Entwicklung in den vergangenen zehn Jahren zeigt, dass eine kostengünstige Realisierung nur dann möglich sein wird, wenn es gelingt, die Schnittstelle zwischen Signalerzeugung bzw. -detektion und Antenne einfach reproduzierbar und damit preiswert zu realisieren. Den größten Erfolg verspricht man sich dabei von einer Integration der Antenne auf dem Halbleitersubstrat, auf dem auch die aktiven Bauelemente zur Signalerzeugung und -detektion integriert sind. Wie jedoch in [9] gezeigt wurde, ist bereits die Signalerzeugung bei 24 GHz mittels integriertem Oszillator und Verstärker sehr kostenintensiv.

Eine andere Möglichkeit besteht daher in der Realisierung eines diskret aufgebauten 24 GHz Oszillators unter Verwendung eines handelsüblichen Transistors auf entsprechend geeignetem Substrat. Mit Hilfe dieses kostengünstigen Oszillators mit integrierter Antenne und unter Verwendung der oben beschriebenen Synchronisation ist es möglich Arrays, zu erstellen, die ohne zusätzlichen Verstärker ausreichend Leistung bereitstellen und zudem die Möglichkeit bieten, den Radarstrahl zu steuern und damit die Hauptstrahlrichtung des Radarsensors zu verändern.

Die Frequenz von 24 GHz ist für die Realisierung aktiver Antennenarrays aus folgenden Gründen besonders geeignet: Das Konzept aktiver Antennenarrays wird mit steigender Frequenz zunehmend interessant, da der Flächenverbrauch und damit der Preis näherungsweise dem Quadrat der Wellenlänge proportional ist. Andererseits wird die maximale Frequenz durch die Verfügbarkeit aktiver Bauelemente limitiert; die Grenze liegt derzeit bei rund 30 GHz. Für geplante Anwendungen können natürlich nicht beliebige Frequenzen verwendet werden, sondern nur die durch die jeweiligen nationalen Regulierungsbehörden freigegebenen. Von hoher Bedeutung sind hier die so genannten ISM-Bänder (Industry, Science, Medicine), in denen besonders einfache und weltweit nahezu identische Zulassungskriterien gelten. Die in Frage kommenden ISM-Bänder liegen bei 5,6 GHz, 24 GHz und 61 GHz. Bei 5,8 GHz ist der Flächenbedarf aufgrund der großen Antennen noch viel zu hoch und bei 61 GHz sind derzeit noch keine Transistoren verfügbar. Damit bietet sich das ISM-Band bei 24 GHz an.

Ein möglicher Anwendungsbereich für ein Radarsystem bei 24 GHz ist die Nahfelderfassung der Umgebung. In Abb. 1.1 sind einige mögliche Anwendungen dargestellt. Dazu zählen eine Hinderniserkennung als Teil einer Einparkhilfe, automatisches Fahren im „Stop and Go“ Verkehr, Überwachung des toten Winkels und eine Kollisionsfrüherkennung rund um das Auto. Weiterhin ist es möglich, die Geschwindigkeit über Grund berührungslos und unabhängig von der Raddrehung zu messen, sowie die Bodenbeschaffenheit, beispielsweise für eine dynamische Fahrwerksregelung, zu detektieren (nicht in Abb. 1.1 dargestellt) [10]. Die vom System gewonnenen Daten liefern zusätzliche Entscheidungsgrundlagen für die Unterstützung und Entlastung des Fahrers. Damit ist es möglich, den Fahrer vor kritischen Situationen, z.B. Geisterfahrern auf der



Abb. 1.1: Mögliche Einsatzgebiete eines 24 GHz Radars an einem Automobil

Autobahn oder zu schnelles Heranfahren auf ein Stauende zu warnen, und damit Unfälle durch vorbeugende Maßnahmen zu verhindern bzw. in ihrer Auswirkung abzuschwächen. Zusätzlich lässt sich die Sicherheit der Fahrzeuginsassen durch entsprechende Sensoren erhöhen. So kann bereits kurz vor der Kollision mit dem Schutz der Passagiere durch Aktivierung der Gurtstraffer und bei stärkeren Kollisionen mit einem Auslösen der notwendigen Front- und Seitenairbags begonnen werden.

## 1.1 Stand der Technik

Der klassische Schaltungsaufbau im Mikrowellen- und Millimeterwellenbereich ist durch die Hohlleitertechnik gekennzeichnet. Aufgrund der hohen Herstellungskosten, des großen Gewichts und der mechanischen Empfindlichkeit der Komponenten eignet sich diese Technologie nicht zur Realisierung preiswerter Massenprodukte. Möchte man zusätzlich noch ein Schwenken der Radarkeule implementieren, so muss dies auf mechanischem Wege erfolgen. Dies ist extrem aufwändig und anfällig, was sich zusätzlich in den Kosten für ein solches System niederschlägt.

Die Entwicklung von Radarsensoren ist durch die monolithische Integration von Millimeterwellenschaltungen (monolithic microwave integrated circuit, kurz MMIC) einen großen Schritt in Richtung Massenprodukt gegangen. Sowohl der Oszillator als auch der Verstärker mit den notwendigen Hochfrequenzleitungen kann dadurch auf einem Chip integriert werden. Damit entfallen Leistungsverluste und Anpassprobleme zwischen den einzelnen Komponenten und der Flächenbedarf sinkt. Durch die zusätzliche Integration der Antenne in das Design des Oszillators (Aktive Integrierte Antenne, kurz AIA) [10] ist bereits ein weiterer Kostenfaktor weggefallen. Die Verluste durch Übergänge zu der Antenne werden dadurch minimiert. Die mechanischen

Belastungen, die auf eine derartige hochintegrierte Mikrowellenschaltung wirken, sind gegenüber dem klassischen Aufbau zu vernachlässigen. Die mechanische Anfälligkeit eines solchen Moduls ist daher sehr gering. Allerdings haben es all diese Technologien bisher noch nicht geschafft, einen Radarsensor bei 24 GHz auf dem Massenmarkt zu etablieren. Jüngstes Beispiel ist ein kompletter Radarsensor der Firma Macom [11]. Dieser Sensor hat sich allerdings durch seinen hohen Preis bisher nicht im Massenmarkt durchgesetzt. Bei diesem Radarsystem ist außerdem ein elektronisches Schwenken der Radarkeule nicht möglich, was entsprechend viele Sensoren für ein System nach Abb. 1.1 notwendig macht. Natürlich ist es möglich, den Sensor mechanisch zu schwenken; hierbei treten aber erneut hohe Kosten für eine entsprechende Vorrichtung auf.

Eine alternative Methode ist daher eine elektronisch steuerbare Radarkeule. Der wohl erste Vorschlag, injektionssynchronisierte Oszillatoren zur Strahlsteuerung zu verwenden, ist mehr als 25 Jahre alt [12]. Das Prinzip, die Richtung der Hauptkeule über die relative Phasenlage der äußeren Oszillatoren zu bestimmen, wurde erstmals von Stephan in [4] beschrieben, allerdings bei einer wesentlich niedrigeren Frequenz. Seitdem hat sich York sehr intensiv mit dem Thema der Synchronisation als alternative Methode von phasenschieberfreiem Strahlsteuern befasst. Er entwickelte eine neue Technik, durch die ein regional gleicher Phasengradient durch eine einfache DC-Biasspannungsdifferenz an den beiden Randelementen in einem eindimensionalen, nichtlinearen, spannungsgesteuerten Oszillatorarray erzeugt werden kann [13, 14]. Diese Methode ist unabhängig von der Anzahl der Elemente und erlaubt ein Scannen von  $\pm 30^\circ$ . Die Frequenzen betragen hierbei maximal 10 GHz. Die Gruppe um York entwickelte in den folgenden Jahren einige theoretische Grundlagen, mit deren Hilfe die Synchronisation theoretisch beschrieben werden kann. All diese Mechanismen basieren auf Grundwellenoszillatoren.

Zusätzlich Reichweite erreicht man durch die Formung des Radarstrahls und die Kombination der Leistung mehrerer Einzelstrahler. Dies hebt die Limitierung von einzelnen Aktiven Integrierten Antennen auf, die sehr breit strahlen [15]. Es konnte bereits gezeigt werden, dass lose gekoppelte Aktive Integrierte Antennen (AIAs) in ihrer Frequenzstabilität und ihrem Rauschen, welches prinzipbedingt an der geringen Güte des Resonators liegt, deutlich besser werden. Die Kopplung erfolgte hierbei über dicht beieinander liegende AIAs. Ein sehr interessanter Ansatz für die Erzeugung hoher Leistungen ist in [16] beschrieben. Hierbei wird nach der Sendebzw. Empfangsantenne im Fernfeld ein Verstärkerarray eingebracht. Ein solches Verstärkerarray besteht aus einem Substrat mit 6x6-Verstärkerelementen und befindet sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Dieses Array empfängt die ausgesandte elektromagnetische Welle über Patchantennen, verstärkt diese über integrierte Verstärker und sendet das verstärkte Signal weiter. Die Kosten für ein solches System sind allerdings durch die Verwendung entsprechend vieler integrierter Verstärker sehr hoch.

Geeignete gehäuste Transistoren für den Aufbau eines diskreten Oszillators in Mikrostreifentechnologie finden sich trotz fortschreitender Technologie sehr wenig. Gründe sind die geringe Nachfrage sowie die starken parasitären Effekte der Gehäuse, welche die Hochfrequenzeigenschaften stark einschränken. Erschwerend kommt hinzu, dass es bei einer Frequenz von 24 GHz für die Transistoren keine Streuparameter bzw. Transistormodelle gibt. In dieser Arbeit ist es daher notwendig, die für das Design erforderlichen Streuparameter aus den vorhandenen Parametern zu extrapolieren. Das zusätzliche Erstellen eines eigenen Transistormodells für den

verwendeten Transistor würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

## 1.2 Ziele der Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung subharmonischer Injektionssynchronisation aktiver Antennenarrays und deren Anwendungen. Zu den wichtigsten Applikationen zählt hierbei das elektronische Schwenken der Richtcharakteristik eines Antennenarrays. Aber auch die Vorstufen, die Erzeugung einer hohen Gesamtleistung durch die Kombination vieler geringer Einzelleistungen (Power Combining) und das Synchronisieren eines einzelnen Oszillators werden in dieser Arbeit untersucht. Die Frequenz der elektromagnetischen Welle beträgt hierbei 24 GHz und liegt damit im ISM-Band.

Die Strahlformung soll durch ein so genanntes „phased array“ erfolgen, d.h. die Formung des Radarstrahls erfolgt durch Interferenz mehrerer nebeneinander angeordneter integrierter Antennen, deren Phasenbeziehung zueinander durch konstante Phasenverschiebung zwischen zwei benachbarten Elementen erfolgt. Die Phasenverschiebung wird durch gegenseitige Injektionssynchronisation eingestellt, wobei die Phasendifferenz der beiden äußeren Oszillatoren durch Kopplung an Referenzoszillatoren erzeugt wird. Mittels Überlagerung der abgestrahlten phasenverschobenen elektromagnetischen Welle wird die Ausbildung der Radarkeule in eine bevorzugte Richtung erreicht. Die Hauptstrahlrichtung der Radarkeule lässt sich nun durch Variierung der Phasenlage der beiden äußeren Oszillatoren zueinander steuern. Es soll untersucht werden, ob damit ein Abtasten (Scannen) des Bereichs um  $\pm 90^\circ$  horizontal möglich ist. Mit Hilfe eines harmonischen Oszillators, dessen erste Oberwelle bei 24 GHz liegt, soll dieses Vorhaben realisiert werden. Bisherige Untersuchungen beziehen sich nur auf die Grundwelle von Oszillatoren. Der dafür notwendige Oszillator soll mittels Standard-Bauelementen in Mikrostreifentechnologie entwickelt und aufgebaut werden.

Für die Synchronisation eines solchen Systems stellt sich die Frage, ob es möglich ist, einen harmonischen Oszillator durch Injizieren eines Signals bei der ersten Oberwelle zu synchronisieren. Interessant ist dabei auch, welche Effekte bei einer derartigen Synchronisation auftreten, und ob es möglich ist, dies ausreichend zu modellieren, um entsprechende Vorhersagen treffen zu können.

Untersuchungen an einer Zeile verkoppelter Oszillatoren können zeigen, ob nur zwei benachbarte Oszillatoren oder auch weiter entfernte Oszillatoren durch die Wechselwirkungen beeinflusst werden. Weitere Fragen sind: Was passiert, wenn eine Phasendifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren eingepreßt wird? Wie verteilt sich diese Differenz auf die übrigen Elemente des linearen Arrays? Funktioniert dieses Prinzip auch bei entsprechend vielen Oszillatoren? Für einen ausreichenden Gewinn sind voraussichtlich mindestens acht Arrayelemente notwendig.

Da in diesem Vorhaben ein Oberwellenoszillator mit Standardelementen entwickelt werden soll, ist hierbei zu klären, ob die Reproduktionsgenauigkeit ausreicht, ein entsprechendes Array zu erstellen und zu verkoppeln. Daneben ist auch zu klären, ob es überhaupt möglich ist, dies mit Standard-Elementen zu realisieren, oder ob die Streuungen der Bauelemente untereinander bereits so groß sind, dass es nicht möglich ist, mehrere Oszillatoren mit sehr ähnlichen Eigen-

schaften herzustellen. Weiterhin ist zu erörtern, ob der Oszillator, wenn die Ziele nicht erreicht werden, eine Möglichkeit bietet, durch nachträgliches Trimmen einen Betrieb in einem vorhandenen Array zu ermöglichen.

Die Verwendung als Radarsensor beinhaltet neben dem reinen Senden auch ein Empfangen des vom Zielobjekt zurückgeworfenen Signals. Im Zusammenhang mit dem vorgestellten Array ist es daher interessant, welche Möglichkeiten ein derartiges Lineararray für einen Homodynbetrieb -Sender und Empfänger sind örtlich nicht voneinander getrennt- bietet. Weiterhin gilt es zu untersuchen, welche Voraussetzungen ein entsprechender Empfänger erfüllen muss, um in ein derartiges Array integriert werden zu können.

Die gewonnenen Erkenntnisse sollen die Erstellung eines preisgünstigen Radarsystems möglich machen. An Hand von unterschiedlichen Aufbaukonzepten und Schwerpunkten soll gezeigt werden, was mit Hilfe verkoppelter Systeme möglich ist. Die Ergebnisse aus dieser Arbeit sollen den Einsatz von Radarsensoren im Automobilbereich sowie in anderen Umgebungen zur Erhöhung der Sicherheit ein Stück weiter in Richtung Realisierung bringen.



## 2. INJEKTIONSSYNCHRONISATION

Unter Injektionssynchronisation versteht man die Synchronisation eines Systems auf ein zweites durch das Einprägen (Injizieren) eines externen Signals. In den folgenden Kapiteln werden die theoretischen Grundlagen der Injektionssynchronisation behandelt. Diese werden anhand eines allgemeinen Oszillatormodells, welches im folgenden Kapitel eingeführt wird, erläutert und hergeleitet.

### 2.1 Allgemeines Oszillatormodell

Ein einfaches Oszillatormodell lässt sich mit Hilfe von Kurokawa [17] erstellen. Transformiert man die so erhaltene Schaltung aus dem Frequenzbereich in den Zeitbereich, so erhält man unter vereinfachenden Annahmen die dynamischen Gleichungen für den Oszillator. Ein mögliches Modell ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die Admittanz  $Y_{osz}$  des Oszillators beschreibt hier das nicht-

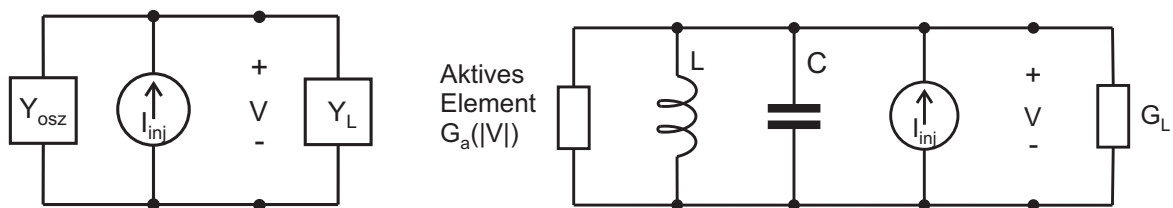


Abb. 2.1: (a) Allgemeines Paralleloszillatormodell; (b) Einfache Schaltung für einen sinusidealen Oszillator für die Analyse der Injektionssynchronisation.

lineare aktive Element mit seiner zusätzlichen Beschaltung. Mit  $Y_L$  wird die Lastimpedanz bezeichnet, welche an die Oszillatorimpedanz gekoppelt ist. Das nichtlineare aktive Element lässt sich im Zeitbereich durch seine momentane Strom- Spannungsbeziehung  $I(V)$  beschreiben. Damit ist der nichtlineare Teil der Oszillatoradmittanz frequenzunabhängig. Er ist also nur von der Amplitude der Ausgangsspannung  $|V|$  und nicht von deren Phase abhängig. Jeder linear reaktive Teil des aktiven Elements  $G_a$  wird als Teil der externen Beschaltung für das aktive Element betrachtet. Mögliche von außen eingeprägte (injizierte) Signale werden durch die unabhängige Stromquelle  $I_{inj}$  dargestellt und in das Modell integriert. Über das Kirchhoffsche Stromgesetz (KCL) lässt sich folgende Beziehung aufstellen:

$$\tilde{I}_{inj}(\omega) = \tilde{V}(\omega)Y_g(\omega, |V|) \quad (2.1)$$

wobei mit  $Y_g$  die Gesamtadmittanz über die Ausgangsanschlüsse als

$$Y_g(\omega, |V|) = [Y_{osz}(\omega, |V|) + Y_L(\omega)] \quad (2.2)$$

definiert ist. Die Tilde( $\tilde{\phantom{x}}$ ) bezeichnet hier eine Größe im Frequenzbereich.

Für die Analyse des Oszillators müssen weitere vereinfachende Annahmen getroffen werden. Der Oszillator arbeitet als einmodiges System. Er liefert eine nahezu sinusförmige Schwingung um die nominale Mittenfrequenz  $\omega_0$ . Dies ist seine frei laufende bzw. ungestörte Oszillationsfrequenz. Diese Bedingungen können von den meisten praktischen Oszillatoren erfüllt werden. Hierfür muss der Resonanzkreis eine isolierte und gut definierte Resonanzfrequenz bei  $\omega_0$  aufweisen. Die Güte  $Q$  des Resonators muss ausreichend groß ( $Q > 10$ ) sein. Das aktive Element muss so beschaltet werden, dass ein Betrieb um die Resonanzfrequenz mit einem Gewinn möglich ist. Die zeitabhängige Spannung am Ausgang kann dann unter Verwendung der komplexen Notation geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} V(t) &= A(t)e^{j[\omega_r t + \phi(t)]} \\ &= A(t)e^{j\Theta(t)} \\ &= V'(t)e^{j\omega_r t} \quad , \end{aligned} \quad (2.3)$$

unter Verwendung von  $A$  und  $\phi$  als Amplituden- und Phasenvariablen.  $V' = A \exp(j\phi)$  ist der komplexe Zeiger der Ausgangsspannung,  $\phi(t) = \omega_r t + \phi(t)$  ist die momentane Phase und  $\omega_r$  bezeichnet eine Referenzfrequenz, welche ähnlich dem Betrag von  $\omega_0$  ist, aber andererseits beliebig gewählt, und entsprechend dem zu untersuchenden Problem festgelegt werden kann. Der Grund für die Definition von  $V(t)$  in Abhängigkeit der Referenzfrequenz  $\omega_r$  wird an späterer Stelle deutlich. Zusätzlich kann  $V(t)$  für die Einführung einer variablen harmonischen Frequenz als zeitabhängige Veränderung von  $\phi$  verwendet werden, welche anzeigt, wenn das System in seinem frei laufenden Zustand gestört wurde. Die tatsächliche zeitliche Veränderung erhält man aus dem Realteil von Gleichung (2.4).

Wendet man auf Gleichung (2.1) die inverse Fouriertransformation unter der Annahme einer langsam variierenden Amplitude und Phase an, so lässt sich mit [17, 18] die Gleichung (2.1) als

$$I_{inj}(t) = V(t) \left[ Y_g(\omega_r, A) + \frac{\partial Y_g(\omega_r, A)}{\partial \omega} \left( \frac{d\phi}{dt} - j \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right) \right] \quad (2.4)$$

darstellen. Diese kann für die Amplituden- und Phasenvariationen durch separieren der Real- und Imaginärteile gelöst werden [19]. Man erhält

$$\frac{dA}{dt} = A \operatorname{Re} \{ F(A, \phi) \} \quad (2.5)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \operatorname{Im} \{ F(A, \phi) \} \quad (2.6)$$

mit

$$F(A, \phi) = \frac{I_{inj}/V - Y_g(\omega_r, A)}{\frac{\partial Y_g(\omega_r, A)}{\partial(j\omega)}} \quad . \quad (2.7)$$

Die Gleichungen (2.5) und (2.6) können unter Verwendung von Gleichung (2.4) in der komplexen Standardform dargestellt werden als

$$\frac{dV'}{dt} = F(V')V' \quad (2.8)$$

mit ( $F(V')$  für  $F(A, \phi)$ ). Die Näherung für Gleichung (2.4) gilt nur, wenn höhere Phasen- und Amplitudenordnungen im Zeitbereich sowie höhere Ordnungen im Frequenzbereich der Gesamtadmittanz im Vergleich zu den beiden Termen in der eckigen Klammer aus Gleichung (2.4) vernachlässigbar klein sind. Dies gilt grundsätzlich für Oszillatoren mit isolierter Resonanz. Weiterhin sind langsame Veränderungen in der Phase sowie in der Amplitude gegenüber dem Träger vorauszusetzen. Auch dies ist in der Praxis normalerweise erfüllt.

Im Folgenden müssen wir die Last aus Abb. 2.1 genauer spezifizieren. Die Gesamtadmittanz um die Resonanz ist

$$Y_g(\omega, A) = G_a(A) + G_L + 2jC(\omega - \omega_0) \quad (2.9)$$

mit  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  als Resonanzfrequenz. Es bietet sich hier an, die dynamischen Wellengleichungen durch messbare Größen wie Resonanz und Güte auszudrücken. Für die Parallelresonanz ist die Güte hier mit  $Q = \omega_0 C/G_L$  definiert. Unter Annahme eines frei laufenden Oszillators (keine Injektionsquelle,  $I_{inj} = 0$ ), ist

$$F(A, \phi) = -\frac{\omega_0}{2Q} \left[ \frac{G_a(A)}{G_L} + 1 \right] + j(\omega_0 - \omega_r) \quad (2.10)$$

mit den dynamischen Gleichungen

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\omega_0}{2Q} \left[ \frac{G_a(A)}{G_L} + 1 \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - \omega_r \quad (2.12)$$

Die Phasengleichung (2.12) lässt sich einfach zu  $\phi(t) = (\omega_0 - \omega_r)t + \phi_0$  integrieren, mit  $\phi_0$  als beliebige Konstante. Ein Substituieren in Gleichung (2.4) zeigt, dass die frei laufende Frequenz immer die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  ist, ungeachtet der Wahl von  $\omega_r$ . Für eine Lösung der Phasendynamik setzen wir  $\omega_r = \omega_0$ . Dies eliminiert sämtliche Zeitabhängigkeiten von  $\phi$ . Diese für diesen Fall einfache Näherung ist besonders bei der Injektionssynchronisation mehrfach verkoppelter Oszillatoren wichtig. Ungeachtet der Wahl von  $\omega_r$  erhalten wir immer ein Ergebnis für das momentane Ausgangssignal im Zeitbereich. Durch eine geschickte Wahl der Referenzfrequenz  $\omega_r$  vereinfacht sich jedoch die Formulierung der Phase des Oszillators. Im stationären (eingeschwungenen) Zustand des Oszillators lässt sich die frei laufende Amplitude  $\alpha$  durch Gleichung (2.11) mit  $dA/dt = 0$  bestimmen. Man erhält die Schwingbedingung

$$G_a(\alpha) + G_L = 0 \quad (2.13)$$

Der Leitwert des aktiven Elements lässt sich durch ein Polynom für die Leistung  $A$  darstellen. Nach Van der Pol [20] ergibt sich

$$G_a(A) = -G_0 + G_2 A^2 \quad (2.14)$$

mit  $G_0$  als Betrag des negativen Kleinsignalleitwerts. Die Schwingbedingung (2.13) kann mit (2.14) umgeformt werden zu

$$\left[ \frac{G_a(A)}{G_L} + 1 \right] = -\mu(1 - A^2/\alpha^2) \quad (2.15)$$

mit

$$\mu = \frac{G_0 + G_L}{G_L} = \frac{G_2\alpha^2}{G_L} \quad (2.16)$$

Damit ist der Oszillator ausreichend modelliert. Die Größe  $\alpha$  als frei laufende Amplitude lässt sich messtechnisch bestimmen. Die nichtlineare Größe  $\mu$  kann aus dem Einschwingvorgang bestimmt werden.

Die dynamischen Gleichungen für einen frei laufenden sinusidealen Van der Pol-Oszillator können formuliert werden als

$$\frac{dA}{dt} = \mu \frac{\omega_0}{2Q} A(1 - A^2/\alpha^2) \quad (2.17)$$

mit

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (2.18)$$

Im stationären Zustand  $A = \alpha$  und  $\phi = \phi_0$  muss der Oszillator noch auf Stabilität überprüft werden. Das wird mit Hilfe einer Störungsanalyse untersucht. Mit  $A = \alpha + \delta A$  wird (2.17) zu

$$\frac{d\delta A}{dt} = \frac{\mu\omega_0}{Q} \delta A \quad (2.19)$$

Die Störung  $\delta A$  wird gedämpft werden, solange  $\mu > 0$  ist, was wiederum verlangt, dass  $G_0 > G_L$  und  $G_2 > 0$  ist. Das erste Kriterium ist die Startbedingung für einen Paralleloszillator. Die zweite Bedingung ist die Stabilitätsbedingung Kurokawas [17] mit  $dG_d/dA > 0$ .

## 2.2 Injektionssynchronisation auf der Grundwelle

Die Funktionsweise der Injektionssynchronisation auf der Grundwelle soll nun anhand des zuvor definierten Oszillatormodells untersucht werden [13, 14, 21]. Für die Anwesenheit eines externen Signals ( $I_{inj} \neq 0$ ) lassen sich die Gleichungen (2.7) und (2.9) zusammenfassen zu

$$F(A, \phi) = \frac{\omega_0}{2Q} \left[ \mu S(A) + \frac{I_{inj}}{G_L V} \right] + j(\omega_0 - \omega_r) \quad (2.20)$$

mit  $S(A) \equiv (1 - A^2/\alpha^2)$ . Formuliert man das injizierte Signal zu

$$I_{inj} = \rho G_L e^{j\omega_{inj}t + \psi(t)} \quad (2.21)$$

so lässt sich mit Gleichung (2.4) die Amplituden- und Phasendynamik durch die Gleichungen

$$\frac{dA}{dt} = \mu \frac{\omega_0}{2Q} AS(A) + \rho \frac{\omega_0}{2Q} AS(A) \cos[(\omega_{inj} - \omega_r)t + (\psi - \phi)] \quad (2.22)$$

und

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - \omega_r + \frac{\rho}{A} \frac{\omega_0}{2Q} AS(A) \sin[(\omega_{inj} - \omega_r)t + (\psi - \phi)] \quad (2.23)$$

ausdrücken. Mit  $\rho$  wird hier die Amplitude des injizierten Signals bezeichnet; sie hat die gleiche Einheit wie die Amplitude  $A$ . Wählt man hier für  $\omega_r = \omega_{inj}$ , so lässt sich die explizite Zeitabhängigkeit der rechten Seite eliminieren. Für den allgemeinen Fall lassen sich die gekoppelten differentiellen Gleichungen nicht auf analytischem Wege lösen. Allerdings erhält man unter der Voraussetzung, dass das injizierte Signal signifikant kleiner ist als die frei laufende Amplitude ( $\rho \ll A$ ), die stationäre Amplitude nahe ihres frei laufenden Wertes  $A \approx \alpha$ . Weiterhin sind die beiden Gleichungen (2.22) und (2.23) voneinander unabhängig [17].

Der Oszillator lässt sich dann durch die Gleichung von Adler [22] beschreiben:

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - \omega_{inj} + \underbrace{\frac{\rho}{\alpha} \frac{\omega_0}{2Q}}_{\Delta\omega_{inj}} \sin(\psi - \phi) b \quad (2.24)$$

Dies ist die elementare Gleichung der Injektionssynchronisation. Wenn eine stationäre Lösung für die Phase mit

$$d\phi/dt = 0 \quad (2.25)$$

gefunden werden kann, so bedeutet dies, dass der Oszillator mit dem externen Signal synchronisiert ist. Für den stationären Fall lässt sich die Lösung für die Phasendifferenz zwischen dem Oszillator und dem injizierten Signal ( $\Delta\phi = \psi - \phi_0$ ) aus

$$\Delta\phi = \sin^{-1} \left( \frac{\omega_{inj} - \omega_0}{\Delta\omega_f} \right) \quad (2.26)$$

berechnen. Hier sieht man, dass eine Lösung für die Injektionssynchronisation nur dann möglich ist, wenn das injizierte Signal im Fangbereich des Oszillators,  $\omega_0 \pm \Delta\omega_f$  liegt. (In der Literatur wird  $\Delta\omega_f$  oft als Fangbereich angegeben, physikalisch stellt  $\Delta\omega_f$  aber nur den halben Fangbereich dar.) Über die inverse Sinusfunktion ergeben sich zwei mögliche Lösungen für die Phasendifferenz in dem entsprechenden Bereich. Das korrekte Ergebnis lässt sich mit Hilfe einer Stabilitätsanalyse herausfinden. Wird die Phase  $\phi_0$  in ihrem frei laufenden Zustand gestört, so lässt sich diese Störung durch  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$  formulieren. Eingesetzt in Gleichung (2.24) ergibt dies

$$\frac{d\delta\phi}{dt} = -\delta\phi \Delta\omega_f \cos(\Delta\phi) \quad (2.27)$$

Die Störung klingt schnell ab, sofern  $\cos(\Delta\phi) > 0$  ist. Dies begrenzt die Phasendifferenz auf den Bereich

$$-\frac{\pi}{2} \leq \Delta\phi \leq \frac{\pi}{2} \quad (2.28)$$

Wenn sich der Oszillator mit der injizierten Frequenz im Fangbereich synchronisiert hat, darf die Phasendifferenz zwischen dem Oszillator und dem injizierten Signal nach Gleichung (2.26) zwischen  $\pm\pi/2$  betragen, siehe Abb. 2.2. Dies beeinflusst die Möglichkeiten für verkoppelte synchronisierte Arrays unter Verwendung der Injektionssynchronisation. Eine Beschreibung dieser

Arrays erfolgt in Kapitel 3. Der Fangbereich des Oszillators ist proportional zu der Amplitude des injizierten Signals und verhält sich umgekehrt proportional zu der Güte  $Q$ . Für einen möglichst großen Synchronisationsbereich ist daher ein Oszillator mit möglichst geringer Güte  $Q$  und einem starken externen Synchronisationssignal notwendig.

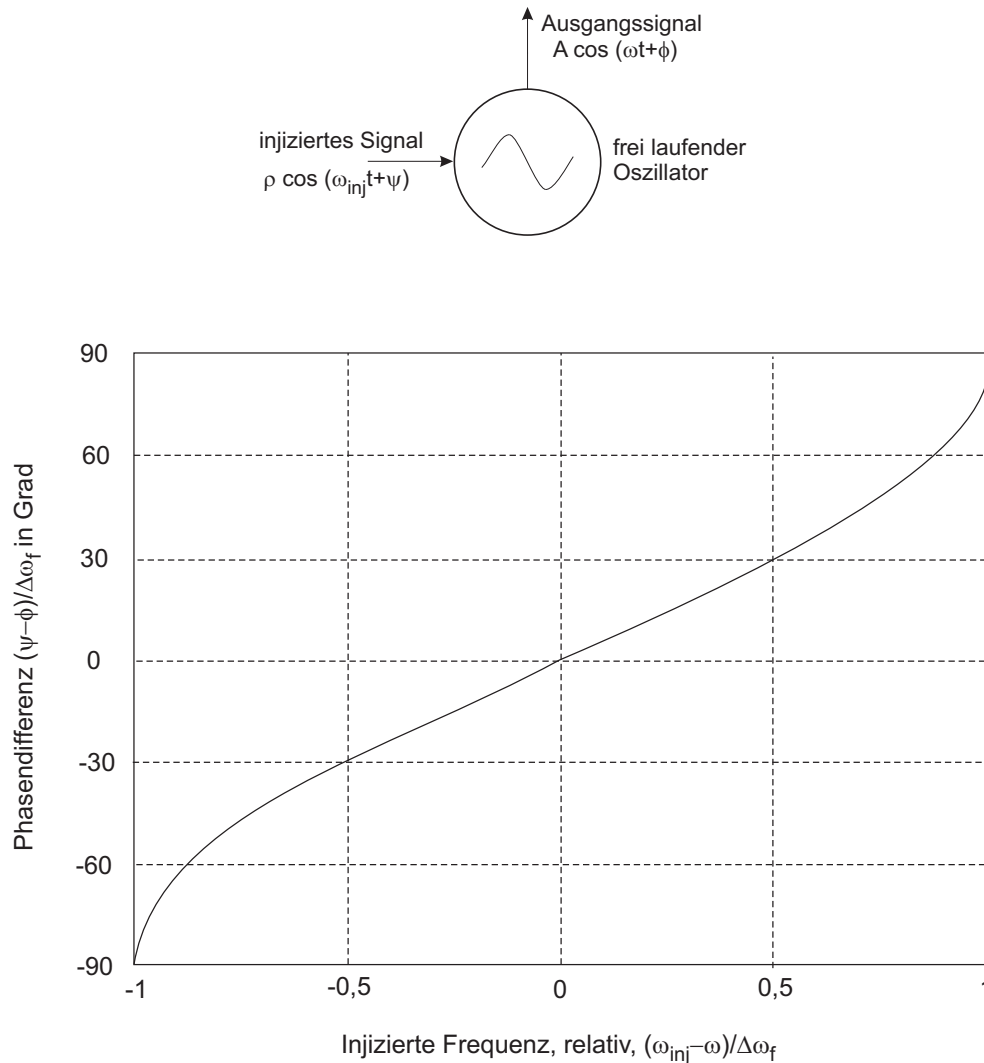


Abb. 2.2: Relative Phasenverschiebung zwischen einem Oszillator und einem eingepägten externen Signal in Abhängigkeit der normierten eingepägten Frequenz.

Für den allgemeinen Fall, dass die Stärke des injizierten Signals ausreicht, um eine signifikante Störung der frei laufenden Amplitude zu verursachen, sind die beiden Gleichungen (2.22) und (2.23) voneinander abhängig. Ein gemeinsames Lösen beider Gleichungen ist in diesem Fall notwendig. Die aus dem mathematischen Modell resultierenden Ergebnisse lassen sich in der Praxis bestätigen. Der erhaltene Fangbereich ist in der Praxis jedoch kleiner als theoretisch vorhergesagt und auch der Bereich der Phasenverschiebung variiert. Dies ist für Aufbauten, in

denen ein weiter Fangbereich erwünscht ist, wichtig. Die Abweichung von der Theorie liegt unter anderem an dem einfachen Schaltungsmodell in Abb. 2.1(b). Dieses Modell stellt zwar viele Eigenschaften der Injektionssynchronisation dar, gibt aber letztendlich nur eine ungenaue Lösung für die dynamischen Eigenschaften des Injektionssynchronisationsmechanismus wieder. Gerade im synchronisierten Zustand verhalten sich reale Oszillatoren anders als theoretisch beschrieben. Sie verändern ihre Leistung über den Fangbereich und der Fangbereich liegt nicht symmetrisch um die frei laufende Oszillatorfrequenz  $\omega_0$ . Diese Effekte haben unter anderem dazu geführt, dass ein verfeinertes Modell für den Oszillator aus empirischen Daten entwickelt wurde [23] und [24]:

$$Y_{osz} = Y_0 + Y_\omega(\omega - \omega_0) + Y_V |V_0|^2 \quad . \quad (2.29)$$

Mit  $Y_0$ ,  $Y_\omega$  und  $Y_V$  als komplexe Variablen der Form  $Y_x = G_x + jB_x$ . Die Variablen enthalten empirisch ermittelte Werte. Ein Vergleich mit dem einfachen Paralleloszillatormodell in Gleichung (2.9) zeigt, dass das neue Modell drei zusätzliche Terme beinhaltet. Diese haben nach [23] und [24] folgenden Einfluss auf den Oszillator:

$B_0 \Rightarrow$  schiebt die Resonanz weg von  $\omega_0$

$G_m \Rightarrow$  asymmetrische Variation der Amplitude

$B_V \Rightarrow$  biegt die äquifrequente Ortskurve auf einem Rieke-Diagramm

Dieses exaktere Modell beschreibt den realen Oszillator besser als das vorgestellte Modell in Gleichung (2.9). Allerdings werden die Berechnungen für das Verhalten des Oszillators entsprechend komplizierter und aufwändiger. Weiterhin werden mehr Daten der Bauelemente benötigt. Diese müssen zum Teil empirisch ermittelt werden, so dass eine Simulation des Oszillatorverhaltens nur nachträglich dargestellt werden kann. Eine Vorhersage bzw. Simulation des Verhaltens vor einer Realisierung ist daher nicht möglich.

Die bisher dargestellten Berechnungen beziehen sich alle auf das Paralleloszillatormodell in Abb. 2.1, welches in Kapitel 2.1 beschrieben wird. Die notwendigen Gleichungen lassen sich jedoch ebenso für ein Oszillatormodell mit Serienschwingkreis aufstellen. In Abb. 2.3 ist das äquivalente Serienresonanzmodell im Vergleich zu dem verwendeten Parallelresonanzmodell dargestellt [19].

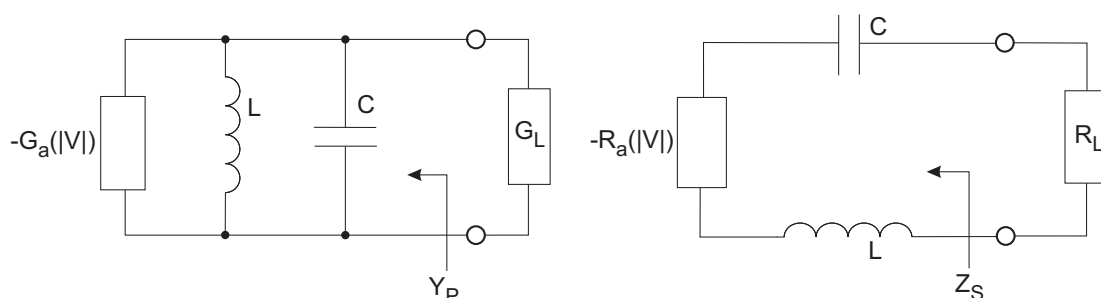


Abb. 2.3: Äquivalente Oszillatormodelle. (a) Parallelresonanzmodell. (b) Serienresonanzmodell.

### 2.3 Subharmonische Synchronisation

Für die oben angegebenen Formeln gilt, dass das eingeprägte Signal nahe dem Oszillatorsignal auf der Grundwelle liegen muss, damit eine Synchronisation stattfinden kann. Falls das injizierte Signal außerhalb des Fangbereichs des Oszillators liegt, findet keine Synchronisation statt. Dies gilt jedoch nicht, falls das injizierte Signal nahe einer Oberwelle des frei laufenden Oszillators liegt. In diesem Fall ist es erneut möglich, ausreichend Leistung der Injektionsquelle vorausgesetzt, den frei laufenden Oszillator auf das injizierte Signal auf einer der Oberwellen zu synchronisieren. Eigene Untersuchungen haben gezeigt, dass der dominierende Effekt in der Oberwellensynchronisation die Abwärtsmischung des injizierten Signals auf die Grundwelle des Oszillators ist. Hierbei, siehe Abb. 2.4, wurde die nötige Leistung  $P_{inj}$  für die gleiche Fangbandbreite  $\Delta f$  eines Oszillators miteinander verglichen, der einmal auf der ersten Oberwelle und einmal auf der Grundwelle synchronisiert wurde. Die Leistungsdifferenz bei 12 GHz und 24 GHz für den gleichen Fangbereich liegt bei 20 dB. Das auf der ersten Oberwelle injizierte Signal wird über den Transistor mit konstantem Mischverlust auf seine Grundwelle abwärts gemischt [25].

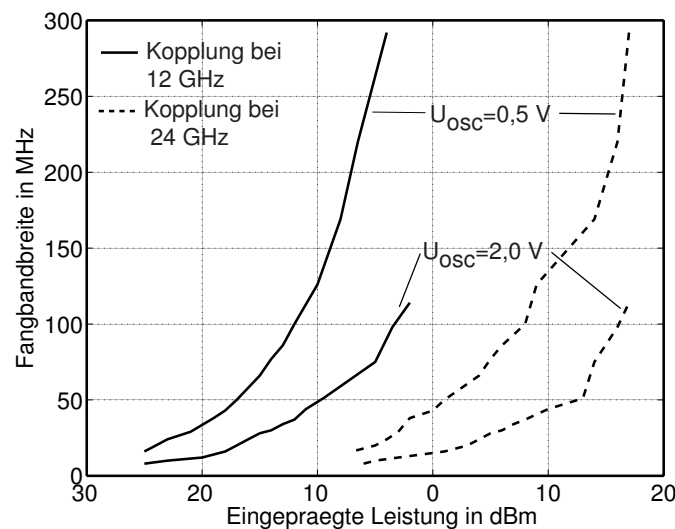


Abb. 2.4: Fangbandbreite der Oszillatoren bei unterschiedlichen Leistungen der externen Quelle, eingepägt auf der Grund- und Oberwelle bei verschiedenen Oszillatorspannungen.

Über die nichtlineare Kennlinie des aktiven Elements können im Mischbetrieb sowohl harmonische Frequenzen der eigenen Grundschwingung als auch Mischfrequenzen bei Einprägung einer weiteren Frequenz erzeugt werden. Durch Aussteuern eines nichtlinearen Bauelements, dessen Verhalten durch die Taylorreihe

$$i = c_0 + c_1 u + c_2 u^2 + c_3 u^3 + c_4 u^4 + \dots \quad (2.30)$$

beschrieben wird, können aus einer Signalfrequenz  $f_S$  und einer Oszillatorfrequenz  $f_0$  im allge-



meinen Fall die Frequenzen

$$f = |\pm m f_S \pm n f_0| \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.31)$$

entstehen. Für den Fall  $m = 0$  erhält man die Oszillatorfrequenz und ihre Oberschwingungen, für  $n = 0$  die Signalfrequenz und ihre Oberschwingungen. Für  $n \neq 0$  und  $m \neq 0$  ergeben sich die Kombinationsfrequenzen [26].

### 2.3.1 Diodenmischer

Die einfachste Mischerschaltung besteht aus einer Spannungsquelle  $u_S$ , der Signalquelle  $f_S$ , der Spannungsquelle  $u_{LO}$  der Lokaloszillatorfrequenz  $f_{LO}$  sowie einem nichtlinearen resistiven Bauelement D, siehe Abb. 2.5.

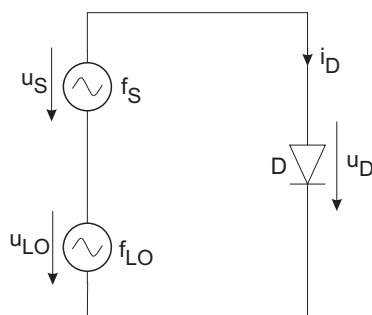


Abb. 2.5: Einfacher Diodenmischer mit zwei Quellen.

Der Strom  $i_D$  des nichtlinearen resistiven Bauelements ist das gewünschte Ausgangssignal. Zur analytischen Behandlung der Frequenztransformation wird die Charakteristik des nichtlinearen resistiven Bauelements als Taylorreihe (2.30) dargestellt. Die totale Quellenspannung  $u_D$  über dem resistiven Element bei sinusförmiger Aussteuerung lautet:

$$u_D = U_{LO} \cos(\omega_{LO}t) + U_S \cos(\omega_S t) \quad . \quad (2.32)$$

Die Gesamtquellenspannung  $u_D$  liefert, in die Taylorreihe (2.30) eingesetzt, den resultierenden Diodenstrom  $i_D$  als Funktion der Quellenspannung  $u_{LO}$  und  $u_S$ :

$$\begin{aligned} \Delta i(t) = & c_0 + \\ & + c_1(U_S \cos \omega_S t + U_{LO} \cos \omega_{LO} t) \\ & + c_2 \left( \frac{U_S^2}{2} (1 + \cos 2\omega_S t) + \frac{U_S U_{LO}}{2} (\cos(\omega_S + \omega_{LO})t + \cos(\omega_S - \omega_{LO})t) + \right. \\ & \left. \frac{U_{LO}^2}{2} (1 + \cos 2\omega_{LO} t) \right) \\ & + c_3(\dots) + \dots \quad . \end{aligned} \quad (2.33)$$

Übersichtlicher ist die Darstellung der resultierenden Mischprodukte in einer Frequenzpyramide bzw. in einem f-i Diagramm, siehe Abb. 2.6, dargestellt:

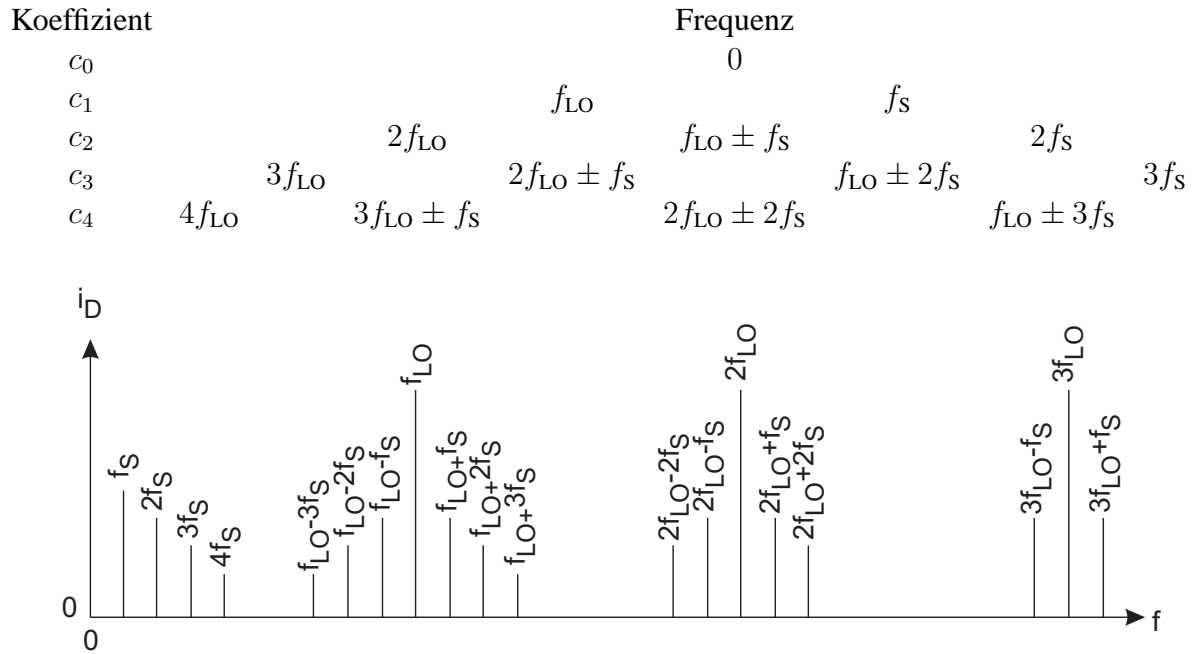


Abb. 2.6: Mischprodukte, dargestellt in einer Frequenzpyramide und einem f-i Diagramm.

### 2.3.2 Transistormischer

Mit dem oben gezeigten Diodenmischer lassen sich die in der Frequenzpyramide dargestellten Mischprodukte erzeugen. In der vorliegenden Oszillatorschaltung arbeitet jedoch als aktives Element ein Transistor. Stellt man diesen Transistor als Großsignalersatzschaltbild, siehe Abb. 2.7, dar, so wird deutlich, dass auch in diesem Fall die Mischung der Frequenzen an den Nichtlinearitäten, hier des Transistors, stattfindet.

Die dominierende Nichtlinearität an einem HEMT (High Electron Mobility Transistor) ist die gesteuerte Stromquelle  $I_D(U_{GS})$ , siehe Abb. 2.8. Die Entwicklung von  $I_D(U_{GS})$  führt zu

$$I_D \approx I_{D0} + g_m + U_{GS} + a_2 U_{GS}^2 + a_3 U_{GS}^3. \quad (2.34)$$

Hierbei steht

$$g_m = \frac{dI_D}{dU_{GS}} \quad \text{für die Steilheit,}$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \frac{d^2 I_D}{dU_{GS}^2} \quad \text{für Mischprodukte 2. Ordnung und}$$

$$a_3 = \frac{1}{6} \frac{d^3 I_D}{dU_{GS}^3} \quad \text{für Mischprodukte 3. Ordnung.}$$

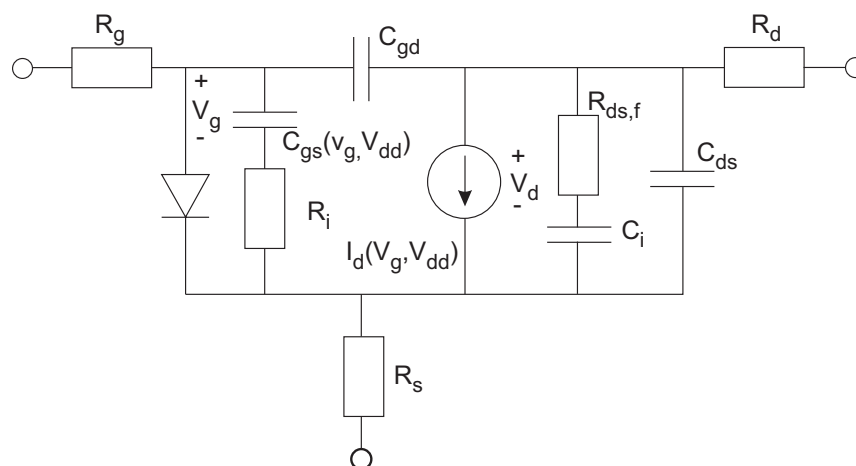


Abb. 2.7: Großsignalersatzschaltbild eines HEMT Transistors für den Mischbetrieb.

Das aus diesem Mischbetrieb resultierende Ergebnis entspricht dem des Diodenmischers und ist in Abb. 2.6 zu sehen. Für die Injektionssynchronisation wichtig ist das Mischprodukt  $\omega_{inj} - n\omega_0 = \omega_{sync}$  mit  $n$  für die  $n$ -te Oberwelle von  $\omega_{inj}$  aus Sicht des Oszillators. Auf das hieraus resultierende heruntergemischte Signal  $\omega_{sync}$  kann der Oszillator synchronisiert werden. Es gilt dann wieder die oben beschriebene Theorie der Injektionssynchronisation für die Grundwelle mit der Ausnahme, dass sich der Oszillator nicht bei  $\omega_{sync}$  synchronisieren wird, sondern bei  $(\omega_{sync} - \omega_0)/2 + \omega_0$ . Dies liegt daran, dass sich  $\omega_{sync}$  mit zunehmender Annäherung von  $\omega_0$  auf  $\omega_0$  zu bewegt. Aus Sicht der externen Quelle erfolgt die Synchronisation des Oszillators subharmonisch.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen additivem und multiplikativem Mischen. Von additivem Mischen spricht man, wenn die beiden zu mischenden Signale zuerst addiert (überlagert) werden, um dann gemeinsam auf die nichtlineare Kennlinie gegeben zu werden. Dies ist bei einem Diodenmischer der Fall.

Bei multiplikativem Mischen werden die beiden zu mischenden Signale an verschiedene Tore eines mehrpoligen nichtlinearen Bauelements gelegt. Diese beeinflussen den durch das Bauteil durchfließenden Strom multiplikativ. Welche der beiden Arten in dem vorliegenden Fall dominiert bzw. richtig ist, lässt sich mit den vorliegenden Modellen leider nicht feststellen. Gegen eine multiplikative Mischung spricht, dass der verwendete Transistor kein Dual-Gate Transistor ist, bei dem beide Signale getrennt anliegen. Vielmehr wird das injizierte Signal über den Ausgang des Oszillators, den Sourceanschluss, auf die nichtlineare Kennlinie des HEMT gegeben. Insofern überlagern sich die selbst erzeugten 12 GHz und die erste Oberwelle des Oszillators mit den eingepprägten 24 GHz der externen Quelle. Andererseits sind sowohl an Gate als auch an Drain die selbst erzeugten Frequenzen vorhanden. Es kann hier keine Aussage darüber getroffen werden, ob die dominierenden Signalquellen an zwei unterschiedlichen Toren der Nichtlinearität, multiplikativ, anliegen oder wie bei der Diode am gleichen Tor, also additiv. Eine genaue Simulation und somit ein Vergleich der gemessenen Ergebnisse war in diesem Fall leider nicht möglich,

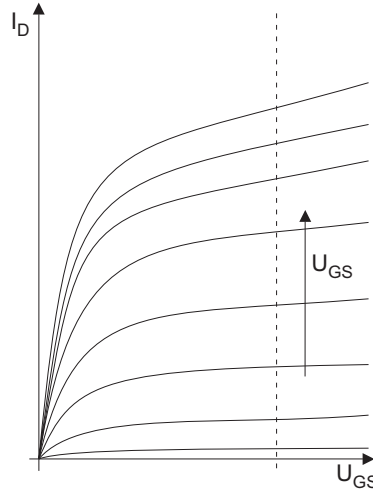


Abb. 2.8: Stark nichtlineare Kennlinie eines Transistors.

da es zu dem verwendeten HEMT kein Modell gibt. Das Erstellen eines Großsignalmodells hätte den Rahmen dieser Arbeit weit überschritten.

## 2.4 Oszillatorrauschen

Unter Verwendung der Gleichungen (2.22) und (2.23) der Injektionssynchronisation kann das Rauschen eines Oszillators beschrieben werden. Hierbei wird die Stromquelle  $I_{inj}$  als interner Rauschgenerator betrachtet. Wie Kurokawa [27] gezeigt hat, können die beiden Injektionsterme auf der rechten Seite der Gleichungen (2.22) und (2.23) als Inphasenrauschen und Quadraturrauschen betrachtet werden. Sie können formuliert werden zu

$$\frac{dA}{dt} = \mu \frac{\omega_0}{2Q} AS(A) - \frac{\omega_0}{2Q} AG_n(t) \quad (2.35)$$

und

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\omega_0}{2Q} B_n(t) \quad (2.36)$$

Alternativ können diese beiden Gleichungen, wie bei Okabe und Okamura [28, 29] sowie Makino [30] beschrieben, durch Addieren einer normierten Rauschadmittanz  $Y_n/G_l + jB_n$  in die Oszillatorschaltung hergeleitet werden. Unter der Annahme, dass die Amplituden- und Phasenschwankungen klein und mit  $\delta A$  und  $\delta\phi$  gegeben sind, können wir die Gleichungen (2.35) und (2.36) um die „rauschfreie“ (frei laufende) Lösung mit  $A = \alpha + \delta A$  und  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$  linearisieren und lösen. Eine Fouriertransformation der resultierenden Gleichung ergibt

$$\left( \frac{j\omega}{\omega_{3dB}} + 2\mu \right) \delta A = -\alpha \tilde{G}_n \quad (2.37)$$

und

$$\frac{j\omega}{\omega_{3\text{dB}}}\widetilde{\delta\phi} = -\widetilde{B}_n \quad (2.38)$$

mit  $\omega_{3\text{dB}} \equiv \omega_0/2Q$  als halbe 3-dB Bandbreite des Parallelresonanzkreisoszillators. Die spektrale Leistungsdichte der Amplituden- und Phasenschwankungen (z.B. das Amplituden- und Phasenrauschen) werden durch Bilden des Betragsquadrats von  $\widetilde{\delta A}$  und  $\widetilde{\delta\phi}$  ermittelt. Das Amplitudenrauschen für einen einzelnen Oszillator ist damit

$$|\widetilde{\delta A}|_{\text{ungekoppelt}}^2 = \frac{\alpha^2 |\widetilde{G}_n|^2}{(\omega/\omega_{3\text{dB}})^2 + 4\mu^2} \quad , \quad (2.39)$$

und das Phasenrauschen eines einzelnen Oszillators

$$|\widetilde{\delta\phi}|_{\text{ungekoppelt}}^2 = \frac{|\widetilde{B}_n|^2}{(\omega/\omega_{3\text{dB}})^2} \quad . \quad (2.40)$$

Diese Ergebnisse sind äquivalent zu den Ergebnissen von Kurokawa [27], Schlosser [31] und weiteren.

Für die meisten Oszillatoren wird das Rauschen nahe am Träger ( $\omega \ll \omega_{3\text{dB}}$ ) durch das Phasenrauschen dominiert. Bei der Untersuchung der Rauscheigenschaften eines einzelnen frei laufenden Oszillators mit den Phasenrauscheigenschaften von  $N$ -gekoppelten Oszillatoren charakterisiert Gleichung (2.40) auffallend das Ergebnis der Herleitung [14, 32].



### 3. GEKOPPELTE OSZILLATOREN

Das Ergebnis der Injektionssynchronisation aus dem vorangegangenen Kapitel kann für ein System mit mehreren Oszillatoren verwendet werden. Ein Oszillatorarray kann beispielsweise untereinander verkoppelt oder von außen synchronisiert werden. Die Konfigurationen können dabei unterschiedlich sein. Einige Beispiele aus der Literatur sind in Abb. 3.1 dargestellt. Mögliche Konfigurationen sind ein Array, bei dem jeder Oszillator extern mit einer Quelle synchronisiert wird [33], unilaterale Kopplung der nächsten Nachbarn [34], wechselseitige Injektionssynchronisation („inter-injection-locked“) [4, 5] und gegenseitig synchronisierte („mutually synchronised“) bilaterale Injektionskopplung der nächsten Nachbarn [14, 18, 21].

Ein allgemeines Modell, welches die oben angesprochenen Fälle als spezielle Fälle beinhaltet, ist das in Abb. 3.2 dargestellte System verkoppelter Oszillatoren. Jeder Oszillator ist an das  $N$ -Tor Netzwerk gekoppelt. Es wird aus Kompatibilitätsgründen zu dem bereits eingeführten Paralleloszillatormodell in  $Y$ -Parametern dargestellt. Das  $N$ -Tor Netzwerk beinhaltet die Verkopplung der Oszillatoren und die Last. Zusätzlich existiert je Hochfrequenzquelle noch eine unabhängige Quelle, die als externe Synchronisationsquelle modelliert werden kann.

Das Koppelnetzwerk zu dem in Abb. 3.1(a) dargestellten rein extern synchronisierten Modell beinhaltet ausschließlich Diagonaleinträge ( $Y_{ij} = 0$  für  $i \neq j$ ). Diese repräsentieren die unabhängige Last. Im Fall einer Antenne als Last muss die gegenseitige Verkopplung vernachlässigbar klein sein. Weiterhin beinhaltet das Modell einen Satz Synchronisationsquellen, deren Amplituden- und Phasenverteilung das gemeinsame Zuleitungsnetzwerk beinhaltet. Das Koppelnetzwerk des unilateral verkoppelten Arrays aus Abb. 3.1(b) ist nicht reziprok ( $Y_{ij} \neq Y_{ji}$ ). Alle unabhängigen externen Injektionsquellen sind Null (mit der möglichen Ausnahme der Quelle bei Tor 1). Die externen Synchronisationsquellen des Koppelnetzwerks der bilateral verkoppelten Arrays aus Abb. 3.1(c) sind wie das Koppelnetzwerk aus Abb. 3.1(b) Null. Das reziproke Koppelnetzwerk für diesen Fall stellt beispielsweise ein strahlungsgekoppeltes Antennenarray mit gegenseitiger Kopplung [21] und möglicher zusätzlicher Koppelschaltung [18] dar.

#### 3.1 Dynamische Gleichungen

Für jeden Oszillatoreingang können die dynamischen Gleichungen (2.5) und (2.6) aufgestellt werden. Bei einem System mit  $N$  Oszillatoren erhält man somit  $2N$  Differentialgleichungen erster Ordnung für die Kopplung. Es wird vorausgesetzt, dass alle Oszillatoren gleich sind. Somit haben wir (in der ersten Ordnung) für alle Oszillatoren die gleiche Güte  $Q$  und den gleichen Sättigungsfaktor der Amplitude  $\mu$ . Die freilaufende Frequenz und die freilaufende Amplitude werden jedoch, im praktischen Fall, leicht variieren. Unter Verwendung des Paralleloszillatormodells aus

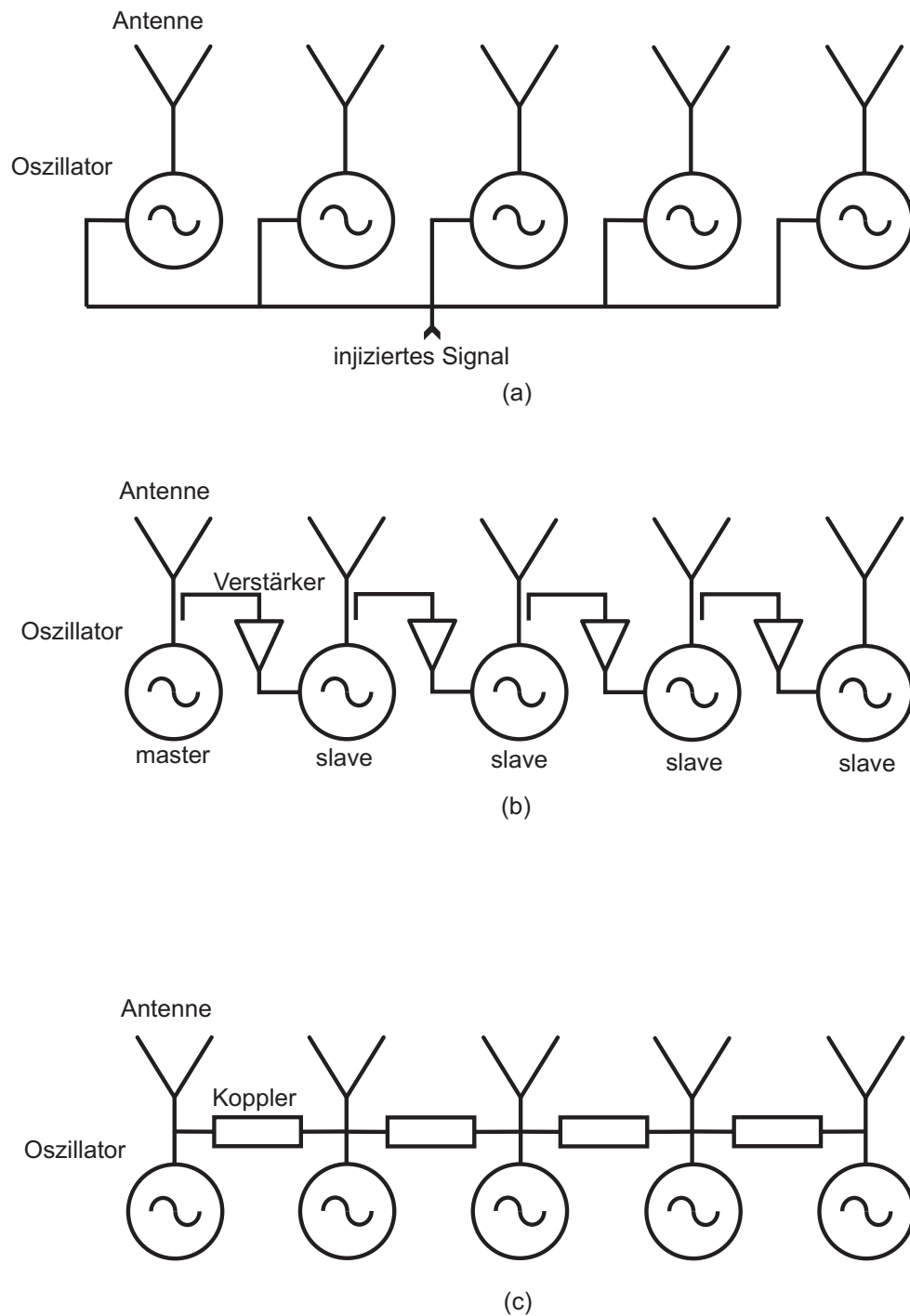


Abb. 3.1: Mögliche Arraygeometrien. (a) Jedes Element ist auf ein gemeinsames Referenzsignal, welches durch ein HF-Netzwerk verteilt wird, synchronisiert; (b) Unilaterale Injektionssynchronisation, bei der jeder Oszillator nur einen Nachbarn koppeln kann; (c) Bilaterale Kopplung der nächsten Nachbarn.



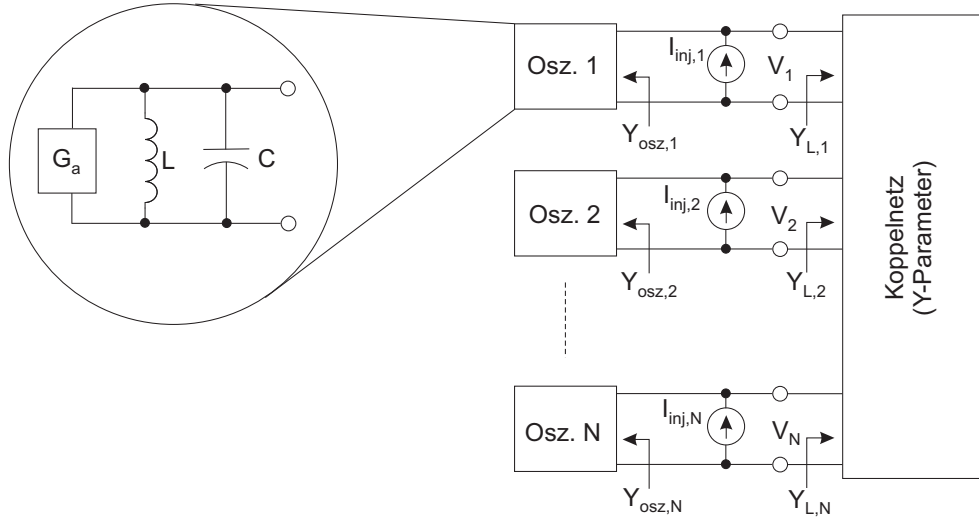


Abb. 3.2: Allgemeines Modell für das Verkoppeln von Oszillatoren, das die in Abb. 3.1 gezeigten Möglichkeiten beinhaltet.

Abb. 2.1(b) beträgt die Admittanz des  $i$ -ten Oszillators nahe der Resonanz

$$Y_{osz,i} \approx G_a(A_i) + 2jC(\omega - \omega_i) \quad (3.1)$$

mit  $\omega_i$  als freilaufende Frequenz des  $i$ -ten Oszillators. Unter der Annahme, dass jeder Oszillator die Nennlastadmittanz  $G_L$  speist, kann die Nichtlinearität aus dem Van der Pol-Modell [18, 35], gegeben durch Gleichung (2.15), mit Gleichung (3.1) geschrieben werden als

$$Y_{osz,i}(\omega, A_i) = G_L \left[ -S_\mu(A_i) + j \frac{2Q}{\omega_i} (\omega - \omega_i) \right] \quad (3.2)$$

mit

$$S_\mu(A_i) \equiv [1 + \mu(1 - A_i^2/\alpha_i^2)] \quad (3.3)$$

und  $\alpha_i$  für die frei laufenden Amplituden. Jeder Oszillator sieht eine Lastadmittanz gegeben durch

$$Y_{L,i}(\omega) = \sum_{j=1}^N Y_{ij}(\omega) \frac{V_j}{V_i} \quad (3.4)$$

mit  $V_i$  für die Anschlußspannung an Port  $i$ , dargestellt im Zeitbereich siehe Gleichung (2.4):

$$V_i(t) = A_t e^{j(\omega_r t + \phi_i)} = A_i e^{j\Theta_i} = V_i' e^{j\omega_r t} \quad (3.5)$$

Definiert man die normierte Koppelmatrix  $\kappa$  als

$$\kappa_{ij} \equiv \frac{Y_{ij}}{G_L} \quad (3.6)$$

kann die Gesamtadmittanz am  $i$ -ten Port geschrieben werden als

$$Y_{t,i}(\omega, A_i) = G_L \frac{2Q}{\omega_i} \left[ -\frac{\omega_i}{2Q} S_\mu(A_i) + j(\omega - \omega_i) + \frac{\omega_i}{2Q} \sum_{j=1}^N \kappa_{ij} j \frac{V_j}{V_i} \right] . \quad (3.7)$$

Durch Substitution mit Gleichung (2.7) erhält man ein System von  $N$  Differentialgleichungen, nach Gleichung (2.8), zu

$$\frac{dV'_i}{dt} = F_i(\bar{V}) V'_i, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.8)$$

mit

$$F_i(\bar{V}) = \frac{\frac{\omega_i}{2Q} \left[ \frac{I_{inj,i}}{G_L V_i} + S_\mu(A_i) - \sum_{j=1}^N \kappa_{ij}(\omega_r) \frac{V_j}{V_i} \right] + j(\omega_i - \omega_r)}{1 + \frac{\omega_i}{2Q} \sum_{j=1}^N \frac{\partial \kappa_{ij}(\omega_r)}{\partial(j\omega)} \frac{V_j}{V_i}} . \quad (3.9)$$

Die unabhängigen Quellen stellen externe, injizierte Signale dar. Es wird vorausgesetzt, dass die externen Signale eine gemeinsame Frequenz  $\omega_{inj}$  haben und kohärent sind. Sie können dann nach Gleichung (2.21) geschrieben werden als:

$$I_{inj,i} = \rho_i G_L e^{j\omega_{inj} t + \phi_i(t)} . \quad (3.10)$$

Das Interesse gilt der stationären Lösung von Gleichung (3.8), wenn alle Oszillatoren auf eine gemeinsame Frequenz  $\omega$  synchronisiert sind. Dies tritt ein, wenn gilt

$$\frac{dA_i}{dt} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\phi_i}{dt} = 0, \quad \text{für} \quad i = 1, \dots, N . \quad (3.11)$$

In diesem Fall wird die Phase des Oszillators gebunden, wenn die Referenzfrequenz  $\omega_r = \omega$  beträgt. Die stationäre Lösung für diesen Fall wird durch das System nichtlinearer Gleichungen

$$F_i(\mathbf{A}, \boldsymbol{\phi}) = 0, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.12)$$

bestimmt.

Bei der Anwesenheit externer Synchronisationssignale der Frequenz  $\omega_{inj}$  kann die synchronisierte Frequenz und die Referenzfrequenz als  $\omega = \omega_{inj} = \omega_r$  angenommen werden. Durch Fehlen einer externen Synchronisationsquelle ( $I_{inj} = 0$  für alle  $i$ ) ist die Frequenz für den stationären synchronisierten Fall zunächst unbekannt. Sie kann durch Gleichung (3.12) bestimmt werden. Der Real- und Imaginärteil von  $F_i$  muss jeweils separat Null ergeben. Die Gleichung (3.12) stellt ein Gleichungssystem von  $2N$  Gleichungen dar. Nachdem die Amplitude und Phase von jedem Oszillator unbekannt ist, müssen  $2N$  Unbekannte gelöst werden. Wenn zusätzlich die Frequenz  $\omega$  unbekannt ist, müssten zunächst  $2N + 1$  Unbekannte gelöst werden. In diesem Fall jedoch ist eine der Phasen beliebig und kann zu Null gesetzt werden, da nur die relativen Phasen physikalisch wichtig sind. Für extern synchronisierte Arrays sind alle Oszillatorphasen unbekannt, da das injizierte Signal eine Phasenreferenz einführt [19].

### 3.2 Breitbandigkeit des Koppelnetzwerks

Die beiden Terme im Nenner aus Gleichung (3.9) sind proportional zu der Frequenzableitung erster Ordnung der Oszillatoradmittanz ( $\partial Y_{osz,i}/\partial(j\omega)$ ) beziehungsweise zu der Admittanz des Koppel- oder auch Lastnetzwerks ( $\partial Y_{L,i}/\partial(j\omega)$ ). Diese Terme resultieren aus einer Annäherung der Taylorreihe der entsprechenden Transferfunktion, in der vorausgesetzt wird, dass die Ableitungen der höheren Ordnungen Null sind. Die Annahme von einem einfachen Parallelresonator mit einer linearen Transferfunktion nahe der Resonanz macht die Taylorannäherung sehr genau, selbst für große Güten  $Q$ . Gleiches gilt für das Koppelnetzwerk. Es arbeitet nahe einer isolierten Parallelresonanz. Die Näherung ist sehr gut, aber in der Praxis wird es schwierig sein, die Anforderung zu erfüllen, die Resonanzen von allen Oszillatoren mit denen der Koppelnetzwerke übereinstimmen zu lassen. Betreibt man ein resonantes Koppelnetzwerk zusammen mit einer resonanten Oszillatorschaltung, so ergibt sich außerdem ein System mit mehreren Moden. Solch ein System kann jedoch mehr als eine stabile Oszillatorfrequenz beinhalten. Dieser Zustand muss daher ausgeschlossen werden. Eine Möglichkeit die Mehrmodigkeit, des Systems zu verhindern, ist, das Koppelnetzwerk relativ breitbandig im Verhältnis zu dem Parallelschwingkreis des Oszillators zu entwerfen. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn das Koppelnetzwerk aus Widerständen besteht, die Oszillatoren also über Widerstände miteinander verkoppelt sind. Ein Koppelnetzwerk dieser Art hat eine signifikant niedrigere Güte als der Resonanzkreis. Im Fall einer Oberwellenkopplung ergibt sich keine direkte Rückkopplung auf die Oszillatorfrequenz, da der Koppler resonant bezüglich der ersten Oberwelle ist und nicht bezüglich der Grundwelle. Bei guter Entkopplung der Grundwelle von der ersten Oberwelle, beispielsweise durch einen Filter, lässt sich auch hier ein mehrmodiger Betrieb des Oszillators vermeiden. Unter diesen Annahmen kann im Vergleich zum ersten der zweite Term des Nenners von Gleichung (3.9) grundsätzlich vernachlässigt werden. Dieser ist:

$$\frac{\omega_i}{2Q} \sum_{j=1}^N \frac{\partial \kappa_{ij}(\omega_r)}{\partial(j\omega)} \frac{V_j}{V_i} \ll \text{für alle } i \quad . \quad (3.13)$$

Die Amplituden- und Phasendynamik in Gleichung (3.8) vereinfacht sich dann zu

$$\frac{dA_i}{dt} = \frac{\omega_i}{2Q} \left[ A_i S_\mu(A_i) - \sum_{j=1}^N A_j \operatorname{Re}\{\kappa_{ij} e^{j(\phi_j - \phi_i)}\} + \rho_i \cos(\psi_i - \phi_i) \right] \quad (3.14)$$

$$\frac{d\phi_i}{dt} = (\omega_i - \omega) + \frac{\omega_i}{2Q} \left[ - \sum_{j=1}^N \frac{A_j}{A_i} \operatorname{Im}\{\kappa_{ij} e^{j(\phi_j - \phi_i)}\} + \frac{\rho_i}{A_i} \sin(\psi_i - \phi_i) \right] \quad (3.15)$$

für alle  $i = 1, \dots, N$ . Bei einer externen Synchronisierung, also bei Anwesenheit eines externen Signals, ist  $\omega = \omega_{inj}$ . Falls  $\omega$  unbekannt ist, müssen die Gleichungen auf andere Art gelöst werden. Obwohl man unter Verwendung der relativ einfachen Gleichungen (3.14) und (3.15) einen sehr guten Einblick in das Verhalten injektionssynchronisierter Oszillatoren erhält, werden im folgenden weitere Vereinfachungen gemacht. Alternativ können diese Gleichungen numerisch integriert werden, um die Amplituden- und Phasenstörungen bei gegebenen Oszillatorparametern zu berechnen [18].

### 3.3 Vereinfachungen

Zur Vereinfachung der folgenden Gleichungen sollen nun folgende Notationen eingeführt werden, siehe [14]. Für die Kopplung gilt:

$$\kappa_{ij} = \epsilon_{ij} e^{j(\pi - \Phi_{ij})} \quad (3.16)$$

mit  $\kappa_{ij}$  als Koppelstärke aus dem Verhältnis der Amplitude des Oszillatorsignals zu dem Signal am Ausgang des Kopplers und  $\epsilon_{ij}$  als Koppelphase von Oszillator  $j$  zu Oszillator  $i$ . Unter Verwendung von (3.16) lassen sich die Gleichungen (3.14) und (3.15) vereinfachen zu

$$\frac{d\phi_i}{dt} = (\omega_i - \omega) + \frac{\omega_i}{2Q} \left[ - \sum_{j=1}^N \frac{\alpha_j}{\alpha_i} \epsilon_{ij} \sin(\Phi_{ij} + \phi_i - \phi_j) + \frac{\rho_i}{\alpha_i} \sin(\psi_i - \phi_i) \right] . \quad (3.17)$$

### 3.4 Bilateral gekoppelte lineare Arrays

Bilateral gekoppelte lineare Arrays können unter Verwendung von Gleichung (3.16) durch die Koppelparameter

$$\kappa_{ij} = \begin{cases} 1 & : & i = j \\ \epsilon e^{j(\pi - \Phi)} & : & |i - j| = 1 \\ 0 & : & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.18)$$

beschrieben werden. Für identische freilaufende Amplituden ( $\alpha_i = \alpha_j$ ) gilt

$$\frac{d\phi_i}{dt} = (\omega_i - \omega) + \frac{\epsilon \omega_i}{2Q} \sum_{\substack{j=i-1 \\ j \neq i}}^{i+1} \sin(\Phi + \phi_i - \phi_j) + \frac{\omega_i}{2Q} \frac{\rho_i}{\alpha_i} \sin(\psi_i - \phi_i) \quad (3.19)$$

mit  $i = 1, \dots, N$ . Sämtliche Terme, deren Index 0 oder  $N + 1$  ist, werden ignoriert. Erstes Ziel ist es, zu zeigen, dass  $\Phi = 0$  ein erwünschter Zustand für gekoppelte Netzwerke ist. Vereinfachend nehmen wir an, dass keine externen injizierten Signale ( $\rho_i = 0$ ) vorhanden sind. Solange nur der Fall, dass Oszillatoren sich gegenseitig koppeln können, betrachtet wird, kann folgende Vereinfachung definiert werden:

$$\Delta\omega_f \equiv \frac{\epsilon \omega_i}{2Q} \quad (3.20)$$

Durch Vergleichen mit Gleichung(2.24) kann  $\Delta\omega_f$  interpretiert werden als Koppelbandbreite (Fangbandbreite) des  $i$ -ten Oszillators, verursacht durch das Einprägen eines Signals durch einen benachbarten Oszillator unter der Voraussetzung, dass alle Amplituden identisch sind [36]. Da die frei laufenden Frequenzen  $\omega_i$  für eine Synchronisation ähnlich sein müssen (innerhalb  $\Delta\omega_f$  untereinander), wird angenommen, dass die Bandbreite  $\Delta\omega_f$  für alle Oszillatoren gilt. Da dann das Modell (3.19) nur relative Phasen beinhaltet, wird

$$\Delta\phi_i \equiv \phi_{i+1} - \phi_i \quad 1 = 1, \dots, N \quad (3.21)$$

$$\Delta\beta_i \equiv \omega_{i+1} - \omega_i \quad 1 = 1, \dots, N \quad (3.22)$$

und es ergibt sich

$$\frac{d\Delta\phi_i}{dt} = \Delta\beta_i - \Delta\omega_f [-\sin(\Phi + \Delta\phi_{i-1}) + 2\cos\Phi \sin\Delta\phi_i + \sin(\Phi - \Delta\phi_{i+1})] \quad (3.23)$$

für  $i = 1, \dots, N - 1$ . Das löst das Problem der beliebigen Phase und reduziert die Ordnung des Systems um eins. Es eliminiert zunächst auch die unbekannte Frequenz  $\omega$ , die aber nach dem Lösen für  $\Delta\phi_n$  in jeder Gleichung (3.19) wieder entsteht. Die Gleichungen können in Matrixform formuliert werden zu:

$$\frac{d}{dt}\Delta\phi = \Delta\beta - \Delta\omega_f [\cos(\Phi)\mathbf{A}\mathbf{s} + \sin(\Phi)\mathbf{B}\mathbf{c}] \quad (3.24)$$

mit  $\Delta\phi$  und  $\Delta\beta$  als Vektoren mit den Elementen  $\Delta\phi_i$  und  $\Delta\beta_i$ , und

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 2 & -1 & & 0 \\ -1 & 2 & -1 & \\ & & \ddots & -1 \\ 0 & & -1 & 2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{s} = \begin{pmatrix} \sin\Delta\phi_1 \\ \sin\Delta\phi_2 \\ \vdots \\ \sin\Delta\phi_{N-1} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & & 0 \\ -1 & 0 & 1 & \\ & & \ddots & 1 \\ 0 & & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{c} = \begin{pmatrix} \cos\Delta\phi_1 \\ \cos\Delta\phi_2 \\ \vdots \\ \cos\Delta\phi_{N-1} \end{pmatrix}.$$

Die Stabilität kann durch Linearisieren von Gleichung (3.24) um eine stationäre Lösung überprüft werden. Die Störgrößen werden mit  $\overline{\Delta\phi}$  sowie  $\overline{\delta}$  bezeichnet:

$$\frac{d}{dt}\overline{\delta} = -\mathbf{M}\overline{\delta} \quad (3.25)$$

wobei die  $(N - 1) \times (N - 1)$  Stabilitätsmatrix  $\mathbf{M}$  gegeben ist mit

$$\mathbf{M} = \Delta\omega_f [\cos(\Phi)\mathbf{A}\mathbf{C} + \sin(\Phi)\mathbf{B}\mathbf{S}] \quad (3.26)$$

und die  $(N - 1) \times (N - 1)$  Diagonalmatrix des Sinus und Cosinus definiert ist als

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \sin\Delta\phi_1 & & & 0 \\ & \sin\Delta\phi_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \sin\Delta\phi_{N-1} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \cos\Delta\phi_1 & & & 0 \\ & \cos\Delta\phi_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \cos\Delta\phi_{N-1} \end{pmatrix}.$$

Eine grundlegende Konfiguration linear verkoppelter Arrays ist das Power Combining, wie bereits weiter vorne erwähnt. Es kann durch ein Array identischer Oszillatoren, welche phasensynchron arbeiten, realisiert werden. Das Ergebnis wäre ein auf die Breite des Arrays räumlich veränderter Strahl. Für  $\Delta\beta_i = 0$  (identische freilaufende Frequenzen) und  $\Delta\phi_i = 0$  (identische Phasen) ist für Gleichung (3.24)  $\Phi = n\pi$ , für ganzzahlige  $n$ . Die Stabilitätsmatrix wird dann zu  $\mathbf{M} = \Delta\omega_f \cos(\Phi)\mathbf{A}$ . Für einen stabilen Betrieb müssen alle Eigenwerte von  $\mathbf{M}$  einen positiven Realteil haben. Solange  $\mathbf{A}$  symmetrisch und positiv definit ist, sind die Eigenwerte positiv und real. Aus Stabilitätsgründen muss daher  $\cos(\Phi) > 0$  sein. Daraus ergibt sich das Ergebnis für den stabilen phasensynchronen Betrieb:

$$\Phi = 2n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.27)$$

Als anderes Extrem kann man Gleichung (3.24) für den Fall von  $\Phi = \pi/2$  untersuchen. Man stellt fest, dass die Matrix  $\mathbf{B}$  für gerade Werte von  $N$  singular ist. Die Gleichungen sind nicht linear unabhängig. Die Phase kann anhand der Oszillatorparameter nicht bestimmt werden. Für ungerade  $N$  ist die Matrix  $\mathbf{B}$  nicht singular. Es existiert damit ihre Inverse. Die Spur der Stabilitätsmatrix  $\mathbf{M} = -\Delta\omega_f \mathbf{B}\mathbf{S}$  ist jedoch immer Null. Solange die Spur einer Matrix die Summe ihrer Eigenwerte ist, kann der Realteil der Eigenwerte nicht vollständig positiv sein. Daraus folgt, dass kein stabiler Zustand existiert.

Für andere Werte von  $\Phi$  ist die Stabilitätsmatrix eine gewichtete Kombination aus  $\mathbf{A}\mathbf{C}$  und  $\mathbf{B}\mathbf{S}$ . Daraus lässt sich möglicherweise ableiten, dass die stabile Region maximal ist für  $\Phi = 0$ . Ein Beweis dafür lässt sich in der Literatur bis jetzt noch nicht finden. Es kann jedoch gezeigt werden, dass die Tendenz für die Synchronisation bei  $\Phi = 0$  maximal ist für den Fall, dass  $N = 2$  ist. Für größere  $N$  ist dies allerdings schwer zu prüfen. Die Bedingung aus Gleichung (3.27) wird in allen anschließenden Untersuchungen angenommen und ist ein wichtiges Merkmal für die Designbegrenzung praktisch gekoppelter Netzwerke [14].

### 3.4.1 Analyse der Kopplung ohne Phasendifferenz

Setzt man in Gleichung (3.24) für  $\Phi = 0$  ein, ergibt dies

$$\frac{d}{dt}\Delta\phi = \Delta\beta - \Delta\omega_f \mathbf{A}\mathbf{s} \quad (3.28)$$

Setzt man die Ableitung nach der Zeit gleich Null, erhält man die Gleichung für den stationären Zustand der Phasendifferenz in Abhängigkeit von der frei laufenden Frequenz des Oszillators:

$$\mathbf{s} = \frac{1}{\Delta\omega_f} \mathbf{A}^{-1} \Delta\beta \quad (3.29)$$

Dies kann durch Invertieren der Matrix  $\mathbf{A}$  und für die Phase durch die inverse Sinusfunktion gelöst werden. Die Inverse der Matrix  $\mathbf{A}$  ist

$$A_{ij}^{-1} = \frac{j(i-N)}{N}, \quad i \geq j, \quad A_{ij}^{-1} = A_{ji}^{-1} \quad (3.30)$$

Offensichtlich gibt es keine möglichen Lösungen für Gleichung (3.29), wenn jedes Element des Spaltenvektors  $\mathbf{A}^{-1}\Delta\boldsymbol{\beta}$  einen Betrag größer  $\Delta\omega_f$  hat. Sobald es eine gültige Lösung für den Sinusvektor gibt, passt diese zu  $2^{(N-1)}$  unterschiedlichen Lösungen für die Phasendifferenz, aufgrund der Mehrdeutigkeit der Sinusfunktion. Die richtige Lösung kann durch eine Stabilitätsanalyse gefunden werden. Die Stabilitätsmatrix für diesen Fall ist

$$\mathbf{M} = \Delta\omega_f \mathbf{A}\mathbf{C} \quad . \quad (3.31)$$

Die Matrizen  $\mathbf{A}$  und  $\mathbf{C}$  sind positiv, definit wenn jede der Phasen im Bereich

$$-\frac{\pi}{2} < \Delta\phi_i < \frac{\pi}{2}, \quad i = 1, \dots, N-1 \quad (3.32)$$

liegt. Da das Produkt von zwei Matrizen, die positiv definit sind, auch positiv definit ist, sind die Eigenwerte der Stabilitätsmatrix real und positiv, wenn die Phasen im oben angegebenen Bereich liegen. Dieser Phasenbereich genügt, den Vektor  $\mathbf{s}$  aus Gleichung (3.29) für alle möglichen Werte herbeizuführen. Das beweist, dass der Stabilitätsbereich den gesamten Existenzbereich füllt. Dies lässt sich weiterhin eins zu eins auf die Sinusfunktion in  $\mathbf{s}$  über den Phasenbereich anwenden. Damit gibt es für jeden Satz an Veränderungen innerhalb der Stabilitätsregion einen einmaligen Phasenvektor, welcher impliziert, dass ein einmaliger, stabiler und synchronisierter Zustand für eine gegebene Veränderung existiert. Wie im vorherigen Kapitel bereits erwähnt, kann die stationäre synchronisierte Frequenz durch Einsetzen in Gleichung (3.19) dann gefunden werden, wenn die Phasen oder relative Veränderungen bestimmt sind. Unter der Annahme, dass beide Gleichungen (3.20) und (3.27) gültig sind, bekommen wir ein wichtiges Ergebnis für den stationären Zustand der Frequenz:

$$\omega = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_i \quad (3.33)$$

Mit anderen Worten, die synchronisierte Frequenz ist der Durchschnitt der frei laufenden Frequenzen [14].

### 3.4.2 Phasenempfindlichkeit

Eine geeignete Messung der Phasenempfindlichkeit ist die Längenänderung des Phasenvektors für eine gegebene Längenänderung des frequenzverändernden Vektors [19]. Unter Verwendung von Gleichung (3.28) im stationären Zustand ist eine differentielle Phasenveränderung gleichzusetzen mit einer Veränderung der Abstimmung in der Stabilitätsmatrix:

$$d\Delta\boldsymbol{\beta} = \Delta\omega_f \mathbf{A}\mathbf{C} d\Delta\boldsymbol{\phi} = \mathbf{M} d\Delta\boldsymbol{\phi} \quad . \quad (3.34)$$

Die Phasenempfindlichkeit, wie oben definiert, ist dann gegeben durch

$$S_{\Delta\boldsymbol{\beta}}^{\Delta\boldsymbol{\phi}} \equiv \left( \frac{d\Delta\boldsymbol{\phi}^T d\Delta\boldsymbol{\phi}}{d\Delta\boldsymbol{\beta}^T d\Delta\boldsymbol{\beta}} \right)^{1/2} = \left( \frac{d\Delta\boldsymbol{\beta}^T ((\mathbf{M}^{-1})^T \mathbf{M}^{-1}) d\Delta\boldsymbol{\beta}}{d\Delta\boldsymbol{\beta}^T d\Delta\boldsymbol{\beta}} \right)^{1/2} \quad (3.35)$$

Wenn die Veränderungen der Abstimmung einen Eigenvektor der Matrix  $M^{-1}$ , mit dem Eigenwert  $\lambda^{-1}$ , bilden, ist die Empfindlichkeit  $S_{\Delta\beta}^{\Delta\phi} = |\lambda^{-1}|$ . Die Eigenvektoren von  $M^{-1}$  und  $M$  sind identisch, die Eigenwerte sind untereinander gegenseitig reziprok. Man kann zeigen, dass die Eigenvektoren von  $M$  in die Richtung weisen, in der die Empfindlichkeit entweder ein lokales Maximum oder Minimum hat. Folglich verursacht eine Änderung in Richtung eines Eigenvektors der Stabilitätsmatrix  $M$  eine extreme Phasenempfindlichkeit. Dies ist durch den reziproken korrespondierenden Eigenwert von  $M$  gegeben. Dieses Ergebnis zusammen mit dem Ergebnis aus dem vorherigen Kapitel zeigt, dass die Größe des Fangbereichs direkt mit der Phasenempfindlichkeit zusammenhängt. Allerdings verliert man die Synchronisation schneller, wenn man in eine Richtung mit hoher Phasenempfindlichkeit hin abstimmt.

### 3.5 Analyse des Phasenrauschens

Selbst bei einem einzelnen Oszillator ist das Oszillatorrauschen ein komplexes Thema. Zur Vereinfachung beschränken wir uns auf das Verhalten von rauschenden gekoppelten Oszillatoren. Es werden dabei nur die Phasenschwankungen betrachtet. Die Möglichkeit der Konvertierung von Amplitudenrauschen zu Phasenrauschen werden hierbei nicht berücksichtigt. Unter Verwendung von Kapitel 2.4 wird ein System von rauschenden gekoppelten Oszillatoren durch Ersetzen des  $i$ -ten externen Injektionsterms in Gleichung (3.17) durch eine Quadratur Rauschkomponente  $-B_{ni}(t)$  modelliert. Diese ist äquivalent zu der Addition einer Rauschsuszeptanz in die äquivalente Oszillatorschaltung [13, 28, 29, 30, 32, 37]. Damit ergibt sich

$$\frac{d\phi_i}{dt} = (\omega_i - \omega) - \frac{\omega_i}{2Q} \left[ \sum_{j=1}^N \frac{\alpha_j}{\alpha_i} \epsilon_{ij} \sin(\Phi_{ij} + \phi_i - \phi_j) + B_{ni}(t) \right]. \quad (3.36)$$

Angenommen, die Schwankungen der Oszillatorphase sind aufgrund des Phasenrauschens klein, kann Gleichung (3.36) um die „rauschfreie“ Lösung linearisiert werden. Für  $B_{ni} = 0$  ist  $\hat{\phi}_i$  die stabile Lösung in Gleichung (3.36). Für  $\phi_i = \hat{\phi}_i + \delta\phi_i$  ist

$$\frac{d\delta\phi_i}{dt} = \omega_{3dB} \left[ \sum_{j=1}^N \epsilon_{ij} (\delta\theta_i - \delta\theta_j) \frac{\hat{\alpha}_j}{\hat{\alpha}_i} \cos(\hat{\phi}_i - \hat{\phi}_j + \Phi_{ij}) + B_{ni}(t) \right] \quad (3.37)$$

mit  $\omega_{3dB} \equiv \omega_i/2Q$  für die Hälfte der 3-dB Bandbreite des Parallelresonanzkreisoszillators. Im Folgenden verwenden wir wieder die Koppelbedingungen aus Gleichung(3.27), so dass für identische Oszillatoren und freilaufende Frequenzen der stabile synchronisierte Zustand gilt und alle Oszillatoren phasensynchron sind. Wir nehmen weiterhin an, dass alle stationären Amplituden gleich sind. Die spektrale Charakteristik der Rauschschwankungen lassen sich durch Fouriertransformation der Gleichung (3.37) finden mit

$$j \left( \frac{\omega}{\omega_{3dB}} \right) \widetilde{\delta\phi}_i = - \sum_{j=1}^N \epsilon_{ij} (\widetilde{\delta\phi}_i - \widetilde{\delta\phi}_j) \cos(\hat{\phi}_i - \hat{\phi}_j) - \widetilde{B}_{ni} \quad (3.38)$$



für  $i = 1, \dots, N$  wobei die Tilde ( $\sim$ ) in diesem Abschnitt eine transformierte bzw. spektrale Variable bezeichnet. Mit  $\omega$  wird die Rauschfrequenz, relativ zum Träger gemessen, bezeichnet. Die Matrixform von Gleichung (3.38) ist

$$N\tilde{\delta\phi} = \tilde{B}_n \quad (3.39)$$

mit

$$\tilde{\delta\phi} = \begin{pmatrix} \tilde{\delta\phi}_1 \\ \tilde{\delta\phi}_2 \\ \vdots \\ \tilde{\delta\phi}_N \end{pmatrix}, \quad \tilde{B}_n = \begin{pmatrix} \tilde{B}_{n1} \\ \tilde{B}_{n2} \\ \vdots \\ \tilde{B}_{nN} \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Es wird angenommen, dass das Quadraturrauschen der Quellen  $\tilde{B}_{n1}, \tilde{B}_{n2}, \dots, \tilde{B}_{nN}$  unkorreliert ist und gleiche spektrale Leistungsdichten hat:

$$|\tilde{B}_{n1}|^2 = |\tilde{B}_{n2}|^2 = \dots = |\tilde{B}_{nN}|^2 = |\tilde{B}_n| \quad (3.41)$$

Die Matrix  $N$  reflektiert die Koppeltopologie des gekoppelten  $N$  Elemente Oszillatorarrays. Die Phasenschwankungen des individuellen Oszillators werden durch die Matrixgleichung

$$\tilde{\delta\phi} = P\tilde{B}_n \quad (3.42)$$

mit  $P = N^{-1}$  bestimmt. Da viele der Koppeltopologien eine eigene innere Symmetrie besitzen, welche zu einer gemeinsamen Lösung für alle Phasenfluktuationen führt, ist es hilfreich, Gleichung (3.42) zu vereinfachen:

$$\tilde{\delta\phi}_i = \sum_{j=1}^N p_{ij} \tilde{B}_{nj} \quad (3.43)$$

mit  $p_{ij}$  als Element der  $P$  Matrix. Verwendet man Gleichung (3.41) kann die spektrale Leistungsdichte der  $i$ -ten Phasenschwankung des Oszillators (das Phasenrauschen) als

$$|\tilde{\delta\phi}_i|^2 = |\tilde{B}_n|^2 \sum_{j=1}^N |p_{ij}|^2, \quad (3.44)$$

geschrieben werden, was zeigt, dass das Phasenrauschen des  $i$ -ten Elements durch Aufsummieren der quadrierten Beträge der Elemente in der  $i$ -ten Reihe der Matrix  $P$  berechnet werden kann.

Die gemeinsame Ausgangsgröße aller Arrayelemente ist eine wichtige Größe in gekoppelten Oszillatorarrays. Angenommen, alle Ausgänge sind effizient miteinander kombiniert, so ist das Ausgangssignal gegeben durch

$$V(t) = \sum_{j=1}^N \cos(\omega_0 t + \delta\theta_j), \quad (3.45)$$

wobei die Oszillatoren auf eine gemeinsame Frequenz  $\omega_0$  synchronisiert sind. Verwendet man kleine Schwankungen, erlaubt dies, dass Gleichung (3.45) geschrieben werden kann als

$$V(t) = NA \cos(\omega_0 t + \delta\theta_{\text{total}}) \quad (3.46)$$

mit

$$\delta\theta_{\text{total}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \delta\theta_j \quad (3.47)$$

Unter Verwendung von Gleichung (3.43) kann Gleichung (3.47) geschrieben werden als

$$\widetilde{\delta\phi}_{\text{total}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \sum_{i=1}^N p_{ij} \right) \widetilde{B}_{nj} \quad (3.48)$$

Unter erneuter Anwendung von Gleichung (3.41) kann man das gesamte Phasenrauschen als

$$|\widetilde{\delta\phi}_{\text{total}}|^2 = \frac{|\widetilde{B}_n|^2}{N^2} \sum_{j=1}^N \left| \sum_{i=1}^N p_{ij} \right|^2 \quad (3.49)$$

formulieren.

Für den Fall der bilateralen Verkopplung, welche in dieser Arbeit in den späteren Kapiteln experimentell behandelt wird, gilt:

$$\epsilon_{ij} = \begin{cases} \epsilon, & |i - j| = 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.50)$$

mit  $\epsilon$  als Konstante, die aus dem Schaltungsdesign entnommen werden kann [18]. Für eine mathematische Nachvollziehbarkeit nehmen wir ebenfalls an, dass ein konstanter Phasenverlauf entlang des Arrays existiert, so dass  $\hat{\phi}_i - \hat{\phi}_{i+1} = \Delta\hat{\phi}$  gilt. Dies kann dadurch erreicht werden, dass bei einem Array die beiden äußeren Oszillatoren über eine externe Quelle synchronisiert werden. In einem der beiden Synchronisationspfade befindet sich ein Phasenschieber, mit dem ein definierter Phasenversatz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren eingestellt werden kann. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine Frequenzdifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren zu erzeugen. In diesem Fall hält der mittlere Oszillator als zentrales Element die normale freilaufende Frequenz. Dies wird in einem späteren Kapitel noch ausführlicher behandelt. Für diese Konfiguration wird die Matrix  $N$  aus Gleichung (3.41) zu

$$N = \epsilon \cos \Delta\hat{\phi} \begin{pmatrix} -1 - jx & 1 & & & 0 \\ 1 & -2 - jx & 1 & & \\ & 1 & -2 - jx & 1 & \\ & & & \ddots & \\ 0 & & & 1 & -1 - jx \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

mit  $x = \omega / (\Delta\omega_f \cos \Delta\hat{\phi})$ . Die Inverse von  $N$  ist für den allgemeinen Fall nicht einfach darstellbar. Aus dem Verhältnis  $NP = I$  kann man formulieren, dass

$$\sum_{j=1}^N p_{ij} n_{jk} = \delta_{ik} \quad (3.52)$$

und folglich

$$\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N p_{ij} n_{jk} = \sum_{j=1}^N p_{ij} \left( \sum_{k=1}^N n_{jk} \right) = 1 \quad (3.53)$$

gilt. Durch Betrachtung von Gleichung (3.51) sieht man, dass der Term in Klammern in Gleichung (3.53), welcher die Summe der  $j$ -ten Reihe ist, das einfache  $-j\omega/\omega_{3dB}$  für alle  $j$  ist. Dies ergibt

$$\sum_{j=1}^N p_{ij} = \frac{-1}{j\omega/\omega_{3dB}} \quad (3.54)$$

Mit Gleichung (3.47) ist das gesamte Ausgangsphasenrauschen daher

$$|\widetilde{\delta\phi}_{\text{total}}|^2 = \frac{1}{N} \frac{|\tilde{B}_n|^2}{(\omega/\omega_{3dB})^2} \quad (3.55)$$

Vergleicht man Gleichung (3.55) mit dem einzelnen Oszillatorrauschen in Gleichung (2.40), so sieht man, dass

$$|\widetilde{\delta\phi}_{\text{total}}|^2 = \frac{1}{N} |\widetilde{\delta\phi}_i|_{\text{ungekoppelt}}^2 \quad (3.56)$$

Das gesamte Phasenrauschen ist um den Faktor  $1/N$  reduziert, unabhängig von der Phasendifferenz  $\Delta\hat{\phi}$ . Offensichtlich führt die gegenseitige Synchronisation nicht zu signifikanten Korrelationen in der Koppelphase des Oszillators (in der ersten Ordnung).



## 4. AKTIVE UND PASSIVE ELEMENTE FÜR DEN AUFBAU EINES OSZILLATORARRAYS

Für die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellte Methode der Injektionssynchronisation auf der Grund- und Oberwelle und die sich daraus ergebenden Anwendungen der Leistungsvervielfachung (Power Combining) sowie der Strahlsteuerung (Beamsteering) soll nun in diesem Kapitel ein geeigneter Oszillator beschrieben und analysiert werden. Mit Hilfe dieses Oszillators und den notwendigen passiven Komponenten werden in den Kapiteln 6 und 7 Arrays für das Power Combining und die Strahlsteuerung realisiert.

In dem folgenden Kapitel wird neben den Entwurfs- und Designkriterien auch die Realisierung der einzelnen Komponenten für den Aufbau unterschiedlicher Arrays für die Injektionssynchronisation vorgestellt. Der Aufbau der einzelnen Komponenten erfolgte diskret in Mikrostreifentechnologie. Für den Aufbau sollte eine Standard-Ätzanlage mit Leitungs- bzw. Schlitzweiten größer  $100 \mu m$  verwendet werden. Als Substrat wird Rogers RT-Duroid 5880 mit folgenden Eigenschaften verwendet:

	RT-Duroid 5880
Material	PTFE mit Glasfasern
$\epsilon_r @ 10 \text{ GHz}$	2,2
$\Delta\epsilon_r @ 10 \text{ GHz}$	$\pm 0,02$
Verlustwinkel @ 10 GHz	0,0009
Frequenzbereich	1-100 GHz
Kupferauflage	$17,5 \mu m$
Substratdicke	$250 \mu m$

Tab. 4.1: Verwendetes Substratmaterial

Die Simulation und die Optimierung der einzelnen Komponenten erfolgte mittels der Vollwellenanalyse in ADS (Advance Design System).

### 4.1 Mikrostreifenleitung

Mikrostreifenleitungen sind die am häufigsten verwendeten Leitungen aus der Gruppe der planaren Wellenleiter. Neben den Substratparametern bestimmt das Verhältnis aus Leiterbahnbreite und Substrathöhe ( $w/h$ ) ihre elektrischen Eigenschaften. Die exakten Eigenschaften der Mikrostreifenleitung lassen sich nur auf numerischem Wege bestimmen, da es für diesen Leitungstyp

keine geschlossene analytische Lösung gibt. Alle ausbreitungsfähigen Moden sind Nicht-TEM-Wellen. Das elektrische und das magnetische Feld haben longitudinale Komponenten. Diese sind jedoch beim Grundmodus ( $HE_0$ ) sehr viel kleiner als die transversalen Anteile, daher spricht man von einer Quasi-TEM-Welle. Bei hohen Frequenzen müssen allerdings die Frequenzabhängigkeiten der Leitungsparameter berücksichtigt werden (Dispersion). Bei Frequenzen bis zu einigen GHz kann eine statische Näherung [38] verwendet werden. Die charakteristischen Größen der Mikrostreifenleitung sind der Leitungswellenwiderstand  $Z_w$ , die Dämpfungskonstante  $\alpha$  und die effektive Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r\text{eff}}$ , die sich dadurch ergibt, dass sich die elektromagnetische Welle teilweise im Substrat, teilweise aber auch in der Luft ausbreitet, wie in Abb. 4.1 zu sehen ist. Das Verhältnis der Feldverteilung im Substrat und in der Luft ist von der Breite  $w$  der Mikrostreifenleitung und der Dicke  $h$  des Substrats abhängig.

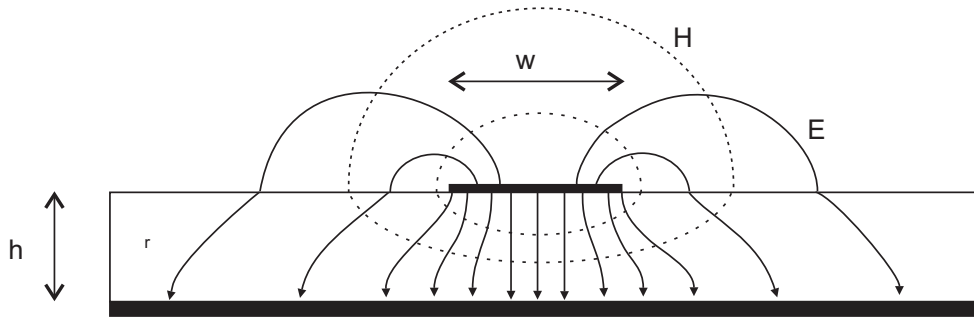


Abb. 4.1: Feldverteilung an einer Mikrostreifenleitung mit H-Feldlinien und E-Feldlinien.

Die effektive Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r\text{eff}}$  berechnet sich aus [39, 40]

$$\epsilon_{r\text{eff}}\left(\frac{w}{h}\right) = 0,5 \left[ (\epsilon_r + 1) + (\epsilon_r - 1)F\left(\frac{w}{h}\right) \right] \quad (4.1)$$

mit

$$F\left(\frac{w}{h}\right) = \begin{cases} \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-1/2} + 0,04 \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2, & \text{für } \frac{w}{h} \leq 1 \\ \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-1/2}, & \text{für } \frac{w}{h} \geq 1 \end{cases} \quad (4.2)$$

Der Leitungswellenwiderstand berechnet sich aus

$$Z_w = \frac{Z_0\pi}{2w_{\text{eff}}\sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}} \quad (4.3)$$

mit  $Z_0 = 120 \Omega$  und

$$\frac{w_{\text{eff}}}{h} = \begin{cases} 2\pi \left[ \ln\left(8\frac{w}{h} + 0,25\frac{w}{h}\right) \right]^{-1}, & \text{für } \frac{w}{h} \leq 1 \\ \frac{w}{h} + 2,46 - 0,49\frac{h}{w} + \left(1 - \frac{h}{w}\right)^6, & \text{für } \frac{w}{h} \geq 1 \end{cases} \quad (4.4)$$

Zu beachten ist, dass neben der Quasi-TEM-Grundwelle auch stark dispersive hybride Oberwellen auftreten. Die untere Grenzfrequenz des nächsthöheren Modus kann aus

$$f_{\text{HE}} = \frac{c_0}{2w_{\text{eff}}\sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}} \quad (4.5)$$

abgeschätzt werden. Unterhalb dieser Grenzfrequenz im einmodigen Bereich liegt der Einsatzbereich des Wellenleiters. Bei dicken Substraten und offenen Strukturen müssen allerdings zusätzlich die Oberflächenwellen berücksichtigt werden. Die  $TM_0$ -Grundwelle der Mikrostreifenleitung hat keine untere Grenzfrequenz.

## 4.2 Oszillatortheorie

Der Entwurf eines Oszillators kann sowohl nichtlinear (Großsignalmodell) als auch linear (Kleinsignalmodell) erfolgen. Der Vorteil bei einem Entwurf mittels Großsignalmodell ist, dass dadurch neben der Oszillatorfrequenz auch die Ausgangsleistung mit Hilfe der Harmonic Balance Methode in ADS simuliert werden kann. Hierfür ist allerdings ein passendes Großsignalmodell für das aktive Element nötig. Da diese Modelle aufwändig zu erstellen sind und die Modelle, welche durch den Bauteilehersteller vertrieben werden, meistens zu ungenau sind, ist der Oszillator hier mittels Linearmodell entworfen worden. Natürlich verändert sich der Reflexionskoeffizient des Transistors für die unterschiedlichen Betriebszustände, aber diese Veränderungen finden im Betrag von  $S_{21}$  und nicht in der Phase statt. Das Oszillieren beginnt aus dem Rauschen und wächst an bis die nichtlinearen Effekte des Transistors den Betrag reduzieren und zu einer stabilen Ausgangsleistung führen. Die Phase bleibt hierbei weitgehend konstant. Solange die Oszillatorfrequenz von der Phase abhängt, wird diese durch die Veränderungen nicht beeinflusst. Bei einem Oszillator kommt als aktives Element entweder ein Zweipol-Element, wie etwa eine Tunnelodiode, oder ein Dreipol-Element, beispielsweise ein Transistor, infrage. Meistens liegen von einem Transistor nur Zweier Streuparameter (S-Parameter) vor, wobei der dritte Pol als gemeinsamer Bezugsknoten auf Masse liegt. Man kann aber einen Transistor auch als Dreier betrachten. Für den Entwurf eines Oszillators stehen somit drei mögliche Entwurfsmöglichkeiten zur Verfügung.

- Oszillator mit Eintor-Element
- Oszillator mit Zweier-Element
- Oszillator mit Dreier-Element

Häufig stehen von einem Transistor nur die Streuparameter bei verschiedenen Betriebspunkten zur Verfügung. Im Folgenden wird daher auf die zwei Entwurfsverfahren, die nur die Streuparameter zum Oszillatordesign benötigen, ausführlicher eingegangen.

### 4.2.1 Entwurfsverfahren

Der Entwurf eines Oszillators ist mittels Stabilitätskreisen oder S-Parametern möglich. Beide Entwurfsverfahren können zu guten Ergebnissen führen. Sie weisen aber in der praktischen Anwendung doch einige Unterschiede auf.

Die Methode der Stabilitätskreise ist ein sehr anschauliches Entwurfsverfahren. Es eignet sich gut für einen schrittweisen Entwurf. Die Anwendbarkeit beschränkt sich jedoch auf Zweier-Oszillatoren. Zusätzliche Verkopplungen zwischen Beschaltungen des Transistors können nicht

berücksichtigt werden. Bei der Beschreibung des Transistors als Zweitor wird implizit angenommen, dass einer der drei Anschlüsse auf Masse liegt. Soll die Beschaltung wie in unserem Fall durch Mikrostreifenleitungen erfolgen, ist dies entweder durch eine Durchkontaktierung oder durch eine leerlaufende  $\lambda/4$ -Leitung zu erreichen. Die Durchkontaktierung bietet bei niedrigen Frequenzen einen guten Massekontakt, bei höheren Frequenzen kommt jedoch ein induktiver Anteil hinzu. Die  $\lambda/4$ -Leitung hingegen eignet sich auch für hohe Frequenzen. Der Nachteil dieser Lösung ist die Schmalbandigkeit. Sie verhält sich nur bei bestimmten Frequenzen wie ein idealer Kurzschluss. In diesem Entwurfsverfahren können jedoch die Auswirkungen der nicht optimalen Massebeschaltung nicht berücksichtigt werden.

Das Entwurfsverfahren mittels Streumatrizen ist nicht so anschaulich wie die Methode der Stabilitätskreise. Es werden aufwändige Matrizenoperationen benötigt. Diese lassen sich jedoch mit gängigen mathematischen Programmen und geeigneter Analysesoftware gut lösen und auswerten. Der große Vorteil dieser Entwurfsmethode besteht jedoch darin, dass sie bei beliebigen N-Toren angewendet werden kann. Somit kann auch eine Verkopplung zwischen den Toren der Beschaltung berücksichtigt werden. Dadurch entstehen mehr Freiheiten und Möglichkeiten zur weiteren Optimierung bei dem Oszillatordesign. Es lassen sich damit gezielt parallele Verkopplungen mit einbauen. Zusätzlich lässt sich dadurch eine nicht ideale Massebeschaltung des dritten Anschlusses des Transistors durch eine freie Beschaltung weiter optimieren.

#### 4.2.2 Entwurf mittels Streumatrizen

Für einen allgemeinen Oszillator mit einem beliebigen Mehrtor als aktives Element bietet sich das Entwurfsverfahren mittels Streumatrizen an [41, 42]. Hierbei wird auch die Beschaltung zu einem N-Tor zusammengefasst und durch eine Streumatrix beschrieben. Der Oszillator wird hierbei als aktives N-Tor betrachtet, das mit einem passiven N-Tor beschaltet ist, siehe Abb. 4.2.

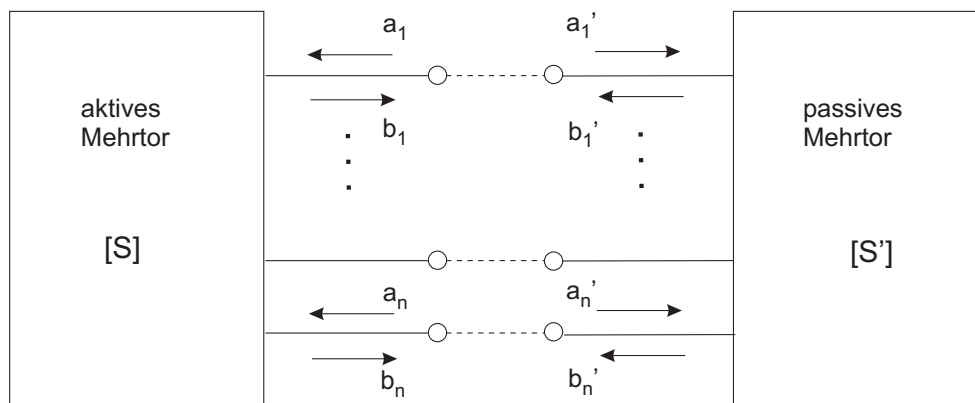


Abb. 4.2: Allgemeine Struktur eines N-Tor Oszillators.

Beide N-Tore werden durch Streumatrizen beschrieben, wobei für das aktive N-Tor

$$\mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a} \quad , \quad (4.6)$$



und für das passive N-Tor

$$\mathbf{b}' = \mathbf{S}' \cdot \mathbf{a}' \quad , \quad (4.7)$$

gilt. Werden die Mehr Tore nach Abb. 4.2 miteinander verschaltet, so gilt:

$$\mathbf{b}' = \mathbf{a} \quad (4.8)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{a}' \quad (4.9)$$

Mit den Gleichungen (4.6) bis (4.9) folgt daraus

$$\mathbf{a}' = \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}' \cdot \mathbf{a}' \quad . \quad (4.10)$$

Dies ergibt

$$(\mathbf{S} \cdot \mathbf{S}' - \mathbf{E}) \cdot \mathbf{a}' = \mathbf{0} \quad , \quad (4.11)$$

wobei mit  $\mathbf{E}$  die Einheitsmatrix beschrieben wird.

Da bei einer freilaufenden Oszillation ohne externe Injektion ein Signal vorhanden ist, gilt  $\mathbf{a}' \neq 0$ . Daraus folgt, dass

$$\mathbf{M} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}' - \mathbf{E} \quad (4.12)$$

singulär sein muss. Dies ist gleichbedeutend mit:

$$\det \mathbf{M} = 0 \quad (4.13)$$

Gleichung (4.13) stellt verallgemeinert die Schwingbedingung für einen N-Tor Oszillator dar. Ihr stationärer Zustand wird durch sie beschrieben.

Da Gleichung (4.13) jedoch keinen Phasenwinkel aufgrund des Nullvektors liefert und somit jeder Phasenwinkel möglich ist, können der Anschwingvorgang bzw. die Anschwingbedingung damit nicht beschrieben werden. Eine Möglichkeit besteht darin,  $\det \mathbf{M} = \text{Fkt}(\dots, s'_{ii}, \dots) = 0$  nach dem Reflexionsfaktor  $s'_{ii}$  eines der Tore der passiven Beschaltung umzuformen. Damit lässt sich für eine konstante Schwingung der benötigte Reflexionsfaktor berechnen. Für ein Anschwingen muss der real vorhandene Reflexionsfaktor folgende Bedingungen erfüllen:

$$\frac{|s'_{11\text{Real}}|}{|s'_{11\text{Berechnet}}|} > 1 \quad (4.14)$$

und

$$\angle s'_{\text{Real}} - \angle s'_{\text{Berechnet}} = 0 \quad . \quad (4.15)$$

Ein Anschwingen unter Laborbedingungen ist mit einem Wert von 2-3 für Gleichung (4.14) möglich. Weitere Werte lassen sich anhand der Tabelle in [43] ermitteln. Ein Anschwingen des Oszillators beginnt, sobald die beiden Gleichungen (4.14) und (4.15) erfüllt sind. Die Amplitude der Schwingung steigt solange an, bis sie von der Nichtlinearität des aktiven Elements begrenzt wird und die Schwingung zu einer konstanten Amplitude übergeht. Bei einem Entwurf mittels S-Matrizen wird das aktive Zweitor durch seine Streumatrix

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

und die Beschaltung durch

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{12} & S'_{22} \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

beschrieben.

#### 4.2.3 Umrechnung von Zweitor- in Dreitor-Streuparameter

Das Modellieren des Transistors als Dreitor bietet den Vorteil, den Einfluss der Beschaltung aller drei Anschlüsse zu berücksichtigen und den Oszillator dadurch weiter optimieren zu können. Für Transistoren werden jedoch in den meisten Fällen von den Herstellern nur Zweitor-S-Parameter angegeben. Die Dreitor-Streumatrix muss daher meist selbst bestimmt werden.

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Die Indizes 1, 2 und 3 repräsentieren die Tore Gate, Drain und Source. Aufgrund des gemeinsamen Masseknoten sind alle drei Tore voneinander abhängig. Durch den gemeinsamen Masseknoten gelten folgende Bedingungen [44]:

$$\sum_{j=1}^3 S_{ij} = 1 \quad (4.19)$$

und

$$\sum_{i=1}^3 S_{ij} = 1 \quad . \quad (4.20)$$

Aus (4.6) folgt:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 + S_{13}a_3 \quad (4.21)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 + S_{23}a_3 \quad (4.22)$$

$$b_3 = S_{31}a_1 + S_{32}a_2 + S_{33}a_3 \quad . \quad (4.23)$$

Diese Gleichungen reichen allerdings noch nicht aus, um alle neun S-Parameter zu bestimmen. Eine weitere Bedingung folgt aus der Gegebenheit, dass bei der Zweitor-Streuparametermessung das Source-Tor (Tor-3) das Bezugspotential darstellt und damit zur Masse hin kurzgeschlossen ist. In Wellengrößen lautet dieser Zusammenhang:

$$\Gamma_3 = \frac{a_3}{b_3} = -1 \quad . \quad (4.24)$$

Wird diese Bedingung in die Gleichungen (4.22) bis (4.23) eingesetzt, können  $a_3$  und  $b_3$  eliminiert werden. Damit kommt man zu der bekannten Zweitor-Streumatrix  $\mathbf{S}^{2\text{Tor}}$  mit dem Sourceanschluss auf Masse

$$\mathbf{S}^{2\text{Tor}} = \begin{pmatrix} S_{11}^{2\text{Tor}} & S_{12}^{2\text{Tor}} \\ S_{21}^{2\text{Tor}} & S_{22}^{2\text{Tor}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} - \frac{S_{13}S_{31}}{1+S_{33}} & S_{12} - \frac{S_{13}S_{32}}{1+S_{33}} \\ S_{21} - \frac{S_{23}S_{31}}{1+S_{33}} & S_{22} - \frac{S_{23}S_{32}}{1+S_{33}} \end{pmatrix} \quad . \quad (4.25)$$

Diese Bedingung liefert vier weitere Gleichungen. Zusammen mit den sechs Gleichungen aus (4.19) und (4.20) ergeben sich zehn Gleichungen. Eine der Gleichungen aus (4.19) und (4.20) ist jedoch linear abhängig von den anderen. Es bleiben damit neun Gleichungen für die neun gesuchten Koeffizienten der Matrix (4.18). Aufgelöst lauten die Gleichungen für die Koeffizienten:

$$S_{33} = \frac{\sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 S_{ij}^{2\text{Tor}}}{4 - \sum_{j=1}^2 S_{ij}^{2\text{Tor}}} \quad (4.26)$$

$$S_{32} = \frac{1+S_{33}}{2} (1 - S_{12}^{2\text{Tor}} - S_{22}^{2\text{Tor}}) \quad (4.27)$$

$$S_{23} = \frac{1+S_{33}}{2} (1 - S_{21}^{2\text{Tor}} - S_{22}^{2\text{Tor}}) \quad (4.28)$$

$$S_{22} = S_{22}^{2\text{Tor}} + \frac{S_{23}S_{32}}{1+S_{33}} \quad (4.29)$$

$$S_{13} = 1 - S_{23} - S_{33} \quad (4.30)$$

$$S_{31} = 1 - S_{32} - S_{33} \quad (4.31)$$

$$S_{12} = 1 - S_{22} - S_{32} \quad (4.32)$$

$$S_{21} = 1 - S_{22} - S_{23} \quad (4.33)$$

$$S_{11} = 1 - S_{21} - S_{31} \quad (4.34)$$

#### 4.2.4 Eintor-Näherung

In der Eintornäherung ist der Oszillator logisch in einen aktiven und einen passiven Teil aufgeteilt. Der Reflexionskoeffizient des aktiven Teils beinhaltet einen negativen Realteil. Dies entspricht einem Betrag größer eins. Dieser Entwurf entspricht dem in Kapitel 2.1 eingeführten Oszillatormodell für die Herleitung der Injektionssynchronisation. Der aktive und der passive Teil des Oszillators können als komplexe Impedanzen mit dem entsprechenden Reflexionskoeffizienten wie in Abb. 4.3 betrachtet werden, mit

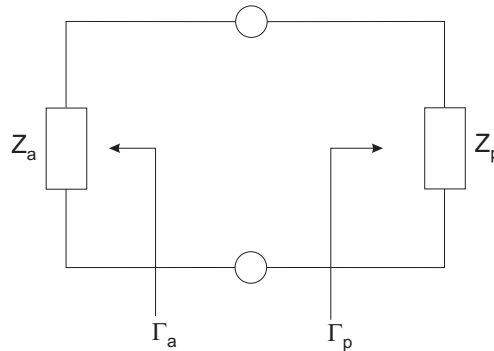


Abb. 4.3: Äquivalente Darstellung für einen Eintoroszillator.

$$\Gamma_a = \underline{Z}_a = R_a + jX_a \quad \text{mit } R_a < 0 \quad (4.35)$$

$$\Gamma_p = \underline{Z}_p = R_p + jX_p \quad . \quad (4.36)$$

Damit lautet die Schwingbedingung für die Amplitude

$$R_a + R_p = 0 \quad (4.37)$$

und für die Frequenz

$$X_a + X_p = 0 \quad , \quad (4.38)$$

beziehungsweise mit Reflexionsparametern

$$\Gamma_a \Gamma_p = 1 \quad . \quad (4.39)$$

Dies ist gleichbedeutend mit

$$|\Gamma_a| |\Gamma_p| = 1 \quad (4.40)$$

und

$$\angle \Gamma_a + \angle \Gamma_p = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad . \quad (4.41)$$

Dies gilt für den stationären Zustand. Eine Untersuchung des Anschwingvorgangs kann mit Hilfe einer Nyquist Stabilitätsanalyse erreicht werden [15]. Hierfür werden die Gleichungen (4.40) und (4.41) durch eine Nyquist Stabilitätsanalyse ersetzt. Ein Anschwingen des Oszillators setzt ein, wenn die Nyquistschleife ( $S_a S_p$ ) den Punkt  $1 + j0$  im Uhrzeigersinn umfährt. Um eine Oszillation aus dem Rauschen heraus zu generieren, muss Gleichung (4.40) zu

$$|\Gamma_a| |\Gamma_p| > 1, 2 \quad (4.42)$$

modifiziert werden. Ein Ansteigen der Amplitude reduziert  $\Gamma_a$ , bis Gleichung (4.40) erfüllt wird. Ab diesem Punkt ist der Einschwingvorgang beendet und es gilt der stationäre Zustand für den Oszillator.

Mit einem Transistor als aktivem Element zählen zwei der drei Tore zu dem aktiven Teil der Schaltung. Durch das an diese Tore angeschlossene Netzwerk kann der Parameter  $\Gamma_a$  beeinflusst werden. Normalerweise werden Oszillatoren in Gateschaltung aufgebaut. Die Gateschaltung lässt sich gut als Impedanzwandler einsetzen. Sie besitzt einen hohen negativen Widerstand und daher eine hohe Stromverstärkung. Dies eignet sich besonders gut für Oszillatoren. Da das Gate auf Masse liegt, ist eine gute Entkopplung zwischen Eingang und Ausgang vorhanden. Die Hochfrequenzeigenschaften dieses Typs sind daher sehr gut [45, 46]. Der vorliegende Oszillator wird mit einer modifizierten Gateschaltung betrieben. Da  $\Gamma_a$  durch das nachfolgende Netzwerk in Betrag und Phase beeinflusst wird, ist das Gate auf maximale Leistung des Oszillators und nicht auf ideale Masse am Gate entworfen. Dies wird durch eine Reflexion am Gate erreicht. Dadurch wird der Betrag von  $\Gamma_a$  erhöht. Die Schwingbedingung nach Gleichung (4.39) wird durch die Phase des passiven Teils der Oszillatorschaltung bereitgestellt und damit erfüllt.

#### 4.2.5 Realisierung des Oszillators

Mit Hilfe der vorangegangenen Entwurfskriterien entstand im Rahmen zweier Diplomarbeiten von Lukas [43] und Olbrich [47] ein Harmonischer 24 GHz Oszillator. Die Simulationen für diesen Transistor wurden mit ADS durchgeführt. Da die S-Parameter für den vorgesehenen Transistortyp Agilent ATF-36163 nur bis 18 GHz spezifiziert waren, wurden die benötigten Werte

bis 24 GHz extrapoliert. Die so erhaltenen Simulationsergebnisse wurden in aufgebauten Schaltungen überprüft und das Modell entsprechend angepasst. Als Substrat wurde Rogers RT-Duroid 5880 verwendet.

Der Aufbau des Oszillators erfolgt diskret in Mikrostreifentechnologie. Mit der sehr starken nichtlinearen Kennlinie des Transistors eignet er sich besonders gut für den Aufbau eines harmonischen Oszillators mit der ersten Oberwelle bei 24 GHz. In Abb. 4.4 ist die Beschaltung des Oszillators zu sehen.

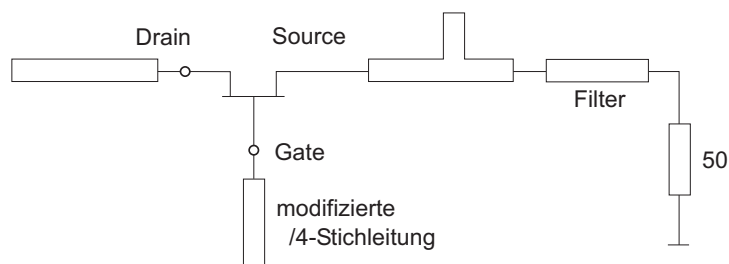


Abb. 4.4: Beschaltung des Oszillators mit einem modifizierten Gatestub.

Da der Oszillator eine Grundfrequenz von 12 GHz hat, jedoch die erste Oberwelle bei 24 GHz gewünscht ist, erfolgt die Anpassung des passiven Netzwerks sowohl bei 12 GHz als auch bei 24 GHz. Zwei Bedingungen müssen in diesem Fall erfüllt werden: Die Schwingbedingung des Oszillators bei 12 GHz und eine Leistungsanpassung bei 24 GHz.

#### 4.2.6 Filter

Der in diesem Entwurf integrierte Filter ist fester Bestandteil des Oszillators und hat einen wesentlichen Einfluss auf das Betriebsverhalten. Der Filter ist als Bandpass bei 24 GHz ausgelegt. Die Grundwelle des Oszillators bei 12 GHz wird an dem Filter vollständig reflektiert. Dadurch wird auf der Grundwelle keine Leistung entnommen. Dies führt zu einer sehr starken ersten Oberwelle. Nur die erste Oberwelle bei 24 GHz kann passieren. Die Stabilität des freilaufenden Oszillators wird dadurch signifikant erhöht [17]. Der Filter ist durch parallel gekoppelte  $\lambda/2$ -Resonatoren in Mikrostreifentechnologie aufgebaut. Das bestimmende Element für die Durchlassfrequenz ist der mittlere Streifen des Kopplers. Nur bei dessen Resonanz kann ein Signal überkoppeln. Die Dämpfung (Einfügedämpfung) des Filters ist von der Spaltbreite abhängig. Diese ist in dem vorliegenden Fall sehr stark technologieabhängig und darf 100  $\mu\text{m}$  nicht unterschreiten. Reproduzierbar sind 150  $\mu\text{m}$ . In Abb. 4.5 ist zusätzlich das Anpassnetzwerk des Filters zum Transistor und für den 50  $\Omega$  Ausgang zu erkennen. Durch den direkten Einfluss des Filters auf den Oszillator sind bezüglich der Einfügedämpfung hohe Anforderungen gestellt. Neben der Variation der Spaltbreite bietet auch eine Variation der Leitungsbreite eine Möglichkeit, die Einfügedämpfung zu optimieren. Wie bereits oben angegeben nimmt der Anteil der Feldkomponenten im freien Raum bei abnehmender Leitungsbreite zu. Je stärker die Kopplung ist, um so größer ist der Anteil der Feldkomponenten, der sich und die entsprechenden Leitungen überlappt. Daneben ist die Kopplung auch von der Impedanz der Leitungen abhängig. Daraus

ergibt sich ein Optimum der Leitungsbreite für eine vorgegebene Spaltbreite. Zusätzlich ist für eine geringe Einfügedämpfung wichtig, dass der Wellenwiderstand der Filtereingänge mit dem der Zuleitungen übereinstimmt. In unserem Fall beträgt der Wellenwiderstand  $50 \Omega$  [48]. Der Entwurf des Filters als Teil des Oszillators verfolgt mehrere Ziele, die in mehreren Schritten zum Teil iterativ erfüllt wurden. Die einzelnen Schritte sind: Geringe Durchlassdämpfung bei 24 GHz, maximale Reflexion bei 12 GHz, Anpassung an  $50 \Omega$  und Erfüllen der Schwingbedingung im Zusammenhang mit Gleichung (4.39). In Abb. 4.5 und 4.6 sind das Design des Filters und die entsprechenden S-Parameter zu sehen.



Abb. 4.5: Design des Filters in Mikrostreifentechnik.

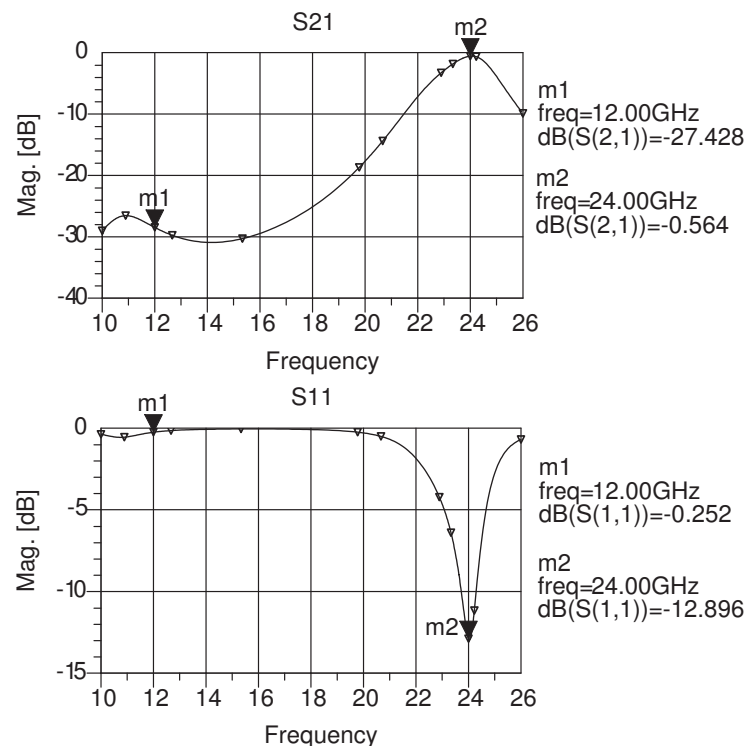


Abb. 4.6: Filterparameter des oben dargestellten Filters.

Der verwendete Filter hat eine Durchlassdämpfung von 0,564 dB bei einer Frequenz von 24 GHz und eine Dämpfung der reflektierten 12 GHz Welle von 0,252 dB.

## 4.2.7 Biasnetzwerk

Für den Betrieb und das Einstellen des Arbeitspunktes an dem Transistor ist es notwendig, an Gate, Drain und Source neben der Mikrostreifenleitungsbeschaltung auch DC - Versorgungsleitungen (Bias Netzwerk) einzufügen. Da die DC-Versorgung des Transistors über die gleichen Anschlüsse wie die Hochfrequenzwelle läuft, ist dafür zu sorgen, dass eine gegenseitige negative Beeinflussung ausbleibt. Die DC-Beschaltung des Transistors darf in diesem Fall für die Betriebsfrequenz und die gewünschte erste Oberwelle keine Last bzw. Reflexion oder Resonanz in irgendeiner Form darstellen. Idealerweise stellt das verwendete Biasnetz für die DC-Versorgung einen Kurzschluss und für die Hochfrequenzleistung einen Leerlauf dar. Je breitbandiger dies gelingt, um so besser ist das DC-Netz vom Hochfrequenzpfad entkoppelt und eine gegenseitige Beeinflussung bleibt aus. Wichtig ist dies im Bereich um die Betriebsfrequenz (Resonanzfrequenz) und die gewünschte erste Oberwelle. Der Leerlauf wird bei beiden Frequenzen durch eine doppelte  $\lambda/4$ -Transformation erzeugt.

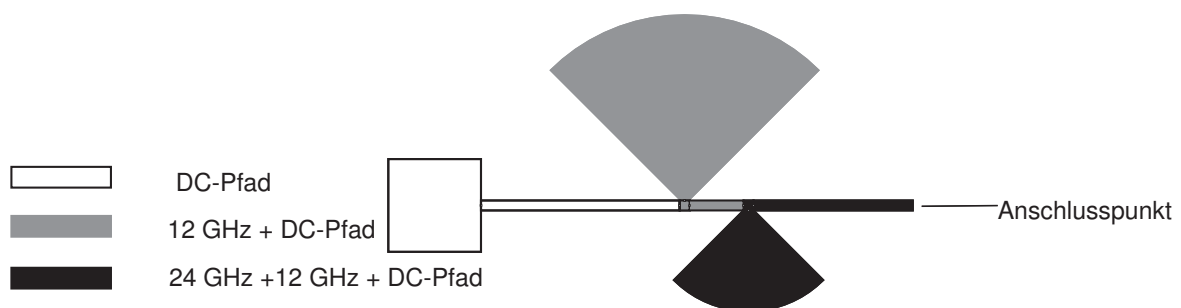


Abb. 4.7: Schemadarstellung des Biasnetz für 12GHz und 24 GHz.

Bei der gewünschten Frequenz, der Frequenz des Oszillators, wird der Leerlauf am äußeren Ende des Radialstubs durch den  $\lambda/4$  langen Radialstub in einen Kurzschluss transformiert. Der Kurzschluss an der Spitze des Radialstubs wird wiederum durch die nachfolgende  $\lambda/4$  lange Leitung bis zum Ausgang des Biasnetzwerks in einen Leerlauf zurück transformiert. Da mit der doppelten  $\lambda/4$  Transformation aber nie ein idealer Leerlauf erreicht werden kann, werden noch zwei weitere Maßnahmen angewendet, um die Hochfrequenzbeschaltung besser von den Versorgungsleitungen zu entkoppeln. Zum Einen wird die Breite der Versorgungsleitungen möglichst klein gewählt, um dadurch einen möglichst hohen Wellenwiderstand zu erreichen. Zum Anderen hängt die Stelle, an der das Biasnetzwerk an die Mikrostreifenleitung angefügt wird, von der Oberflächenstromdichte der Mikrostreifenleitung ab. Je größer die Oberflächenstromdichte ist, um so niederohmiger ist die Stelle. Und je niederohmiger die Mikrostreifenleitung an der Stelle ist, an der das Biasnetzwerk angefügt wird, um so weniger wirkt es sich auf das Hochfrequenzverhalten aus. Für einen harmonischen Oszillator muss allerdings neben der Grundfrequenz bei 12 GHz zusätzlich eine Unempfindlichkeit bei 24 GHz erreicht werden. Das Biasnetz muss entsprechend erweitert werden. In Abb. 4.7 ist das erweiterte Biasnetz für 12 GHz und 24 GHz zu sehen. Die Struktur beinhaltet ein Netzwerk für 24 GHz, wie oben beschrieben. Die zusätzlichen Strukturen (weiß und grau) beeinflussen dieses Verhalten nicht. Für die 12 GHz beginnt

die Transformation am grauen Stub mit einem Leerlauf. Dieser wird auf einen Kurzschluss am Fußpunkt transformiert und muss nun wieder auf einen Leerlauf transformiert werden. Dies geschieht über die Leitung zwischen den Fußpunkten der 12 GHz- und 24 GHz-Stubs, über den 24 GHz-Stub selbst und über die Leitung zwischen dem 24 GHz-Stub und dem Anschlusspunkt an der Mikrostreifenleitung. Der 24 GHz-Stub ist in diesem Fall fester Bestandteil für die Transformation der 12 GHz.

### 4.3 Entwurf von Patchdipolantennen

Die vom Oszillator erzeugte Hochfrequenzleistung bei 24 GHz, die den Filter passiert, soll über eine Antenne abgestrahlt werden. Für eine kostengünstige und einfache Realisierung bietet sich hier die Verwendung einer Mikrostreifenleitungsantenne (patch antenna) an. Dieser Antennentypus eignet sich sehr gut zur Integration in Mikrostreifenschaltungen. Er ist sehr kostengünstig zu realisieren, robust und kann unterschiedlich angeregt werden.

Der verwendete Typ ist rechteckig. Der Patch wirkt in diesem Fall als  $\lambda/2$  Resonator. Die elektrischen Streufelder an den beiden Enden zeigen in die gleiche Richtung und sind in Phase. Sie wirken wie zwei Linienstrahler mit der Hauptstrahlrichtung senkrecht zur Patch-Ebene. Eine einfache und zweckmäßige Betrachtung ermöglicht ein einfaches Leitungsmodell. Hier werden die seitlichen Streufelder vernachlässigt und die Streufelder an den Enden als strahlende Schlitz betrachtet. Das Streufeld am Ende der Streifenleitung wird gespiegelt und das resultierende Feld näherungsweise als ein planares Feld dargestellt, siehe Abb. 4.8.

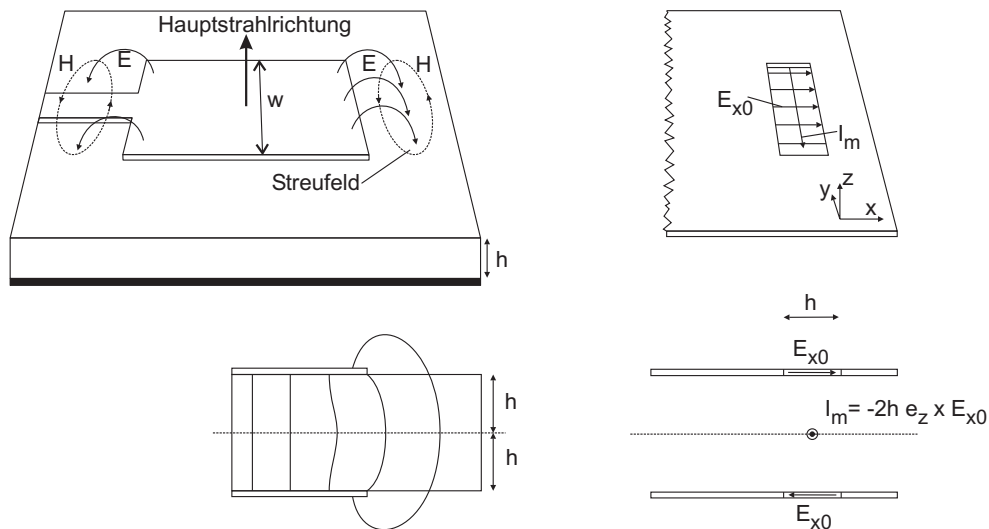


Abb. 4.8: Feldverteilung an einer Patchantenne und Näherung durch einen strahlenden Schlitz.

Für den Entwurf einer geeigneten Patchdipolantenne werden folgende Entwurfsregeln verwendet. Diese Näherungslösung kann dann als gutes Ausgangsmodell für eine Berechnung und Optimierung mittels Vollwellenanalyse in ADS verwendet werden.



Durch das Streufeld, das an den Rändern der Patchantenne wirkt, ist die elektrische Länge der Antenne größer als die geometrische. Diese Überlängung lässt sich berechnen aus

$$\frac{\Delta l}{h} = 0,412 \frac{(\epsilon_r + 0,3) \left(\frac{w}{h} + 0,264\right)}{(\epsilon_r - 0,258) \left(\frac{w}{h} + 0,8\right)} \quad (4.43)$$

Die effektive Länge der Patchantenne beträgt damit

$$l_{\text{eff}} = l + 2\Delta l \quad (4.44)$$

Die Resonanzfrequenz der Antenne unter Berücksichtigung der Überlängung ergibt sich aus

$$f_r = \frac{c_0}{2l_{\text{eff}}\sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}} = \frac{c_0}{2(l + 2\Delta l)\sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}} \quad (4.45)$$

Auf Basis dieser einfachen Entwurfsregeln lassen sich die geometrischen Größen für ein Layout berechnen. Zusätzlich sind die dielektrische Konstante  $\epsilon_r$  und die Dicke  $h$  des Substrats sowie die Resonanzfrequenz  $f_r$  nötig.

Die Breite  $w$  für eine rechteckige Patchantenne ergibt sich dann aus [49]

$$w = \frac{c_0}{2f_r} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \quad (4.46)$$

die geometrische Länge berechnet sich aus

$$l = \frac{c_0}{2f_r\sqrt{\epsilon_{r\text{eff}}}} - 2\Delta l \quad (4.47)$$

mit  $\Delta l$  aus Gleichung (4.43).

Der Eingangswiderstand lässt sich durch Betrachtung der Patchantenne als Schlitzstrahler, siehe oben, Abb. 4.8, nach Balanis [50] aus dem Widerstand der beiden Schlitzstrahler berechnen. Die Eingangsadmittanz des ersten Schlitzes mit  $Y_1 = G_1 + jB_1$  lässt sich berechnen aus:

$$G_1 = \frac{w}{120\lambda_0} \left[ 1 - \frac{1}{24}(k_0h)^2 \right], \quad \frac{h}{\lambda_0} < \frac{1}{10} \quad (4.48)$$

$$B_1 = \frac{w}{120\lambda_0} [1 - 0,636 \ln(k_0h)], \quad \frac{h}{\lambda_0} < \frac{1}{10} \quad (4.49)$$

Unter der Annahme, dass die beiden Schlitz identisch sind, ist die Admittanz  $Y_1 = Y_2$ . Durch eine  $\lambda/2$  Transformation der Admittanz  $Y_2$  an die Stelle  $Y_1$  wird  $Y_2$  zu

$$\tilde{Y}_2 = \tilde{G}_2 + j\tilde{B}_2 = G_1 - jB_1 \quad (4.50)$$

Damit berechnet sich die Eingangsadmittanz am Anfang der Patchantenne zu

$$Y_{\text{in}} = Y_1 + \tilde{Y}_2 = 2G_1 \quad (4.51)$$

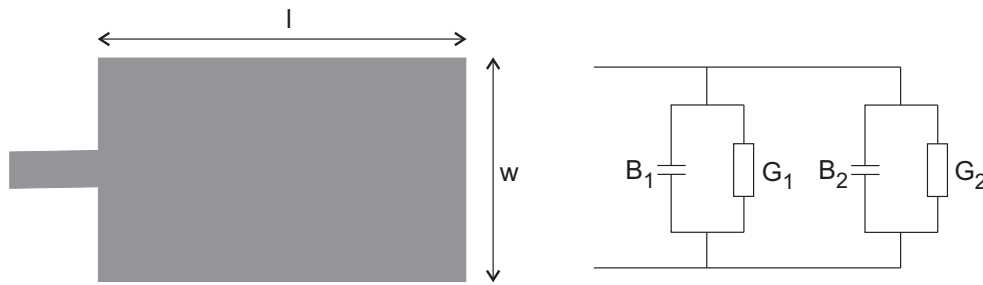


Abb. 4.9: Patchantenne mit Ersatzschaltbild (zwei strahlende Schlitze) für die Berechnung des Eingangswiderstands.

Die Eingangsimpedanz der Patchantenne wird damit zu

$$Z_{\text{in}} = \frac{1}{Y_{\text{in}}} = R_{\text{in}} = \frac{1}{2G_1} \quad (4.52)$$

Der hier angegebene Eingangswiderstand vernachlässigt die Wechselwirkung der beiden Schlitze. Er diente in diesem Fall einer Näherung der Antenne, welche durch eine Vollwellenanalyse später optimiert wurde.

Durch Variation des Anschlusspunkts lassen sich an der Patchantenne unterschiedliche Eingangswiderstände erreichen. Eine näherungsweise Berechnung ist unter [50, 51] zu finden. Die Optimierung für einen  $50 \Omega$  Leitung erfolgte wiederum mittels einer Vollwellensimulation.

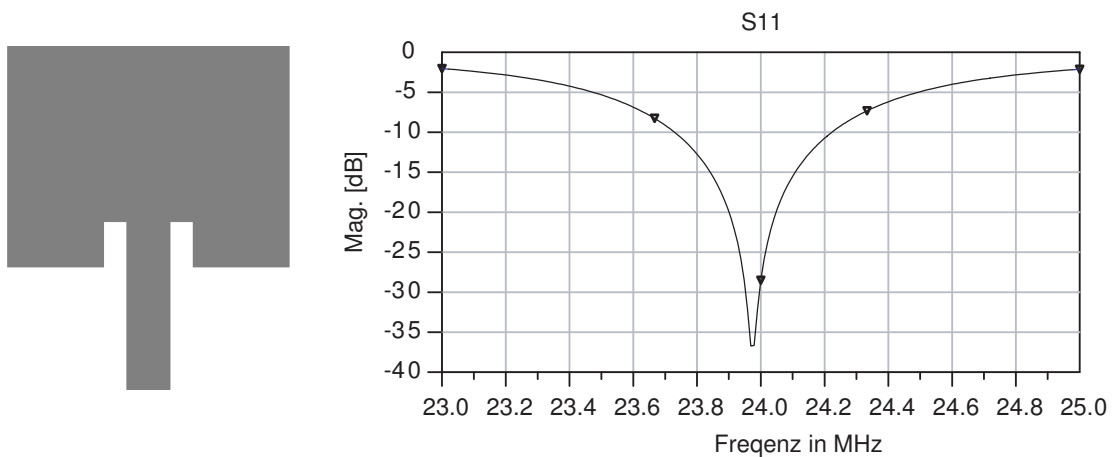


Abb. 4.10: Verschiebung des Antennenspeisepunkts und S-Parameter der entworfenen Antenne für  $50 \Omega$ .

Die Einzelcharakteristik der Patchantennen in H-Ebene lässt sich berechnen durch

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi w}{\lambda_0} \cos \theta\right)}{\frac{\pi w}{\lambda_0} \cos \theta} \sin \theta \quad (4.53)$$

und in der E-Ebene

$$F(\phi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi h}{\lambda_0} \cos \phi\right)}{\frac{\pi h}{\lambda_0} \cos \phi} \cos\left(\frac{\pi l}{\lambda_0} \cos \phi\right) \quad (4.54)$$

mit  $\lambda_0$  als Wellenlänge im freien Raum,  $l$  als Länge des Patches,  $w$  als Breite des Patches,  $h$  als Substratdicke,  $\theta$  und  $\phi$  als sphärische Koordinaten, siehe Abb. 4.11.

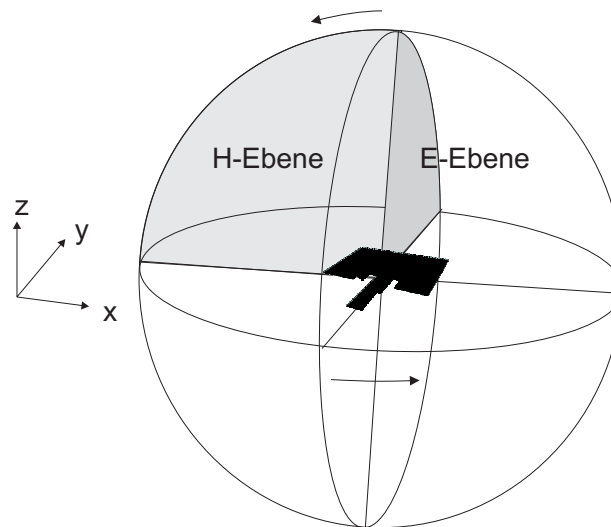


Abb. 4.11: Sphärisches Koordinatensystem für die Darstellung der E-Ebene und der H-Ebene zur Patchantenne.

Die Richtcharakteristik einer Patchantenne in der H-Ebene mit  $\phi = \pi/2$  und  $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$  und in der E-Ebene mit  $\phi = 0$  und  $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$  ist in Abb. 4.12 und Abb. 4.13 dargestellt.

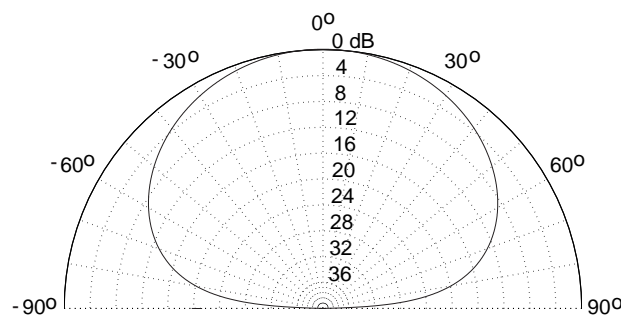


Abb. 4.12: Richtcharakteristik einer einzelnen Patchantenne in der H-Ebene in Polardarstellung.

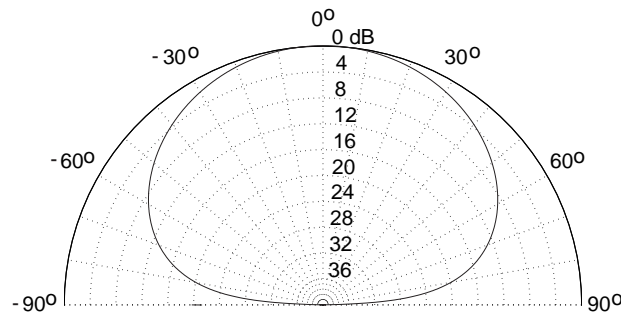


Abb. 4.13: Richtcharakteristik einer einzelnen Patchantenne in der E-Ebene in Polardarstellung.

Der Gewinn einer einzelnen rechteckigen Patchantenne beträgt nach [50] für zwei strahlende Schlitze

$$G = \begin{cases} 6.6 \hat{=} 8.2 \text{ dB} & \text{für } w \ll \lambda_0 \\ 8 \frac{w}{\lambda_0} & \text{für } w \gg \lambda_0 \end{cases} \quad (4.55)$$

#### 4.4 Koppler

Die bilaterale Verkopplung der einzelnen Elemente, wie sie in der Schemazeichnung Abb. 3.1 in Kapitel 3 zu sehen ist, erfolgt hier durch Koppelstrukturen an der Antenne, siehe Abb. 4.15 und Abb. 4.16. Die Oszillatoren werden also hier nicht direkt miteinander verkopplert, beispielsweise über die Resonatoren, sondern über die Antennen. Der verwendete Oszillator ist ein harmonischer Oszillator. Nur die erste Oberwelle wird ausgekoppelt. Die Grundwelle wird an dem Filter (Kapitel 4.2.6) reflektiert, der Oszillator wird also auf der Grundwelle nur minimal belastet. Nur die erste Oberwelle kann den Filter zur Last, hier durch die Antenne repräsentiert, passieren. Verkopplert man nun die Oszillatoren bilateral auf der Grundwelle, würde dies zu einer zusätzlichen Belastung der Grundwelle führen. Das Ergebnis wäre eine reduzierte Oberwelle. Verkopplert man die Oszillatoren jedoch untereinander auf der ersten Oberwelle, und damit nach dem Filter, so stellt dies für den Oszillator keine weitere Last dar. Die für die gegenseitige Verkopplung notwendige Leistung wird hier den Antennen entnommen. Die Überlagerung des Fernfeldes der einzelnen Antennen, welche zum Power Combining führt, benötigt eine konstruktive Überlagerung im Fernfeld. Eine Phasenlage von  $0^\circ$  zwischen allen Antennenelementen ist daher zwingend notwendig. Eine Phasenlage ungleich  $0^\circ$  hätte eine Schiefelage der Radarkeule zur Folge. Daher bietet es sich an, über einen Koppler eine Phasendifferenz von  $0^\circ$  zwischen den einzelnen Antennenelementen einzustellen. Der Abstand zwischen Antenne und Oszillator ist damit frei wählbar und beeinflusst die Phasenlage und damit das Fernfeld nicht. Über den Koppler wird weiterhin die Koppelstärke über die Dämpfung des Kopplers eingestellt. Der Koppler muss eine Mindestdämpfung des Durchgangs aufweisen, da sonst die Last an der Antenne zu groß wird und eine Abstrahlung in den freien Raum nicht mehr möglich ist. Eine weitere Forderung an den Koppler ist die Breitbandigkeit, siehe Kapitel 3.2. Diese hohe Breitbandigkeit, wie sie ge-

fordert wird, ist hier allerdings nicht notwendig. Da in diesem Design die Grundwelle bei 12 GHz an dem Filter zwischen Oszillator und Last vollständig reflektiert wird, ist der Oszillator in seinem Arbeitspunkt sehr stabil. Nur die erste Oberwelle wird in diesem Design belastet und dient der Kopplung. Diese starke Isolation führt zu einer hohen Robustheit gegenüber Resonanzen am Koppelnetzwerk. Daher sind die hohen Anforderungen der Breitbandigkeit, wie sie für Grundwellenverkopplungen existieren, für dieses Design nur abgeschwächt gültig. Es ist jedoch wichtig, dass das Koppelnetz in dem gesamten Frequenzbereich, welcher in der Kopplung durchfahren werden kann, einen relativ konstanten Koppelfaktor bietet. Falls dies nicht der Fall ist, hängt die gegenseitige Synchronisation bzw. die externe Synchronisation stark von der Kennlinie des Filters ab. Dies kann dazu führen, dass ein Koppeln aller Oszillatoren miteinander ausgeschlossen wird.

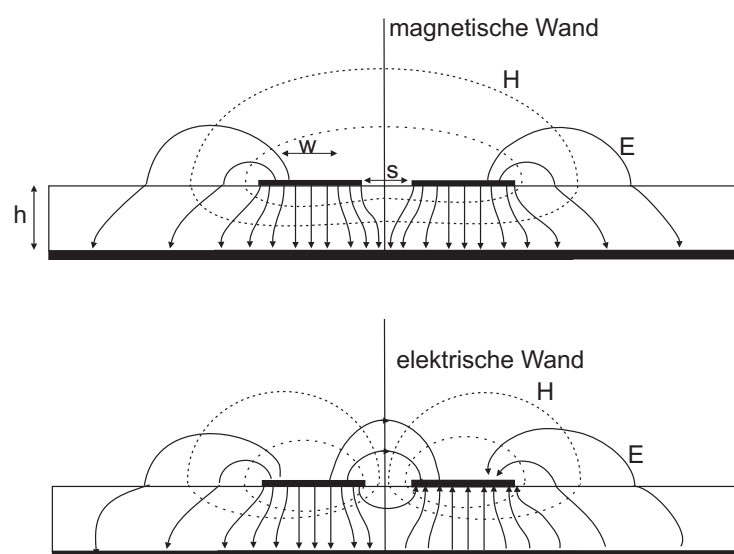


Abb. 4.14: Feldverteilung an verkoppelten Leitungen im (a) Gleichtakt- und (b) Gegentaktmodus.

Der Koppler beruht auf der Technik verkoppelter paralleler Mikrostreifenleitungen. Hierbei werden zwei Mikrostreifenleitungen der Breite  $w$  auf einem dielektrischen Substrat der Dicke  $h$  in einem Abstand  $s$  parallel zueinander angeordnet, siehe Abb. 4.14. Die Länge der parallel geführten Leitungen beträgt bei dieser Art von Koppler  $\lambda/4$ . Es tritt hier eine Verkopplung der elektromagnetischen Felder auf. Bei der Verkopplung von zwei Leitungen gleicher Breite  $w$  lassen sich die beiden Grundwellen durch eine magnetisch leitende Wand und durch eine elektrisch leitende Wand in der Symmetrieebene darstellen. Im ersten Fall tritt eine Verkopplung durch eine Gleichtaktwelle und im zweiten Fall durch eine Gegentaktwelle auf, siehe Abb. 4.14. Der Leitungswellenwiderstand sowie die Stärke der Verkopplung lassen sich aus den Parametern  $(w/h)$ ,  $(s/h)$  und der Frequenz aus entsprechenden Nomogrammen ablesen [39, 48]. Die Ergebnisse aus diesen Nomogrammen dienen einem ersten Entwurf. Auch hier wurde mittels Vollwellensimulation das Ergebnis weiter optimiert. Mit Hilfe dieser Koppelart lassen sich auch Filter, wie in Kapitel 4.2.6 benötigt, aufbauen. Hierbei werden mehrere Leitungen stufenweise parallel ge-

führt. Mit Variation der Leitungsbreite und der Weite der Koppelspalte lassen sich entsprechende Filter entwerfen. Der verwendete Koppler (siehe Abb. 4.15) hat nach Simulation eine Dämpfung von 8,44 dB und eine Phasenverschiebung von  $0^\circ$  jeweils bei einer Frequenz von 24 GHz, siehe Abb. 4.17.



Abb. 4.15: Koppler für die Verkopplung zweier Patchantennen mit Simulationsports.

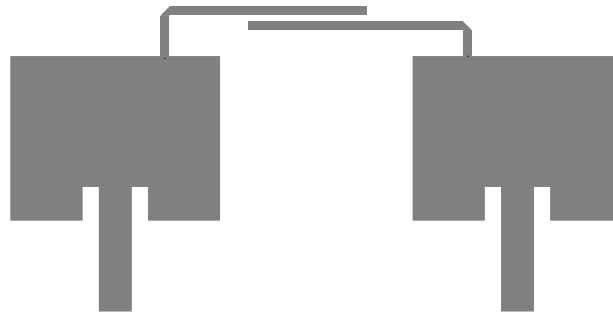


Abb. 4.16: Zwei verkoppelte Patchantennen für eine Synchronisation auf der ersten Oberwelle.

Für die externe Synchronisation am Drainstub auf der Grundwelle kommt eine Verkopplung mit unterschiedlicher Leitungsbreite zur Verwendung. Eine Belastung der Grundwelle des Oszillators soll hier vermieden werden. Verwendet wird in diesem Fall ein Richtkoppler. Gegenüber den parallel verkoppelten Leitungen, siehe oben, beträgt hier die Länge der parallel geführten Leitungen  $\lambda/2$ . Die Verkopplung der Leitungen erfolgt auch hier über die elektromagnetischen Wellen, wie bereits oben und für den Filter beschrieben. In Abb. 4.18 ist eine schematische Darstellung des Richtkopplers zu sehen [40].

Wichtige Kenngrößen für einen Richtkoppler sind der Durchlassfaktor

$$A_{B12} = S_{12} \quad , \quad (4.56)$$

der Koppelübertragungsfaktor

$$A_{B13} = S_{13} \quad (4.57)$$

und der Richtfaktor

$$A_R = \frac{b_3}{b_4} = \frac{S_{13}}{S_{14}} \quad . \quad (4.58)$$

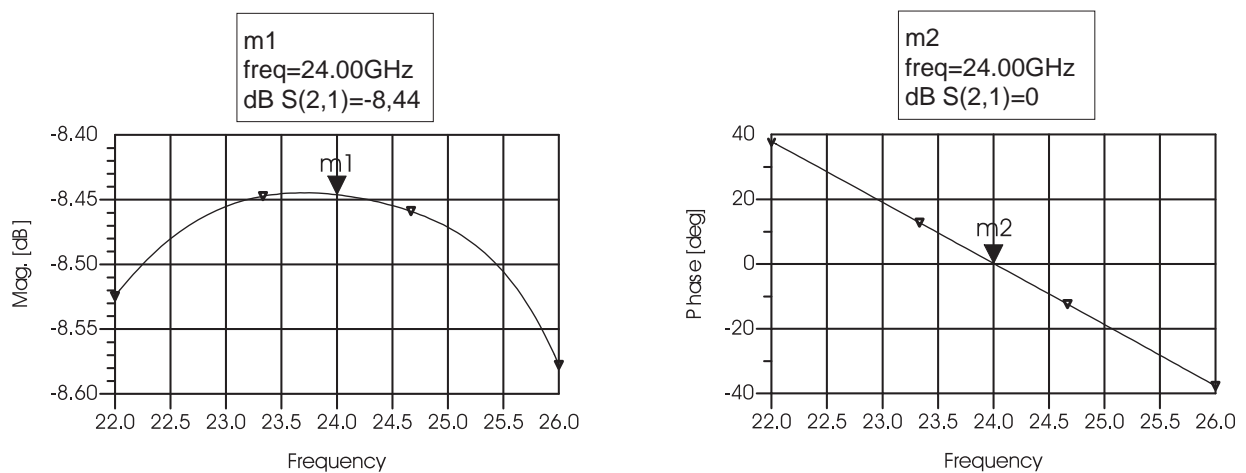


Abb. 4.17: S-Parameter des Kopplers.

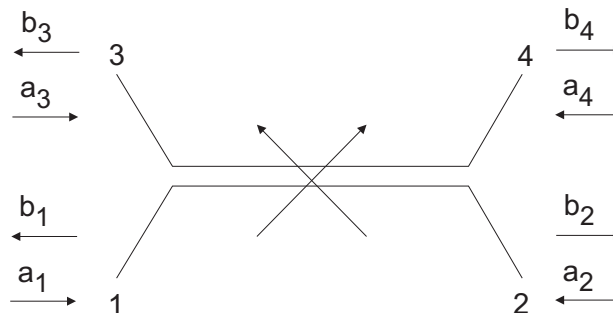


Abb. 4.18: Schematische Darstellung eines Richtkopplers.

Der Koppler ist in dem vorliegenden Design ein Teil des Drainstubs. An Port-2 befindet sich der Transistor, Port-3 ist leerlaufend, Port-4 ist mit einem  $100 \Omega$  Widerstand gegen Masse abgeschlossen und an Port-1 wird das externe Synchronisationssignal eingepreßt. Der Leitungswiderstand beträgt auf der Transistorseite  $50 \Omega$  und auf der Seite der externen Quelle  $100 \Omega$ . Es wurde hierbei darauf geachtet, dass der Koppler eine hohe Koppeldämpfung aufweist, um den Oszillator auf seiner Grundwelle nicht zu stark zu belasten. Da die externe Quelle ausreichend Leistung liefert, ist eine hohe Koppeldämpfung seitens der externen Quelle kompensierbar. Die Koppeldämpfung wird auch hier wieder über den Koppelspalt sowie die Leitungsbreite eingestellt. Die Koppeldämpfung (Koppelübertragungsfaktor) dieses Kopplers beträgt  $15,8 \text{ dB}$ . Der Durchlassfaktor ist in diesem Design nicht von Bedeutung, da dieser Port mit einem Widerstand gegen Masse reflexionsfrei abgeschlossen ist. Hingegen ist in diesem Design eine möglichst große Reflexion am Ende des Drainstub wichtig. Die Dämpfung der reflektierten Welle beträgt hier  $0,359 \text{ dB}$ .

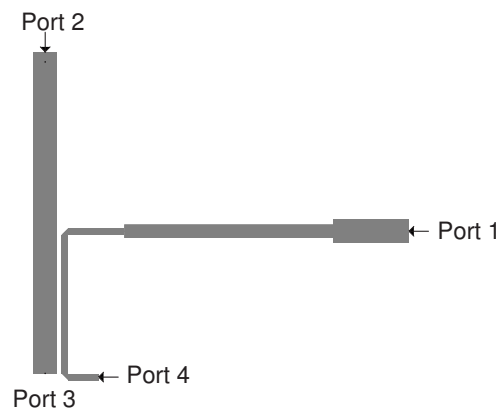


Abb. 4.19: Drainstub mit Richtkoppler für eine Synchronisation auf der Grundwelle.

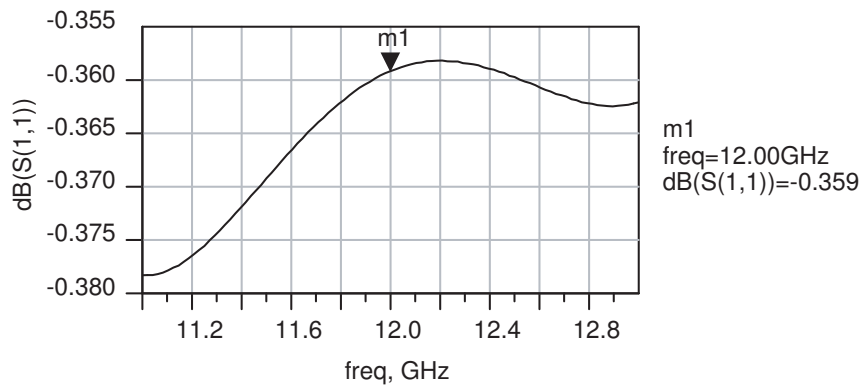


Abb. 4.20: S-Parameter des Richtkopplers (S11).



Abb. 4.21: S-Parameter des Richtkopplers (S12).



## 5. GESAMTDESIGN UND INBETRIEBNAHME DES OSZILLATORS

Der im vorhergehenden Kapitel vorgestellte Oszillator und die dazugehörigen Komponenten sollen im Folgenden in Betrieb genommen und analysiert werden.

In Abb. 5.1 ist das Gesamtlayout des Oszillators mit Antenne dargestellt. Die Trennung des Designs in einen aktiven und einen passiven Teil ist hier noch einmal deutlich zu erkennen. Der Filter ist wie bereits beschrieben Teil des Oszillators. Er befindet sich im passiven Teil. An ihm wird die Grundwelle des Oszillators bei 12 GHz reflektiert, wohingegen die erste Oberwelle bei 24 GHz mit einer Dämpfung von 2,4 dB den Filter passieren kann. Das Biasnetzwerk, entworfen in Kapitel 4.2.7, beinhaltet für die Frequenzen 12 GHz und 24 GHz jeweils zwei  $\lambda/4$  Transformationen für die Entkopplung des DC-Netzwerks, welches notwendig ist für die Einstellung des Arbeitspunkts sowie für die Versorgung des Transistors, gegen das HF-Netzwerk. Die Patchantenne, Entwurf siehe Kapitel 4.3, ist als Last an den 50  $\Omega$ -Ausgang des Filters angeschlossen. Wie deutlich zu erkennen ist, befindet sich der Fußpunkt der Speiseleitung innerhalb der Patchantenne. Durch diese Verschiebung erfolgt die Anpassung der Patchantenne auf die 50  $\Omega$  der Mikrostreifenleitung. Alle Komponenten wurden nach ihrem ersten Entwurf vollständig mit Hilfe von

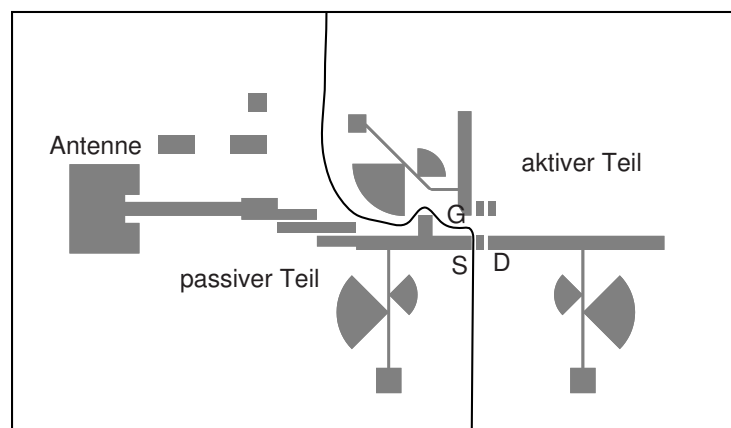


Abb. 5.1: Gesamtlayout des Oszillators (mit aktivem und passivem Teil) und einer Patchantenne als Last.

ADS (Advanced Design System) mittels Vollwellenanalyse simuliert und optimiert. Das Lösen der Wellengleichungen erfolgt mit Hilfe der Momentenmethode. Diese ist in [10, 52] ausführlich beschrieben. Aufgrund extrapolierte S-Parameter für den 24 GHz Bereich sowie von Toleranzen in der Herstellung der Photomaske, in der Belichtung, im Ätzprozess sowie von Positionierungsungenauigkeiten entspricht die Simulation nicht den Messwerten des realisierten Aufbaus. Aus diesem Grund wurde der Oszillator mehrfach mit leicht veränderten Maßen der Stubs aufgebaut

und in Betrieb genommen. Der Aufbau des Oszillators wird, wie bereits in den Voraussetzungen in Kapitel 4 beschrieben auf Rogers RT-Duroid 5880 vorgenommen. Als verwendetes aktives Element wird der Transistor Agilent ATF 36163 im SOT 363 Gehäuse verwendet.

Der vollständige Aufbau ist in Abb. 5.2 zu sehen. Um Variationen des Aufbaus sowie der Transistoren zu kompensieren wird die Gate-Source-Spannung über einen variablen Widerstand eingestellt. Dies ermöglicht es später, auch die einzelnen, in einem Array verkoppelten Transistoren gegenseitig in den Fangbereich zu verschieben. In dem abgebildeten Aufbau ist zusätzlich noch ein nach Kapitel 4.4 beschriebener Koppler für eine externe Synchronisation auf der ersten Oberwelle zu erkennen. Die Koppeldämpfung des isolierten Kopplers beträgt 8,44 dB. Die Ausgangsleistung des Oszillators beträgt 3 dBm gemessen an  $50 \Omega$ , bei einer Betriebsspannung von 2,4 Volt und einer Stromaufnahme von 30 mA.

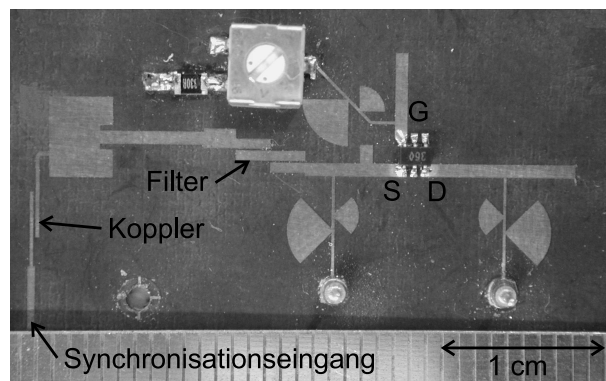


Abb. 5.2: Aufgebauter Oszillator mit Antenne und Kopplung für externe Synchronisation

Die in Abb. 5.3 gezeigte Grafik stellt die simulierte Richtcharakteristik der in Abb. 5.2 abgebildeten Patchantenne in der H-Ebene und in der E-Ebene dar. Die Richtcharakteristik wurde nach den Gleichungen (4.53) und (4.54) berechnet. Die Darstellung erfolgt in Polarkoordinaten und ist auf 0 dB normiert.

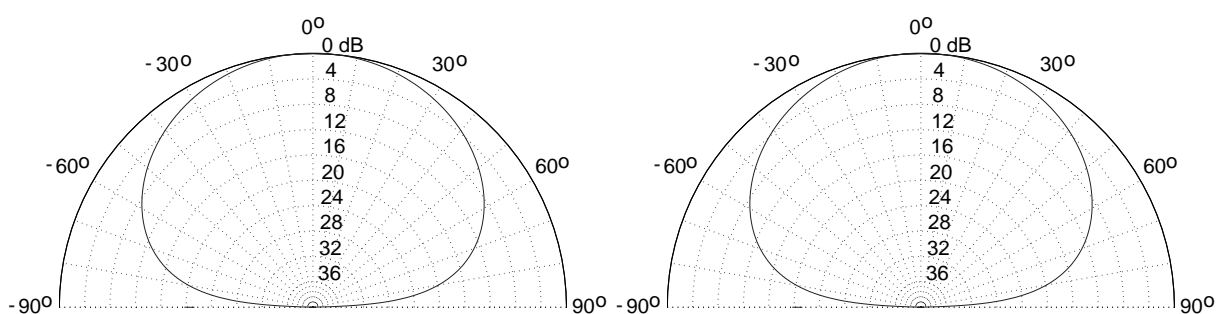


Abb. 5.3: Richtcharakteristik des Oszillators mit einer einzelnen Patchantenne in der (a) H-Ebene und (b) E-Ebene (simuliert).

In Abb. 5.4 ist der Fangbereich des Oszillators bei Synchronisation auf der ersten Oberwelle bei 24 GHz dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass der Fangbereich  $\Delta f$  sowohl von der Leistung der Synchronisationsquelle  $P_{inj}$  als auch von der Spannung  $U_{osz}$  des Oszillators abhängt. Die Abhängigkeit der Fangbandbreite von der eingepprägten Leistung kann durch eine Analyse von Adlers Gleichung (2.24) erläutert werden. Vergrößert man die Leistung der Synchronisationsquelle, so steigt die Amplitude  $\rho$  und damit die Fangbandbreite an. Vergrößert sich  $\rho$ , so wächst  $\Delta\omega_f$  an. Da  $\Delta\omega_f$  die halbe Fangbandbreite darstellt, beträgt der gesamte Fangbereich um die Mittenfrequenz des Oszillators  $\omega_0 \pm \Delta\omega_f$ . Eine Spannungsvergrößerung  $U_{osz}$  des Oszillators führt andererseits zu einer Vergrößerung der Amplitude  $\alpha$  und damit zu einer Verringerung der Fangbandbreite. Neben den beiden Leistungsparametern würde auch eine Variation der Güte  $Q$  des Oszillators eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Fangbandbreite bedeuten. Diese ist allerdings durch das Design festgelegt und daher nicht variabel. Innerhalb des Fangbereichs lässt sich der Oszillator synchronisieren und in seiner Frequenz ziehen. Der Fangbereich beinhaltet somit den Ziehbereich des Oszillators. Das Ziehen des synchronisierten Oszillators über den Fangbereich hinaus ist nicht möglich [25].

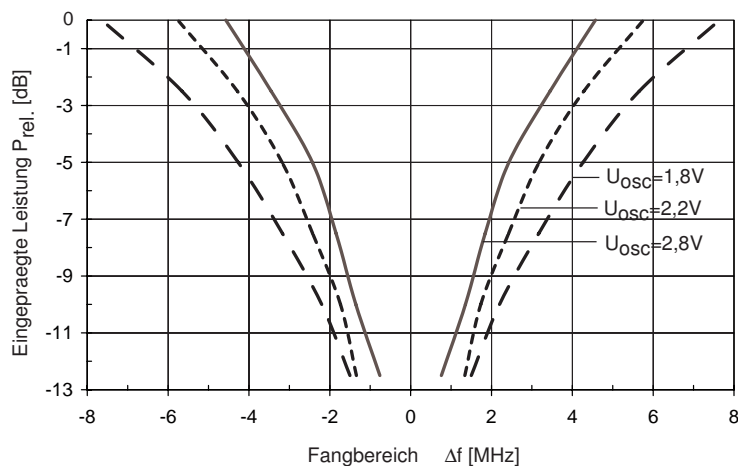


Abb. 5.4: Obere und untere Grenze des Fangbereichs in Abhängigkeit der eingepprägten Leistung auf der ersten Oberwelle und der Biasspannung am Transistor des Oszillators.

In Abb. 5.5 ist, äquivalent zu Abb. 5.4 der Fangbereich des Oszillators auf der Grundwelle über einen Koppler am Drainstüb, Entwurf nach Kapitel 4.4, dargestellt. Die Empfindlichkeit des Oszillators auf der Grundwelle ist signifikant größer im Vergleich zu einer Synchronisation auf der ersten Oberwelle. Dies liegt neben der höheren Koppeldämpfung für die erste Oberwelle auch an den Mischverlusten. Da der Oszillator bei Einprägern der ersten Oberwelle über die Antenne zuerst das eingepprägte Signal mit der selbsterzeugten Grundwelle abwärts mischt und erst dann eine Synchronisation des Oszillators stattfindet, wird der Unterschied in der Empfindlichkeit deutlich. In Abb. 5.6 ist ein Vergleich der beiden notwendigen Leistungen für die gleiche Fangbandbreite dargestellt. Es wurden für zwei unterschiedliche Betriebspunkte die jeweiligen Fangbandbreiten bei einer Kopplung auf der Grund- und Oberwelle aufgenommen. Der Vergleich der Fangbandbreite bezieht sich auf die erste Oberwelle. Man erkennt deutlich, dass für

ein Fangen auf der Grundwelle weniger Leistung als auf der Oberwelle notwendig ist. Weiterhin beträgt die Differenz zwischen den beiden Fangmechanismen relativ konstant 20 dB. Dies spricht für ein Abwärtsmischen mit einem konstanten Mischverlust.

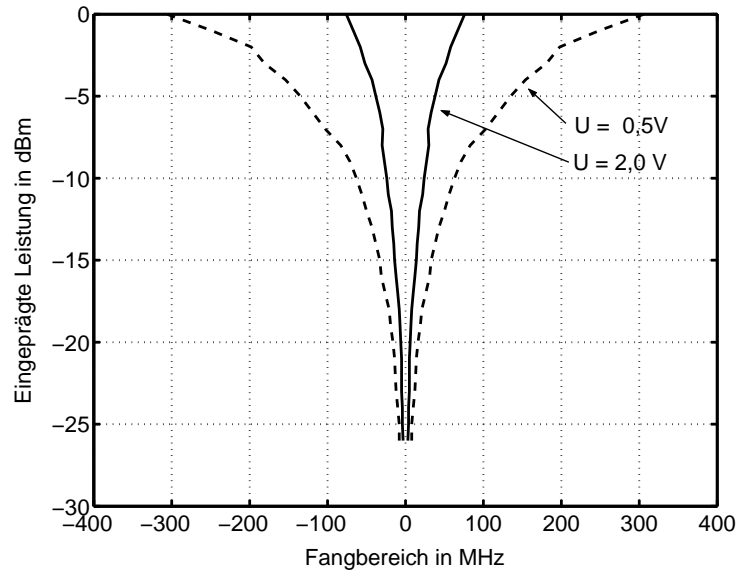


Abb. 5.5: Obere und untere Grenze des Fangbereichs in Abhängigkeit der eingepprägten Leistung auf der Grundwelle und der Biasspannung am Transistor des Oszillators.

Das Spektrum in Abb. 5.7 zeigt das auf 0 dBm normierte Ausgangssignal eines einzelnen ungekoppelten Oszillators. Die Ausgangsleistung beträgt an  $50 \Omega$  3 dBm. Die Drain-Source-Spannung beträgt in diesem Fall 2,4 V bei einem Strom von 30 mA. Daraus ergibt sich ein RF/DC Wirkungsgrad von 1,4% für einen harmonischen Oszillator. Das Rauschen des ungekoppelten Oszillators beträgt 83 dBc/Hz bei einer Ablage von 1 MHz.

Die Frequenzstabilität des einzelnen frei laufenden Oszillators ist in Abb. 5.8 zu sehen und beträgt für eine Dauer von 10 s 131 kHz. Im Falle eines extern stabilisierten Oszillators hängt die Stabilität von der Qualität der externen Quelle ab.

Die Veränderung der Frequenz des Oszillators über eine Veränderung der Temperatur ist in der folgenden Tabelle, Tab. 5.1, dargestellt. Die Spannung am Oszillator beträgt hier konstant 2,5 V. Der Gate-Source-Widerstand beträgt  $470 \Omega$ . Jede Temperaturänderung wurde vor Bestimmung von Frequenz und Stromaufnahme für 10 Minuten konstant gehalten, um eine Angleichung der Temperatur in den Komponenten zu erhalten. Da bereits nach 8 Minuten keine Frequenzveränderung mehr stattfand, wurden mit 2 Minuten zusätzlicher Sicherheit 10 Minuten als ausreichend festgelegt. Bei einer Temperaturveränderung von  $\Delta T + 60^\circ$  beträgt die Frequenzveränderung  $\Delta \omega + 6,75$  MHz. In Zusammenhang mit dem oben erläuterten Fangbereich des Oszillators bedeutet dies, dass ein synchronisierter Oszillator bei der in Tab. 5.1 dargestellten Temperaturänderung in dem synchronisierten Zustand verbleibt.

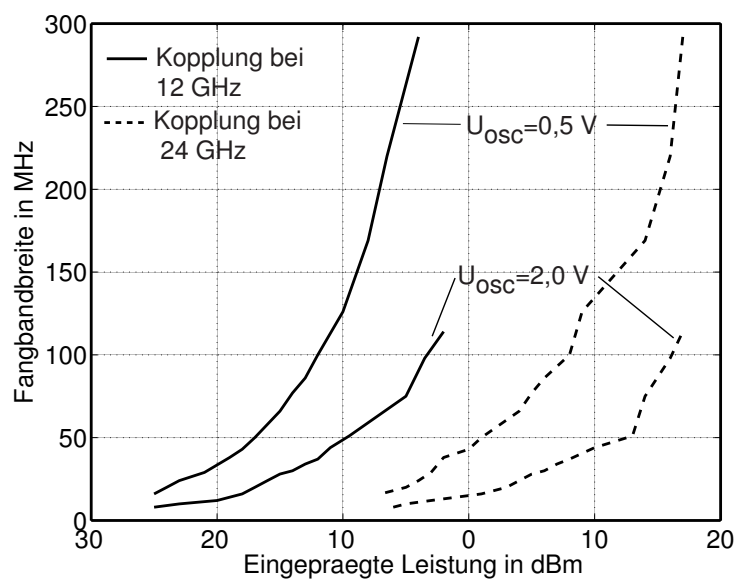


Abb. 5.6: Vergleich der beiden Fangbereiche zwischen Grund- und Oberwelle bei zwei unterschiedlichen Oszillatorspannungen.

Temperatur	Frequenz [GHz]	Oszillatorstrom [mA]
22°	23,82675	28
40°	23,82938	27
60°	23,82975	26
82°	23,83350	25

Tab. 5.1: Temperaturstabilität des Oszillators

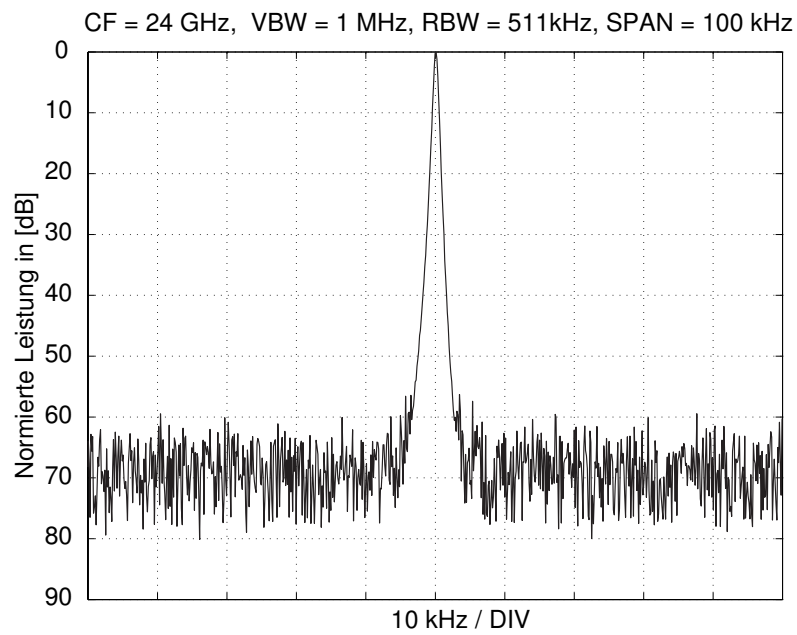


Abb. 5.7: Spektrum eines einzelnen Oszillators

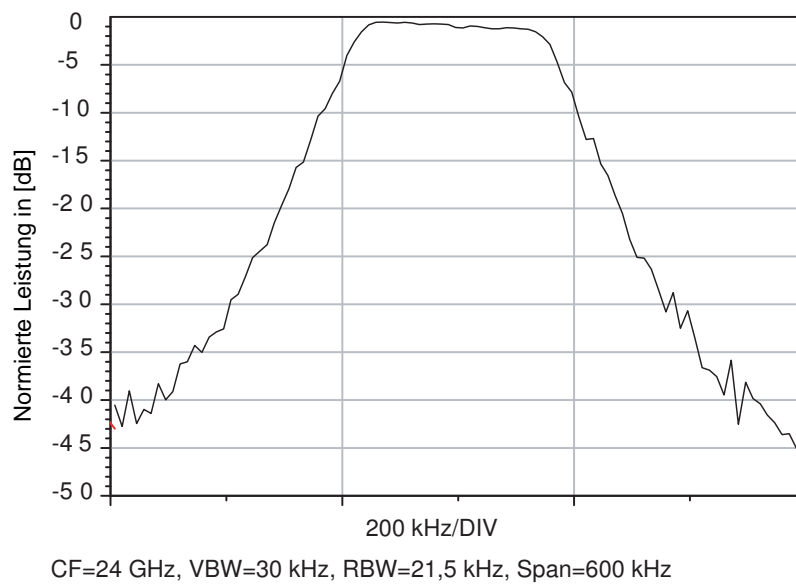


Abb. 5.8: Stabilität eines einzelnen freilaufenden Oszillators für 10 s.

## 6. POWER COMBINING

Um hohe Leistungen bei 24 GHz zu erzeugen, sind unterschiedliche Methoden vorstellbar. Neben der einfachen, wenn auch technisch aufwendigen und teuren Methode eines integrierten Verstärkers lassen sich auch hohe Leistungen durch die Kombination geringer Einzelleistungen (Power Combining) erzeugen. Hierbei ist es möglich, die geringen Einzelleistungen vieler Einzeloszillatoren in einem Leitungsnetzwerk zu kombinieren oder die Kombination der Einzelleistungen im Fernfeld zu erzeugen. Diese kostengünstige Art des Power Combining soll im folgenden beschrieben und realisiert werden. Hierfür ist die bilaterale Nachbarschaftkopplung sowie die Überlagerung elektromagnetischer Wellen im Fernfeld notwendig [25, 53].

### 6.1 Bilaterale Nachbarschaftkopplung

Ein einfaches Beispiel der bilateralen Nachbarschaftkopplung ist in Abb. 6.1 für ein lineares Array [27] dargestellt. Die Oszillatoren sind parallel gekoppelt. Das Koppelnetzwerk besteht aus widerstandsbelasteten Übertragungsleitungen. Die Widerstände werden benutzt, um einerseits die Intensität der Kopplung zu beeinflussen, und andererseits die notwendige Breitbandigkeit, siehe Kapitel 3.2, zu gewährleisten. Mit  $R = Z_0$  als Sonderfall erfüllt die Schaltung die geforderten Eigenschaften. Die Y-Parameter bestimmen sich zu

$$Y_{ij} = \begin{cases} \frac{\eta_i}{2Z_0} + G_L, & i = j \\ \frac{-e^{-j\beta L}}{2Z_0}, & |i - j| = 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial Y_{ij}}{\partial(j\omega)} = \begin{cases} 0, & i = j \\ \frac{\tau_g e^{-j\beta L}}{2Z_0}, & |i - j| = 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.2)$$

mit  $\beta l$  als elektrische Länge der Transmissionsleitung,  $\eta_i = (2 - \delta_{ij} - \delta_{iN})$ ,  $\delta_{ij}$  als Kronecker Deltafunktion, und  $\tau_g$  als Gruppenverzögerung durch die Transmissionsleitung. Für eine Quasi TEM-Leitung mit  $\tau_g = \beta l / \omega$  und für  $\beta l \leq 2\pi$  ist die Bedingung (3.13) der Breitbandigkeit für  $\pi R_L / Q Z_0 \ll 1$  erfüllt. Angenommen der erzwungene Zustand ist stabil und es gilt  $\epsilon = R_L / 2Z_0$  und  $\Phi = \beta l$ , dann vereinfacht sich Gleichung (3.17) zu der idealen Gleichung (3.19) der Nachbarschaftkopplung[18].

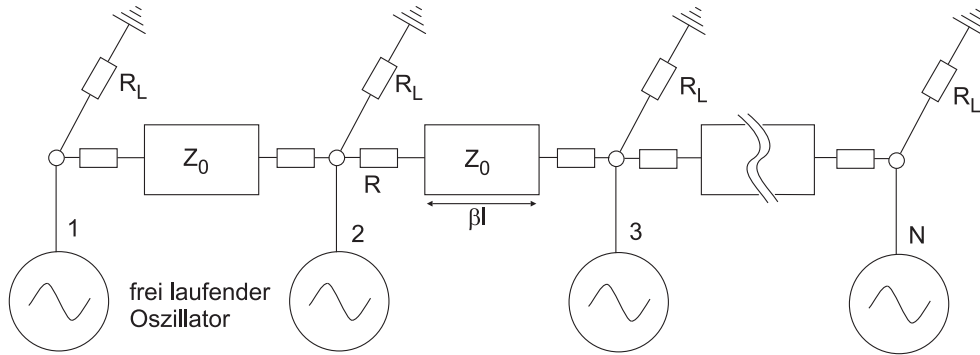


Abb. 6.1: Einfaches Lineararray parallel gekoppelter Oszillatoren mit Koppel- und Lastnetzwerk.

## 6.2 Theorie der Fernfeldüberlagerung

Sowohl die hier vorgestellte Leistungskombination als auch die Steuerung des Radarstrahls, siehe Kapitel 7, bedienen sich in dieser Arbeit der Methode der Überlagerung von elektromagnetischen Wellen im Fernfeld. Zusätzlicher Vorteil der Überlagerung im Fernfeld ist, dass durch Variation der Antennenabstände das Richtdiagramm den entsprechenden Gegebenheiten angepasst werden kann. Antennen mit gerichteter Strahlung können durch Zusammenfassen mehrerer Einzelstrahler zu einem Array synthetisiert werden. Unter Verwendung von [39, 54] lässt sich folgender Gruppenfaktor zu einem linearen Array nach Abb. 6.2 berechnen:

$$F_{GR} = \sum_{\gamma=0}^{n_x-1} e^{-j\gamma\phi_{0x}} e^{-j\beta_0(r_\gamma-r_0)} \quad , \quad (6.3)$$

unter der Voraussetzung gleicher Antennenelemente, dem gleichen Betrag für den Speisestrom für alle Einzelstrahler  $|I_\gamma| = |I_0|$ , gleiche gegenseitige Phasenverschiebung  $\frac{I_{\gamma+1}}{I_\gamma} = e^{-j\phi_{0x}}$ , der Ausdehnung in x-Richtung mit konstantem Abstand  $d_x$  und keiner gegenseitigen Beeinflussung der Strahler.

Der Gangunterschied zwischen dem  $\gamma$ -ten Element und dem Element im Koordinatenursprung beträgt nach Abb. 6.2

$$r_\gamma - r_0 = -\gamma d_x \cos \psi \sin \theta \quad . \quad (6.4)$$

Setzt man Gleichung (6.4) in Gleichung (6.3), so erhält man:

$$F_{GR} = \sum_{\gamma=0}^{n_x-1} \left( e^{+j(\beta_0 d_x \cos \psi \sin \theta - \phi_{0x})} \right)^\gamma \quad (6.5)$$

mit  $n_x$  für die Anzahl der Antennenelemente,  $\phi_{0x}$  für die Phasenverschiebung des Speisestroms zwischen den Elementen,  $d_x$  für den Abstand zwischen den einzelnen Antennenelementen,  $\psi$  und  $\theta$  für die beiden Winkel unter denen der Aufpunkt  $P$  steht. Für die Betrachtung in der Ebene des Lineararrays nach Abb. 6.3 ist  $\phi = \pi$  und  $0 \leq \psi \leq 2\pi$ . Mit  $\beta_0$  wird die Wellenzahl bezeichnet.



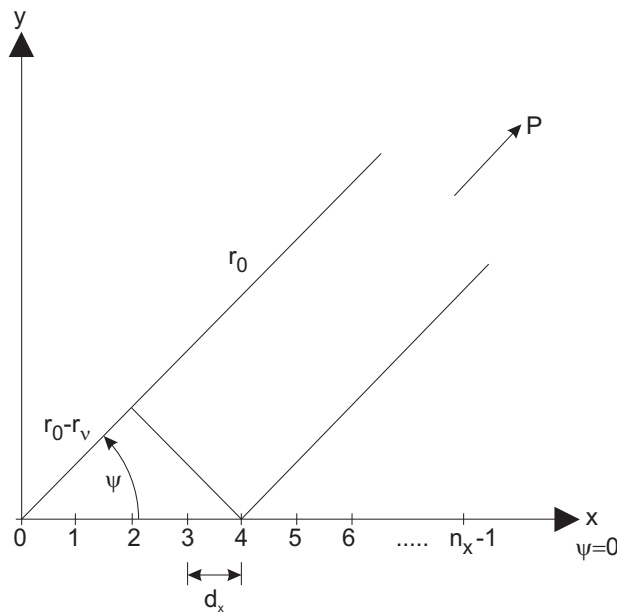


Abb. 6.2: Geometrische Schemadarstellung eines Antennenarrays für die Berechnung der Überlagerung im Fernfeld.

Der Gruppenfaktor nimmt in Hauptstrahlrichtung den Wert  $n_x$  an. Dies bedeutet, dass sich in dieser Richtung die Abstrahlung gegenüber dem Einzelstrahler um den Faktor  $n_x$  erhöht. Wenn die Hauptstrahlrichtung des Einzelstrahlers mit der Antennengruppe übereinstimmen, so erhöht sich der Gewinn um

$$G_{Gr} = 10 \log n_x \quad [\text{in dB}] \quad . \quad (6.6)$$

Der Gesamtgewinn berechnet sich daher als Summe aus dem Gewinn des Einzelstrahlers und des Gruppenfaktors.

$$G_{ges} = 10 \log(n_x G_E) = 10 \log G_E + 10 \log n_x \quad (6.7)$$

Die Gruppencharakteristik erhält man durch Normierung des Gruppenfaktors auf seinen Maximalwert:

$$C_{Gr}(\phi, \psi) = \frac{|F_{GR}(\phi, \psi)|}{|F_{GR}(\phi, \psi)|_{\max}} = \frac{|F_{GR}(\phi, \psi)|}{n_x} \quad . \quad (6.8)$$

Auf diese Art lassen sich Leistungen im Fernfeld kombinieren. Eine Phasenverschiebung  $\phi_{0x}$  zwischen den Elementen ermöglicht ein Neigen des Radarstrahls. Die Gesamtcharakteristik des Antennenarrays ist gleich der Gruppencharakteristik  $F_{GR}$  multipliziert mit der Charakteristik der Einzelantenne.

In Abb. 6.3 ist das Fernfeld eines Patchantennenarrays mit vier Elementen dargestellt. Durch Variation des Abstands  $d_x$  der einzelnen Elemente lassen sich unterschiedliche Überlagerungscharakteristika darstellen:

Unter Veränderung der Phase  $\phi_{0x}$  zwischen den einzelnen Elementen lässt sich die Radarkeule im Fernfeld schwenken. Diese ist in der nachfolgenden Abb. 6.4 dargestellt. Es gilt dabei

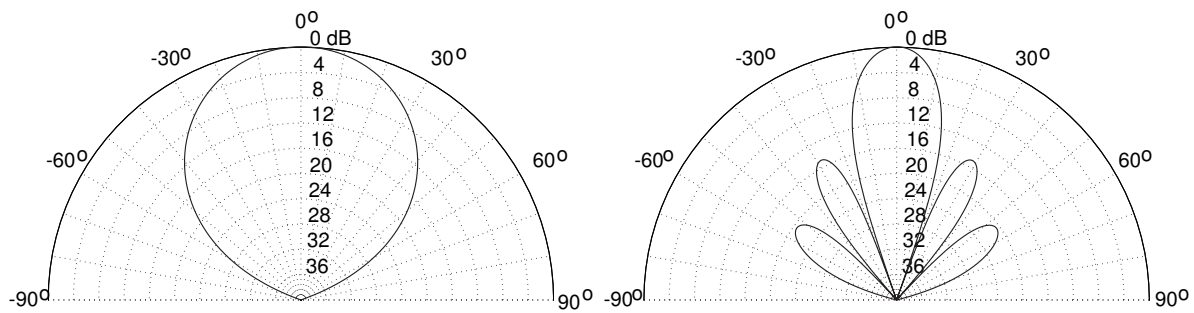


Abb. 6.3: Radarkeule eines Arrays mit vier Elementen und (a)  $0,25\lambda$  bzw. (b)  $0,75\lambda$  Einzelementabstand.

zu beachten, dass die Gesamtcharakteristik sowohl die Einzelcharakteristik der Patchantenne als auch die Gruppencharakteristik beinhaltet. Das bedeutet, dass das erhaltene Richtdiagramm bei Durchlaufen des Winkels  $-\pi/2 \leq \phi_{0x} \leq \pi/2$  immer in der Form des Einzelstrahlers liegt. Die Darstellung in Abb. 6.4 ist sowohl für den Einzelstrahler als auch für das Array auf 0 dB normiert.

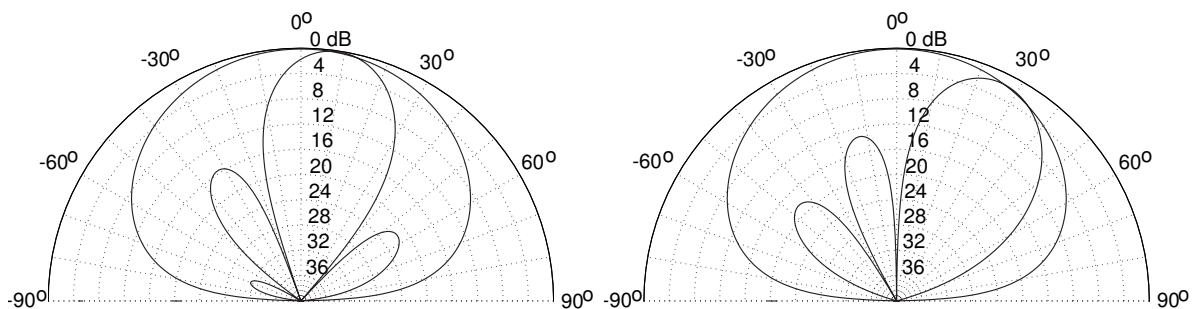


Abb. 6.4: Radarkeule eines Arrays mit vier Elementen und (a)  $\pi/6$  bzw. (b)  $\pi/2$  Phasendifferenz zwischen den Elementen.

Die Überlagerung in den gezeigten Beispielen liegt in der H-Ebene der Strahler. Selbstverständlich gilt dies jedoch auch für die E-Ebene, falls das Array eine geometrische Ausdehnung (mehrere Strahler) in diese Richtung besitzt.

### 6.3 Theorie des Power Combining

Die Erzeugung hoher Leistungen entsteht, wie bereits erwähnt, durch eine Kombination der Einzelleistungen im Fernfeld, siehe Kapitel 6.2. Für eine konstruktive Überlagerung in Hauptstrahlrichtung, senkrecht zur Fläche der Patchantenne, ist es notwendig, dass die abgestrahlte Leistung aller Einzelemente die gleiche Phasenlage hat. Dies ist durch die bilaterale Verkopplung der Einzelemente zu erreichen, siehe Kapitel 6.1. In Abb. 6.5 ist eine mögliche Konfiguration eines Power Combining Arrays schematisch dargestellt. Die Oszillatoren sind gegenseitig bilateral

verkoppelt. Das bedeutet, dass jeder Oszillator seine beiden nächsten Nachbarn synchronisiert bzw. von ihnen synchronisiert wird (Nearest Neighborhood Coupling) [18].

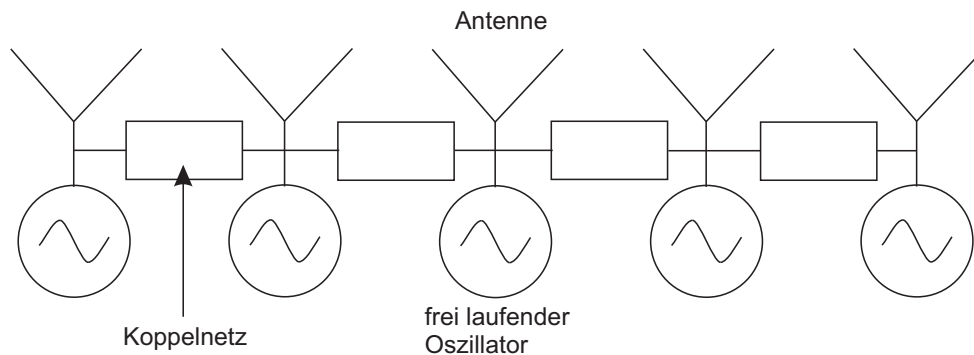


Abb. 6.5: Array für das Power Combining ohne externe Synchronisation.

Wird nun die erzeugte Leistung der untereinander phasensynchron schwingenden Oszillatoren je über eine Antenne abgestrahlt, so lassen sich im Fernfeld nach Gleichung (6.3) die Leistungen der einzelnen Elemente durch Überlagerung kombinieren. Weiterhin ist es möglich, durch unterschiedliche Abstände zwischen den Antennen unterschiedliche Abstrahlcharakteristika zu erreichen. In Abb. 6.3 oben sind die unterschiedlichen Fernfeldüberlagerungen für ein 4x1-Array mit unterschiedlichen Antennenabständen vorgestellt worden.

Das gekoppelte Array kann entweder freilaufend oder stabilisiert gekoppelt werden. Bei der freilaufenden Kopplung synchronisieren sich die Oszillatoren gegenseitig untereinander. Es wird kein zusätzliches Signal von außen eingeprägt. Die Oszillatoren stabilisieren sich gegenseitig. Bei der stabilisierten Kopplung wird zusätzlich über eine externe Quelle ein Signal auf einen der beiden äußeren Oszillatoren eingeprägt. Der Vorteil hierbei ist, die zusätzliche Stabilität des Gesamtsystems und die Möglichkeit das gekoppelte Array in der Frequenz zu ziehen und damit die Frequenz zu verändern.

Im Folgenden werden zwei unterschiedliche Systeme für das Power Combining dargestellt.

#### 6.4 Leistungsarray mit drei Elementen und externer Synchronisation

In Abb. 6.6 ist ein Entwurf eines Arrays zum Power Combining abgebildet. In diesem Fall sind drei Oszillatoren über ihre Antennen miteinander verkoppelt. Weiterhin existiert ein zusätzlicher Anschluss für eine externe Synchronisation. Der in Kapitel 4.4 erwähnte Vorteil, dass die Leitungslänge zwischen Antenne und Oszillator das Antennenrichtdiagramm und die Kopplung nicht beeinflussen, wird in diesem Design genutzt. Die Oszillatoren befinden sich nicht auf einer Ebene. Daher haben die Oszillatoren untereinander auch nicht die gleiche Phase an ihrem Eingang, wohl aber an der Antenne, erzwungen über die Koppler, welche eine Phasenverschiebung von  $0^\circ$  zwischen den Antennenelementen einstellen.

Die verwendeten Koppler haben eine Dämpfung von 8,44 dB. Die Koppelstärke  $\epsilon$  beträgt in diesem Entwurf  $\epsilon = 7$ . Die Breitbandigkeit ist nach Kapitel 3.2 erfüllt. Somit gilt die ideale

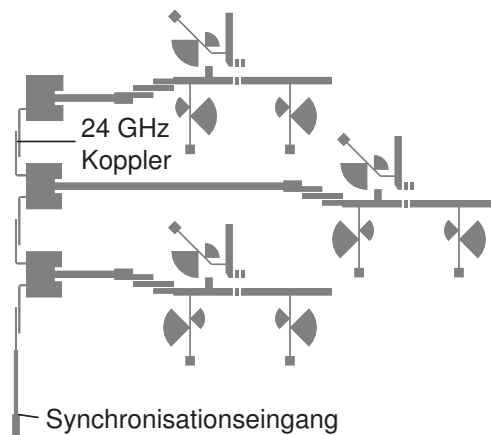


Abb. 6.6: Layout eines Arrays mit drei Elementen und externer Synchronisationsmöglichkeit.

Gleichung der Nachbarschaftskopplung.

Das Gesamtspektrum der drei gekoppelten Oszillatoren ist in Abb. 6.7 zu sehen. Das Rauschen verbessert sich von 83 dBc/Hz eines ungekoppelten Oszillator auf 85 dBc/Hz bei drei verkoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation bei einer Ablage von 1 MHz. Das Rauschen verbessert sich damit um 2 dB. Der bestenfalls zu erwartende Rauschwert wäre nach Gleichung (3.56) um 4,77 dB besser. Das Richtdiagramm im Fernfeld ist in Abb. 6.8 zu sehen. Die Anten-

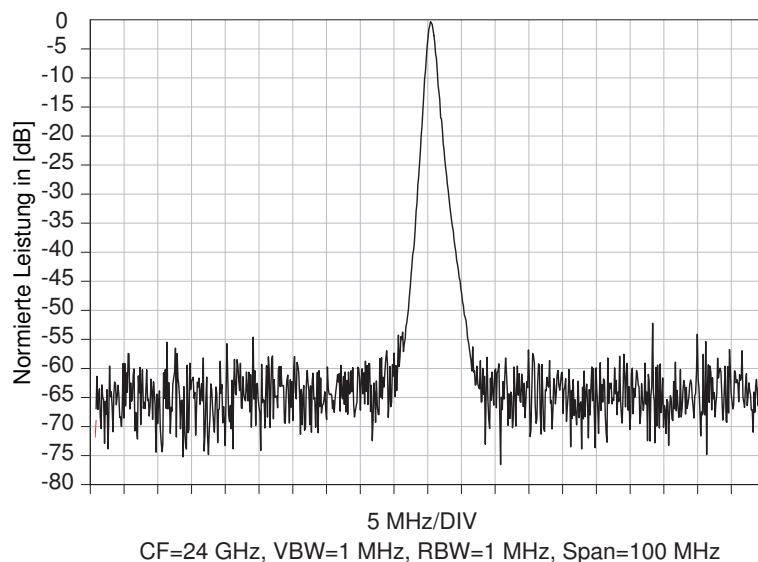


Abb. 6.7: Spektrum von drei gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation.

nenelemente haben einen Abstand von  $0,75\lambda$ , daraus ergibt sich eine schmalere Radarkeule. Die Hauptkeule ist auf 0 dB normiert. Deutlich zu erkennen ist auch die Ausbreitung der Nebenkeu-

len sowie der Nullstelle zwischen den Keulen. Die stärksten Nebenkeulen sind um etwa 14,5 dB schwächer. Der Gesamtgewinn des 3er Antennenarrays beträgt nach Gleichung (6.7) etwa 13 dB. Die Kurzzeitstabilität der drei verkoppelten Oszillatoren hat nach Abb. 6.10 eine Bandbreite von 47 kHz.

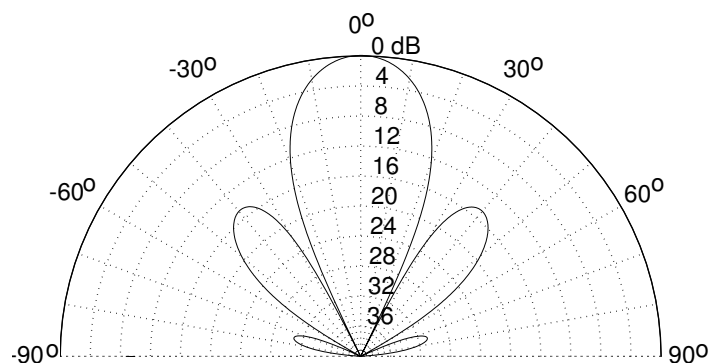


Abb. 6.8: Richtcharakteristik in der H-Ebene des drei Elemente Arrays mit  $0.75\lambda$  Antennenabstand.

In Abb. 6.9 ist das aufgebaute 3x1-Array dargestellt. Man erkennt deutlich die einzelnen Komponenten.

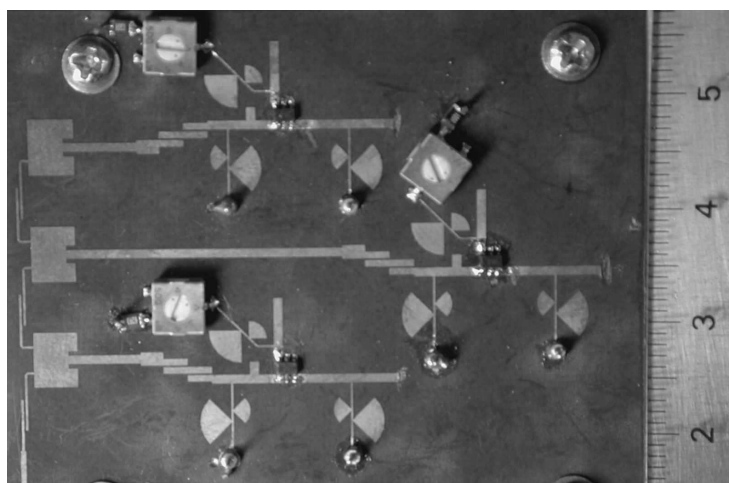


Abb. 6.9: Aufbau eines Arrays mit drei Elementen und externer Synchronisationsmöglichkeit.

Die theoretisch erreichbare Gesamtleistung beträgt 7,8 dBm. Die erreichte Gesamtleistung beträgt in diesem System 7 dBm. Dies ist ein Gewinn von 4 dB gegenüber einem einzelnen Oszillator mit 3 dBm. Die Leistung steigt damit um den Faktor 2,5. Die restlichen 0,8 dBm sind Verluste, die durch das gegenseitige Koppeln entstehen. Darunter fallen die Verluste im Koppler zwischen den Antennen, Verluste im Filter und Verluste, die bei dem Mischen des eingepprägten Signals mit dem Oszillatorsignal entstehen, siehe Kapitel 2.3. Weiterhin kann bei diesem

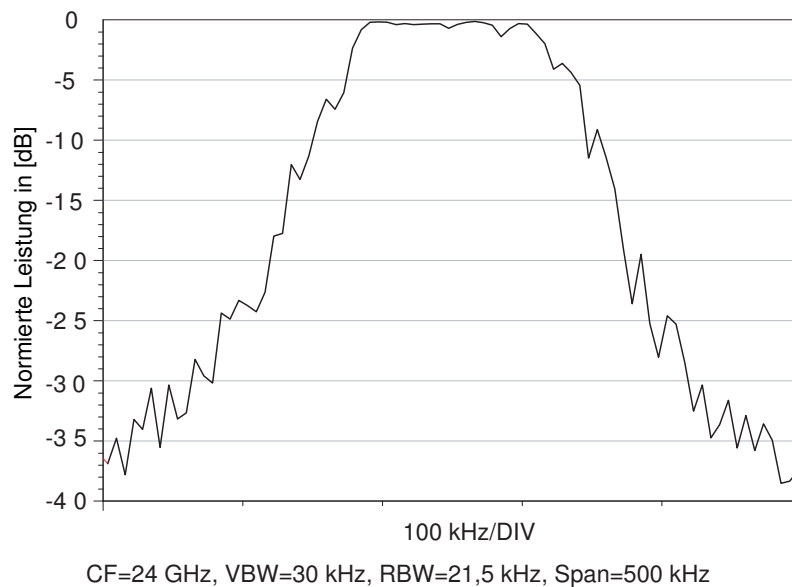


Abb. 6.10: Kurzzeitstabilität von drei verkoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s.

Design eine externe Quelle an das Array angeschlossen und das Array somit von außen synchronisiert werden. Dadurch ist es möglich, alle drei gekoppelten Oszillatoren in der Frequenz weiter zu stabilisieren und das Rauschen zu vermindern. Daneben kann das verkoppelte Array in seiner Gesamtfrequenz durch die externe Quelle verschoben werden. Sind alle verkoppelten Oszillatoren optimal aufeinander eingestellt, dann ist der Ziehbereich mit dem in Abb. 5.4 für einen Oszillator dargestellten identisch. Optimal eingestellt heißt in diesem Fall, dass die frei laufenden Frequenzen der ungekoppelten Oszillatoren alle gleich sind und somit der daraus resultierenden Frequenz im verkoppelten Zustand entsprechen. Ist dies nicht der Fall, so wird der Ziehbereich entsprechend eingeschränkt. Die eigene Frequenz der drei miteinander verkoppelten Oszillatoren ist nach Gleichung (3.33) die Mittenfrequenz der drei einzelnen Oszillatoren. Eine Erweiterung um zusätzliche Elemente des linearen 3er Arrays ist ohne Probleme möglich. Zudem lässt sich durch Variation des Fernfelddiagramms ein gewünschter Zielbereich einstellen. Mit zunehmender Anzahl der Antennenelemente und damit auch Oszillatoren wird bei gleichbleibendem Antennenabstand die Keulenbreite immer schmäler und mit der zusätzlichen Leistung die maximal erreichbare Entfernung immer größer.

### 6.5 Zweidimensionales Leistungsarray mit 16 Elementen

Dieses Power Combining-Konzept auf Grundlage des vorangegangenen Arrays stelle eine Besonderheit dar. In der oben diskutierten Anordnung ist es nur möglich, eine Veränderung der Richtcharakteristik in der H-Ebene zu erhalten. Eine Veränderung der Richtcharakteristik in der E-Ebene ist auf die gleiche Weise möglich. Hierfür müssen die Antennen anstatt in der H-Ebene in der E-Ebene nebeneinander angeordnet werden. Eine Kombination beider Möglichkeiten stellt

das vorliegende 4x4 Antennenarray dar. Hier werden sowohl in der H-Ebene als auch in der E-Ebene jeweils vier Oszillatoren über die Antennen gekoppelt. Das Besondere an diesem Design ist, dass das 4x4-Array ein lineares Array mit 16 Elementen ist, wie in Abb. 6.11 zu erkennen ist. Diese Art der Kopplung hat den Vorteil, dass weiterhin jeder Oszillator zwei Nachbarn hat, die er synchronisieren kann bzw. von denen er synchronisiert werden kann. Ein Neigen der entstehenden Radarkeule ist in diesem Array nicht möglich und auch nicht vorgesehen. Durch die Größe und die Lage der Antennenelemente ist es nicht mehr möglich, den Aufbau planar zu gestalten. In diesem Design mussten die Oszillatoren von den Antennen und der Koppelstruktur getrennt werden. Die 16 Oszillatoren wurden auf zwei Substraten mit je acht Oszillatoren gefertigt. Das gefaltete Antennenarray mit Koppelstruktur wurde auf einem weiteren Substrat separat von den Oszillatoren gefertigt. Da es in diesem Design nicht möglich war, das gesamte Design in einer Ebene zu entwerfen, wurden nun die Antennen auf der Vorderseite eines Trägers und die Oszillatoren auf die Rückseite des Trägers montiert. Die Verbindung der Oszillatoren mit den Antennen erfolgt mittels einer koaxialen Durchführung durch den Träger. Der Gesamtaufbau ist in Abb. 6.11 und Abb. 6.12 zu sehen.

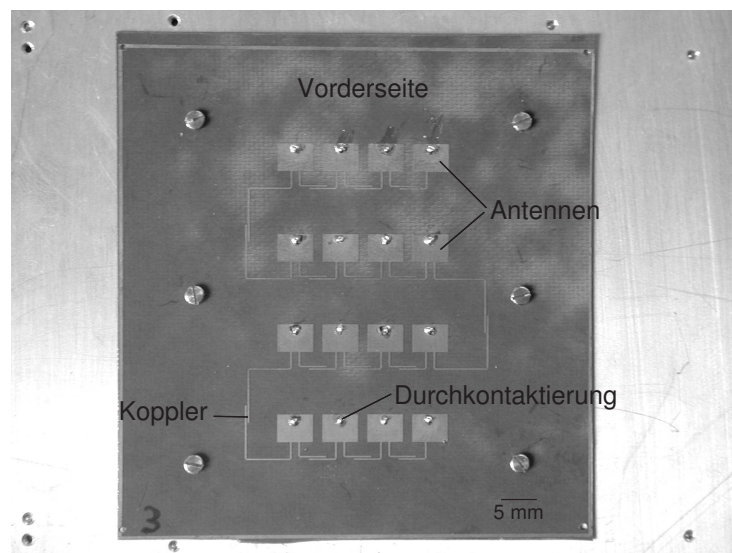


Abb. 6.11: Antennenarray mit koaxialer Durchkontaktierung.

Die zu diesem Array zugehörige Richtcharakteristik ist in den beiden Polargraphen Abb. 6.13 (a) und (b) zu sehen. Der Abstand der Antennenelemente ist in diesem Design unterschiedlich gewählt. Er beträgt für die in der H-Ebene liegenden Antennenelemente  $\lambda/2$  und für die in der E-Ebene liegenden  $\lambda$ . Somit lässt sich wiederum mit dem Abstand der Antennenelemente die Größe der Keulenbreite bestimmen.

Die koaxiale Durchkontaktierung, welche in diesem Design verwendet wurde, ist in Abb. 6.14 dargestellt. Die Dämpfung dieser Durchkontaktierung beträgt etwa 2,5 dB. Dies ist gemessen an den 3 dBm Ausgangsleistung eines Einzelooszillators sehr viel. Die an den Antennen ankommende Leistung beträgt hier nur noch 0,6 dBm. Die gemessene abgestrahlte Gesamtleistung beträgt

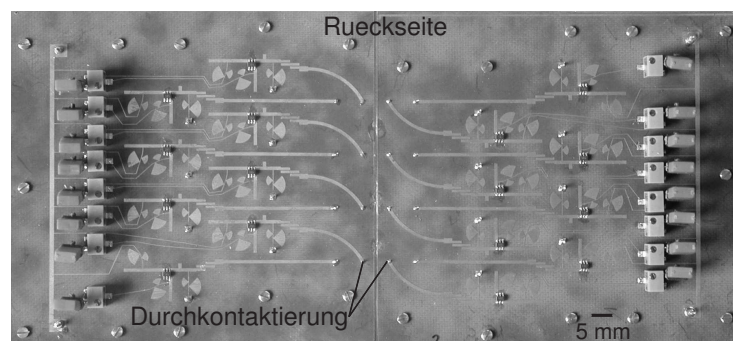


Abb. 6.12: Aufbau von 16 Oszillatoren und koaxialer Durchkontaktierung zum Antennenarray.

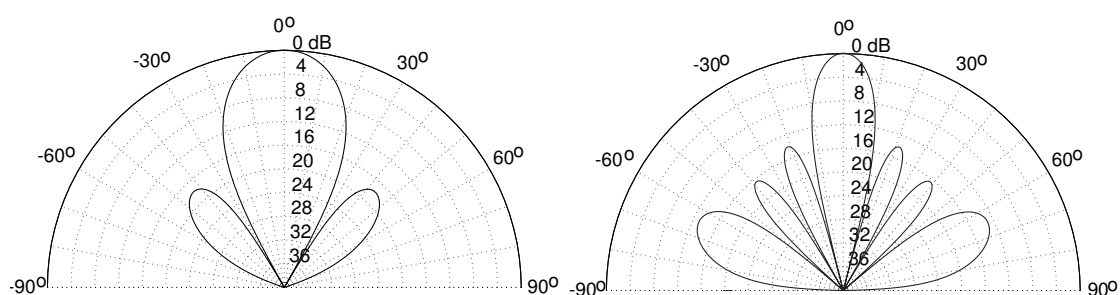


Abb. 6.13: Richtcharakteristik des 4x4 Arrays (a) H-Ebene mit  $0,5\lambda$  Abstand und (b) E-Ebene mit  $\lambda$  Abstand.

in diesem Design etwa 8,2 dBm. Rein rechnerisch müssten sich 12,6 dBm ergeben. Die übrigen 4,4 dBm sind auch hier wieder Verluste, die durch die gegenseitige Kopplung hervorgerufen werden.

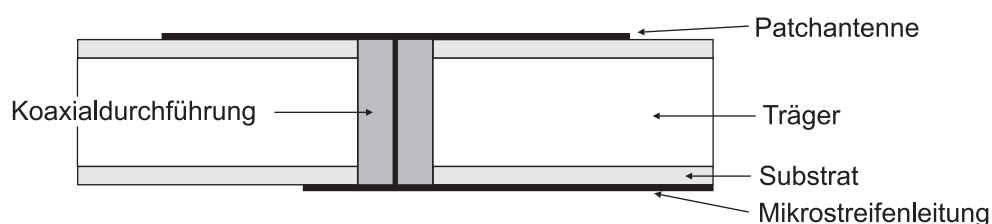


Abb. 6.14: Schemadarstellung der koaxialen Durchkontaktierung.

Eine mögliche Optimierung mit großem Potential bietet in diesem Design die Durchkontaktierung. Sie kann durch die verlustärmere Aperturkopplung ersetzt werden. Hierbei werden die Antennen durch eine Koppelleitung oder einen Koppelschlitz auf der Rückseite des Antennensubstrats angeregt. Nachteil bei dieser Methode ist, dass das Substrat beidseitig strukturiert werden muss. Zudem sind zwei unterschiedliche Substrate für die Antennen und für die restli-



che Struktur nötig. Eine Untersuchung dieser Koppelmethode konnte leider aus technologischen Gründen in dieser Arbeit nicht vorgenommen werden. Behandelt wird diese Art der Kopplung beispielsweise in [40, 49]. Eine Erweiterung des vorhandenen 4x4 Arrays ist möglich, auch eine asymmetrische Vergrößerung auf beispielsweise 4x5. Allerdings muss in diesem Fall die Koppelstärke für die gegenseitige Kopplung vergrößert oder die Durchgangsdämpfung stark reduziert werden, da sonst eine stabile Kopplung nicht gewährleistet werden kann. In Abb. 6.15 ist das Spektrum des gekoppelten Arrays zu sehen. Die Schwankungsbandbreite über 10 s beträgt 52 kHz, siehe Abb. 6.16. Das Rauschen der 16 gekoppelten Oszillatoren beträgt -96 dBc/Hz bei einer Ablage von 1 MHz. Der Gesamtgewinn des 16er Antennenarrays beträgt nach Gleichung (6.7) etwa 20 dB. Eine externe Kopplung für eine zusätzliche Stabilisierung bzw. die Verschiebung im 24 GHz ISM-Band ist hier nicht implementiert. Die Implementierung ist jedoch ohne Probleme über eine der beiden Randantennen möglich. Auch eine Stabilisierung auf der Grundwelle bei 12 GHz mittels des in Kapitel 4.4 beschriebenen Richtkopplers ist möglich.

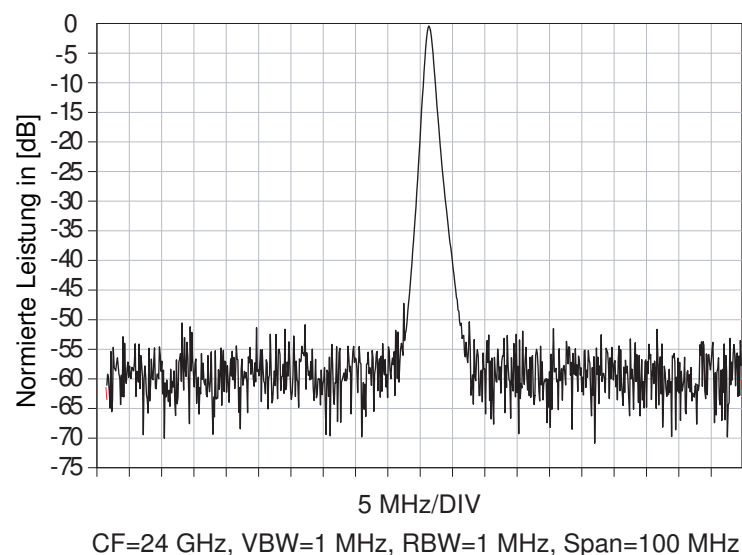


Abb. 6.15: Spektrum von 16 gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation.

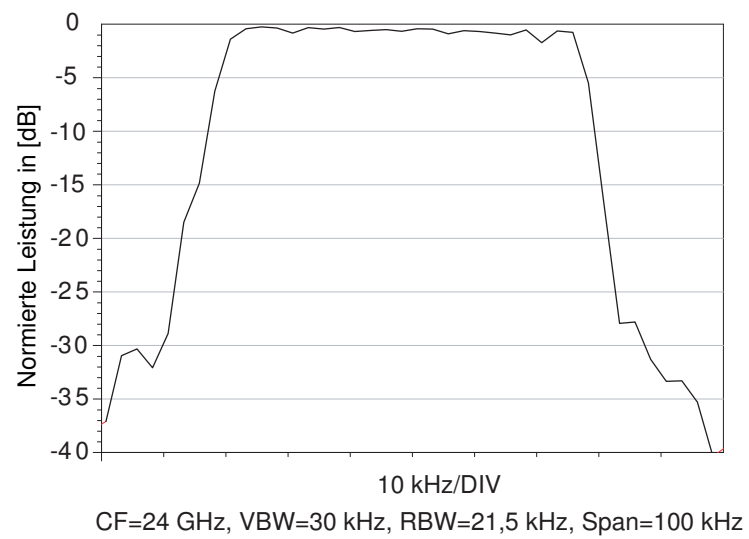


Abb. 6.16: Stabilität von 16 verkoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s.

## 7. STRAHLSTEUERUNG

Einige Anwendungen erfordern zusätzlich zu der höheren Leistung des vorangegangenen Power Combining eine Radarkeule, die sich neigen lässt. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass es unter Verwendung der Injektionssynchronisation möglich ist, die Hauptstrahlrichtung der durch Überlagerung erzeugten Radarkeule in ihrem Abstrahlwinkel zu verändern.

### 7.1 Theorie der Strahlsteuerung

In Kapitel 6 wurde gezeigt, dass innerhalb eines Oszillatorarrays eine Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Oszillatoren erzeugt werden kann. Damit ist es möglich, ein Array verkoppelter Oszillatoren für das Erzeugen hoher Leistungen zu realisieren. Eine Erweiterung dieses Systems besteht darin, den durch Überlagerung entstehenden Radarstrahl durch ein phasenverschobenes Signal zu neigen. Ein großer Vorteil hierbei ist, dass auf die Verwendung von Phasenschiebern für jedes Einzelelement verzichtet werden kann [55, 56]. Die Erweiterung zu dem bisher vorgestellten System besteht darin, dass an den beiden Randszillatoren ein externes Signal eingepreßt wird. Hierbei ist es möglich, bei entsprechender Phasenverschiebung das über die Antennen abgestrahlte Fernfeld so zu verändern, dass sich das Hauptmaximum der Radarkeule in beide Richtungen in Abhängigkeit der Phasenverschiebung der externen Signale bewegt.

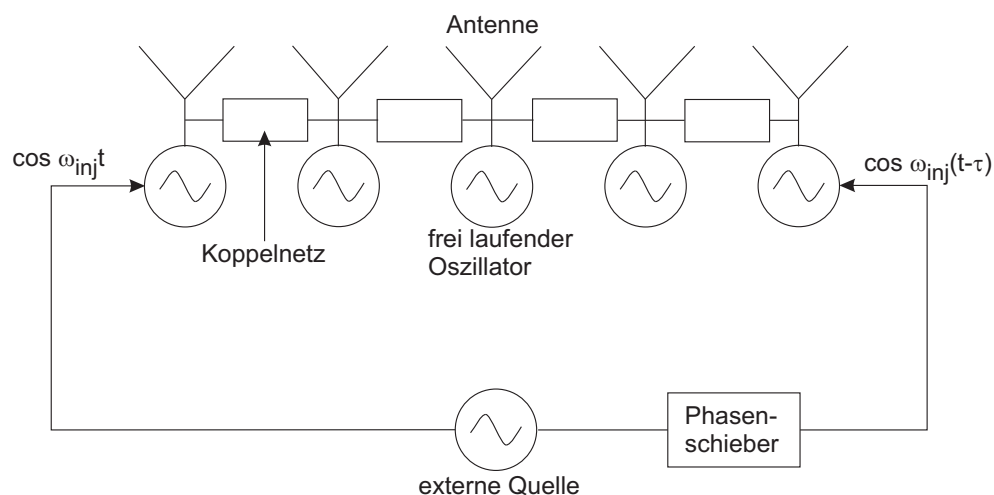


Abb. 7.1: Schemadarstellung eines bilateral verkoppelten Arrays für die Steuerung des Radarstrahls.

Ein erster Ansatz eines solchen Systems ist in [4] zu finden. In Abb. 7.1 ist das Schema

dieses Systems zu sehen. Das verwendete Verfahren beruht auf der gegenseitigen Kopplung der direkten Nachbarn über ein Koppelnetzwerk. Die beiden externen Signale, die an den beiden äußeren Oszillatoren eingepägt werden, haben hier die gleiche Frequenz und die gleiche Leistung. Der Unterschied zwischen den beiden Signalen ist die Phasenlage zueinander. Über einen Phasenschieber lässt sich die Phasenlage der beiden Injektionsleitungen zueinander verändern. An den beiden äußeren Oszillatoren liegt ein Signal gleicher Frequenz und Leistung, aber mit unterschiedlicher Phasenlage an. Unter bestimmten Voraussetzungen wird nun die eingepägte Phasendifferenz gleichmäßig zwischen den einzelnen Oszillatoren aufgeteilt. Es entsteht somit ein konstanter Phasenverlauf. Dies kann mit Hilfe von Gleichung (3.19) erklärt werden. Angenommen, es gilt  $\Phi = 0$ , dann wird Gleichung (3.19) vereinfacht zu

$$\frac{d\phi_i}{dt} = (\omega_i - \omega_{inj}) - \Delta\omega_f [\sin(\phi_i - \phi_{i-1}) + \sin(\phi_i - \phi_{i+1})] + \frac{\omega_i}{2Q} \frac{\rho_i}{\alpha_i} \sin(\psi_i - \phi_i) \quad (7.1)$$

mit  $i = 1, \dots, N$ , wobei gilt, dass alle Terme mit Index 0 oder  $N + 1$  vernachlässigt werden können. In der Konfiguration von Abb. 7.1 existieren zwei injizierte Signale mit

$$\rho_i = \begin{cases} \rho, & i = 1 \text{ oder } i = N \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.2)$$

Es wird vorausgesetzt, dass die Stärke des injizierten Signals so groß ist wie die Stärke der Koppelsignale zwischen den Oszillatoren,  $\rho = \epsilon$ . Man erhält als gültige Lösung für Gleichung (7.1) einen konstanten Phasenverlauf, gegeben durch  $\phi_i - \phi_{i-1}$ , vorausgesetzt, dass gilt

$$\omega_{inj} = \begin{cases} \omega_1 + \Delta\omega_f [\sin \Delta\phi + \sin(\psi_1 - \phi_1)], & i = 1 \\ \omega_i, & 2 \leq i \leq N - 1 \\ \omega_N + \Delta\omega_f [-\sin \Delta\phi + \sin(\psi_N - \phi_N)], & i = N \end{cases} \quad (7.3)$$

Dies gilt, wenn man voraussetzt, dass alle freilaufenden Frequenzen gleich sind mit der Frequenz des injizierten Signals,  $\omega_i = \omega_{inj}$ . Damit gilt  $\phi_1 - \psi_1 = \Delta\phi$  und  $\psi_N - \phi_N = \Delta\phi$ . Es wird weiterhin angenommen, dass eines der eingepägten Signale eine gemeinsame Phasenreferenz stellt, die mit  $\psi_1 = 0$  bezeichnet wird. Das bedeutet, dass  $\phi_i = i\Delta\phi$  ist. Daher gilt

$$\psi_N = (N + 1)\Delta\phi \quad (7.4)$$

Ein konstanter Phasenverlauf ist damit die Lösung für Gleichung (7.1), vorausgesetzt, dass die injizierten Signale eine relative Phasendifferenz haben, nach Gleichung (7.4). Dies impliziert, dass die Phasendifferenz zwischen den eingepägten Signalen gleichmäßig über das Array verteilt wird. Bezeichnet man in der Stabilitätsprüfung dieses Ergebnisses die Phasenstörung als  $\delta\phi$ , so erhält man aus Gleichung (7.1):

$$\frac{d}{dt}\delta\phi = -\Delta\omega_f \cos \Delta\phi \mathbf{A} \delta\phi \quad (7.5)$$

mit  $\mathbf{A}$  als identische Matrix, die bereits in Verbindung mit Gleichung (3.23) diskutiert wurden. Deshalb ist die konstante Phasenlösung stabil, vorausgesetzt dass  $\cos \Delta\phi > 0$  ist, was wiederum

die Einschränkung aus Gleichung (3.32) impliziert. Wie bei allen Systemen auf Basis einer einfachen Injektionssynchronisation beträgt die maximale Phasendifferenz zwischen den benachbarten Oszillatoren  $\pm\pi/2$ . Dies ergibt für ein Array mit  $d_x = \lambda_0/2$  als Antennenabstand einen maximalen Scanwinkel von  $30^\circ$  auf jede Seite.

Eine Erweiterung des Scannbereichs lässt sich durch einen veränderten Aufbau erreichen [57]. Die Gleichung für den Scanwinkel kann mit

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d_x}{\lambda} \sin(\Theta_{scan}) \quad (7.6)$$

und einem Antennenabstand von  $d_x = \lambda/2$  zu

$$\Theta_{scan} = \sin^{-1} \left[ \frac{\Delta\phi}{\pi} \right] \quad (7.7)$$

umformen.

Das Ausgangssignal eines beliebigen Oszillators des Arrays ist proportional zu  $\cos(2\pi f + n\Delta\phi)$ . Wenn nun ein Frequenzverdoppler zwischen Antenne und Oszillator implementiert ist, wird die Antenne von einem Signal, welches proportional zu  $\cos(4\pi f + 2n\Delta\phi)$  ist, gespeist. Somit beträgt die Phasenlage zwischen benachbarten Elementen  $2\Delta\phi$ . Mit einem Antennenabstand von  $d_x = \lambda/2$  beträgt damit der maximale Scanwinkel  $\Theta_{scan} = \pm 90^\circ$  wie aus Gleichung (7.7) zu sehen ist. Mit dieser Option ist es möglich, einen Gesamtscanbereich von  $180^\circ$  abzudecken [5, 58].

## 7.2 Array mit fünf Elementen und externer subharmonischer Synchronisation

Die Einprägung eines Signals gleicher Frequenz mit unterschiedlicher Phase an den beiden äußeren Oszillatoren lässt sich beispielsweise mit der in Abb. 7.2 dargestellten externen Beschaltung erreichen. Die Einprägung des externen Signals erfolgt in diesem Abschnitt über die Antennen, bei 24 GHz, der ersten Oberwelle des Oszillators. Das von der externen Quelle bereitgestellte Signal an Port 1 wird über einen Richtkoppler, hier ein Ratrace, auf die beiden Ports 2 und 4 aufgeteilt. Durch die Länge der beiden Zuleitungen vom Koppler zu den beiden externen Oszillatoren lässt sich die Phasenlage zwischen dem Eingang an Port 1 und den beiden Kopplern an den äußeren Antennen auf  $0^\circ$  einstellen. Da Port 3 des Ratraces nicht benötigt wird, ist dieser über einen  $50 \Omega$  Widerstand gegen Masse abgeschlossen. Damit werden die an Port 3 anliegenden Signale näherungsweise reflexionsfrei gegen Masse kurzgeschlossen. Liegt nun ein externes Signal an Port 1 an, so wird dieses zu gleichen Leistungsanteilen auf Port 2 und 4 aufgeteilt. Verändert man an einer der beiden Zuleitungen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle, so führt dies zu einem Phasenunterschied zwischen den beiden Zuleitungen und damit zu einem Phasenversatz zwischen den beiden Randoszillatoren. Der eingeprägte Phasenversatz teilt sich gleichmäßig über die fünf Oszillatoren des Arrays auf. Im Fernfeld erzeugt dieser Phasenversatz zwischen den einzelnen benachbarten Oszillatoren ein Neigen der Hauptstrahlrichtung in

Abhängigkeit der angelegten Phasenverschiebung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle lässt sich durch

$$v_{ph} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{r_{eff}}}} \quad (7.8)$$

berechnen. Durch Verändern von  $\epsilon_{r_{eff}}$  lässt sich die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit der Mikrostreifenleitung beeinflussen. Für die Berechnung von  $\epsilon_{r_{eff}}$  in Mikrostreifenleitern breitet sich ein Teil des elektromagnetischen Feldes in der Luft aus. Legt man nun beispielsweise eine Keramik auf einen Teil der Mikrostreifenleitung, so verändert man für diesen Teil der Leitung  $\epsilon_{r_{eff}}$  und damit die Phasenausbreitungsgeschwindigkeit nach Gleichung (7.8) und erzeugt damit eine Phasenverschiebung. Dieser Aufbau repräsentiert einen sehr einfachen Phasenschieber.

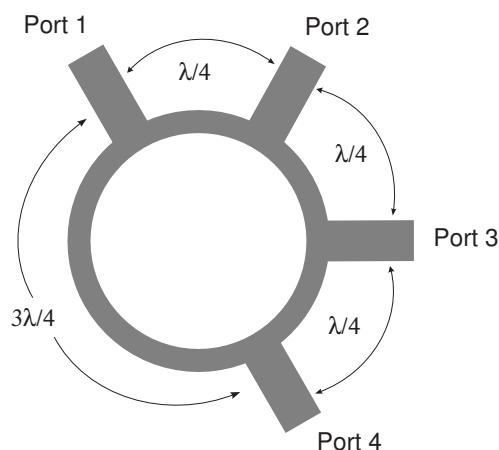


Abb. 7.2: Ratrace Koppler zur Aufteilung der Leistung an den Ports 2 und 4 bei Einspeisung an Port 1.

In Abb. 7.3 ist der gesamte Aufbau mit Ratrace, Phasenverschiebungsleitung und den fünf gekoppelten Oszillatoren zu sehen.

Ohne eine Keramik beträgt die Phasendifferenz zwischen den beiden Randoszillatoren  $0^\circ$ . Damit steht die Radarkeule senkrecht auf der Antennenfläche. In Abb. 7.4 ist das simulierte und das gemessene Richtdiagramm des 5er Arrays dargestellt. Der Antennenabstand beträgt hier  $\lambda/2$ . Der Unterschied zwischen der gemessenen und der simulierten Kurve hat mehrere Ursachen. Die gemessene Kurve wurde in  $5^\circ$  Schritten aufgenommen, was die Auflösung erheblich begrenzt. Weiterhin strahlen in diesem Aufbau nicht nur die Antennen, sondern auch sämtliche Leitungen ab, was zu einer zusätzlichen Überlagerung führt. Wichtig ist, dass die Hauptstrahlrichtung senkrecht auf der Antennenoberfläche steht und dass es nach links und rechts, zu größeren Winkeln hin, eine deutliche Absenkung der Nebenkeulen und der Restabstrahlung der Schaltung gibt. In den beiden folgenden Abbildungen 7.5 (a) und (b) sind die beiden Richtcharakteristiken mit  $-10^\circ$  und  $+10^\circ$  Neigung der Hauptstrahlrichtung zu sehen. In beiden Fällen wurde eine Phasenverschiebung mit Hilfe von Keramikplättchen auf den Zuleitungen erzeugt.

In Abb. 7.6 ist das Spektrum des 5er-Arrays dargestellt. Das Rauschen beträgt  $-88$  dBc/Hz

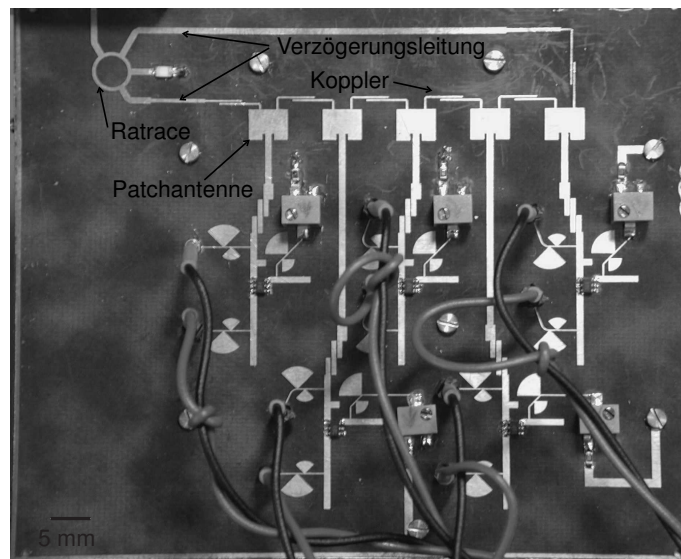


Abb. 7.3: Aufbau eines Arrays mit fünf Elementen und Ratrace.

bei einer Ablage von 1 MHz. Der Gewinn des Antennenarrays beträgt 14,22 dB. Über einen Zeitraum von 10 s beträgt die Kurzzeitstabilität 100 kHz, siehe Abb. 7.7.

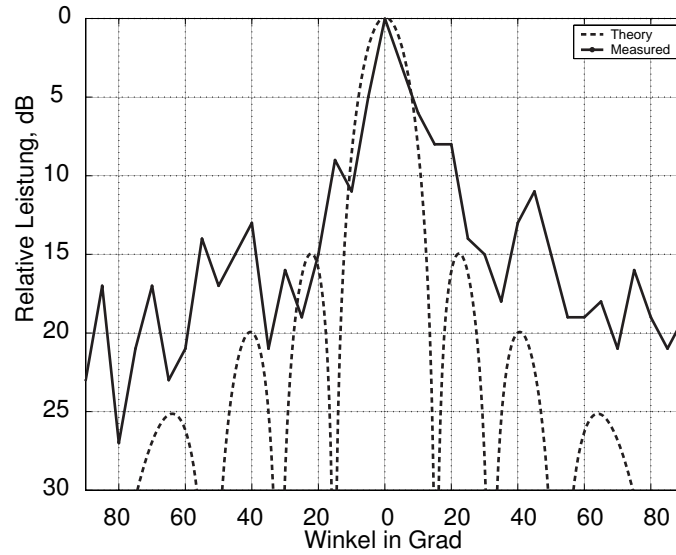


Abb. 7.4: Richtcharakteristik des Arrays ohne Phasenverschiebung zwischen den Elementen.

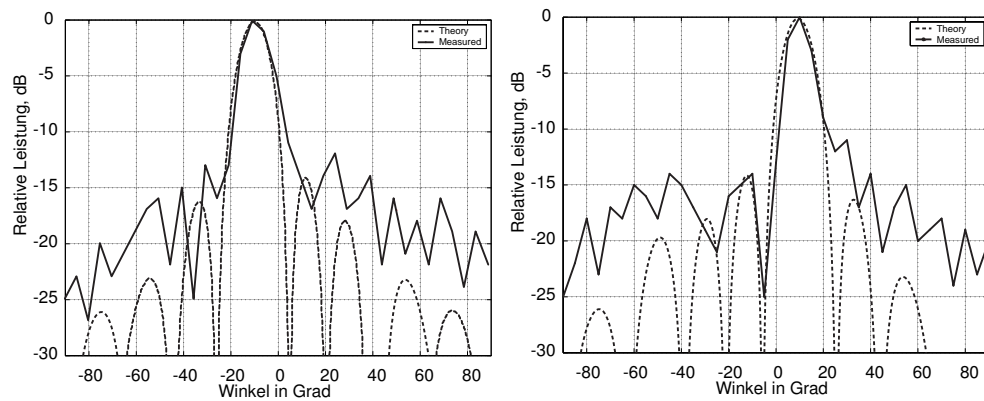


Abb. 7.5: Richtcharakteristik des Arrays mit einer Neigung der Radarkeule um  $\pm 10^\circ$ .



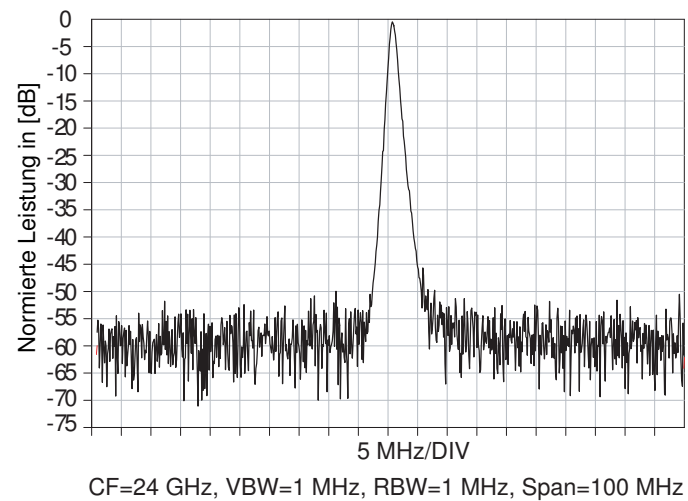


Abb. 7.6: Spektrum von fünf gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation.

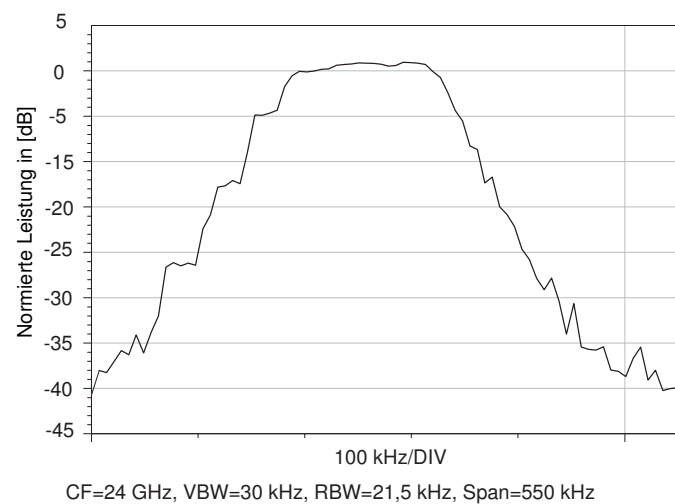


Abb. 7.7: Stabilität von fünf gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s.

### 7.3 Array mit neun Elementen und externer Grundwellensynchronisation

Gegenüber dem zuvor behandelten 5er Array, in dem mit Hilfe einer Signalquelle bei 24 GHz eine Phasenverschiebung über Leitungen erzeugt wurde, die dann zu einer Änderung der Hauptstrahlrichtung geführt hat, stehen in dem vorliegenden 9er Array zwei Signalquellen zur Verfügung. Die beiden Signalquellen arbeiten bei einer Frequenz von 12 GHz, was der Grundwelle der Oszillatoren entspricht. Damit wird das vorliegende Array auf der Grundwelle bei 12 GHz synchronisiert. Der unter Kapitel 4.4 entworfene Richtkoppler wird hier für die Synchronisation der beiden äußeren Oszillatoren verwendet. Die Verkopplung der Oszillatoren untereinander erfolgt weiterhin auf der ersten Oberwelle bei 24 GHz. In Abb. 7.8 ist der Aufbau des 9er Arrays mit den beiden externen Kopplern für eine Grundwellensynchronisation zu sehen.

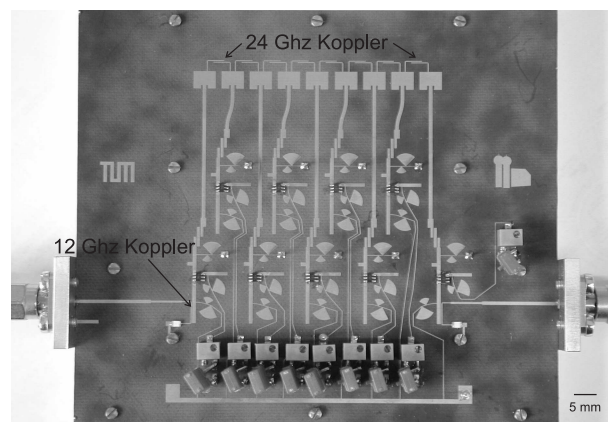


Abb. 7.8: Aufbau eines Arrays mit neun Elementen für das Einprägen einer Phasenverschiebung auf der Grundwelle.

Jeder der beiden äußeren Oszillatoren wird mit einer der beiden externen Synchronisationsquellen verbunden. Um zu gewährleisten, dass die beiden externen Quellen ein sowohl frequenz- als auch phasensynchrones Signal liefern, werden beide Quellen zusätzlich untereinander synchronisiert. Dies geschieht mit Hilfe eines 100 kHz Synchronisationssignals zwischen beiden Geräten. Um eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Synchronisationseingängen des Arrays zu erzeugen, befindet sich in einem Synchronisationspfad ein Phasenschieber, wie in Abb. 7.1 schematisch dargestellt. In Abb. 7.9 ist das Richtdiagramm des Antennenarrays ohne Phasendifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren zu sehen.

Die gestrichelte Linie entspricht hier der Simulation, während die durchgezogene Linie das Messergebnis darstellt. Die Messung wurde mit einer Winkelauflösung von  $5^\circ$  aufgenommen. Deutlich zu erkennen ist die Hauptstrahlrichtung mit einem steilen Abfall der Leistung nach beiden Seiten. Die dann beginnenden Nebenkeulen sind gegenüber der Simulation zu groß und stimmen nur annähernd mit den simulierten Ergebnissen überein. Dies ist auf eine zusätzliche Abstrahlung der gesamten Schaltung zurückzuführen. Verbesserung schafft hier entweder eine Abschirmung der Schaltung, wobei eine Rückwirkung auf die Oszillatoren verhindert werden muss, oder eine räumliche Trennung der Antennen von den Oszillatoren, wobei hier das Problem

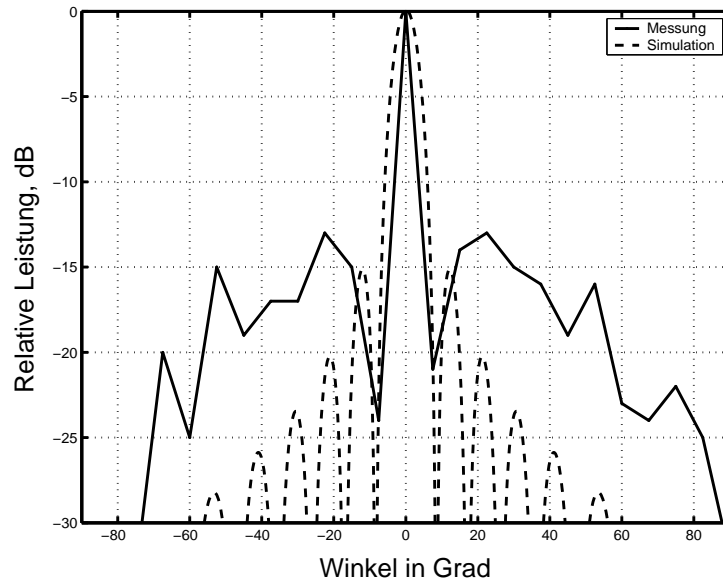


Abb. 7.9: Richtcharakteristik des Arrays ohne externe Phasenverschiebung.

der Verbindung zwischen Antenne und Oszillatoren besteht, siehe Durchkontaktierung Kapitel 6.5. Im Folgenden wurde der Messem Empfänger in  $22,5^\circ$  Schritten auf einer Kreisbahn um das Array bewegt, und mit dem Phasenschieber die Hauptadarkeule so nachgeführt, dass das Maximum des Arrays auf den Empfänger ausgerichtet ist. Da die Gesamtcharakteristik des Arrays die Einzelcharakteristik des Patchs multipliziert mit der Gruppencharakteristik ist, siehe Kapitel 6.2, muss sich die maximal in eine Richtung abgestrahlte Leistung normiert auf das Maximum bei  $0^\circ$  auf der normierten Abstrahlcharakteristik einer einzelnen Patchantenne bewegen. Simulation und Messung sind in Abb. 7.10 dargestellt.

Weiterhin ist in Abb. 7.10 zu erkennen, dass die Neigung der Hauptstrahlrichtung über  $30^\circ$  hinausgeht. Dies zeigt, dass die Erweiterung des Scannbereichs nach Gleichung (7.7) auch in diesem Fall gilt. Der Oszillator wirkt somit im Sinne der Gleichung (7.6) als Verdoppler und erweitert somit den Scannbereich des Arrays auf theoretisch  $\pm 90^\circ$  bei einem Antennenabstand von  $\lambda/2$ .

Die Erweiterung auf einen Scannbereich von  $\pm 90^\circ$  ist insofern theoretisch, da mit zunehmender Neigung der Radarkeule, Abb. 7.11, gegen einen der beiden Grenzwinkel auf der entgegengesetzten Seite die Leistung der Nebenkeule steigt, wobei gleichzeitig die Hauptkeule an Leistung verliert. In Abb. 7.12 ist dieser Fall dargestellt. Man erkennt deutlich, dass die abgestrahlte Maximalleistung des Arrays der Abstrahlcharakteristik des Einzelpatchs folgt und bei maximaler Neigung zwei Maxima vorhanden sind.

Der maximale Winkel, der von der resultierenden elektromagnetischen Welle beim Einschalten des Systems „angesprungen“ werden kann, bestimmt sich aus der Anzahl der Arrayelemente und der maximalen Phasendifferenz, die zwischen den beiden äußeren Oszillatoren eingestellt werden kann. Die weiteren Winkel bis zu den Grenzwinkeln  $\pm 90^\circ$  lassen sich nur durch ein

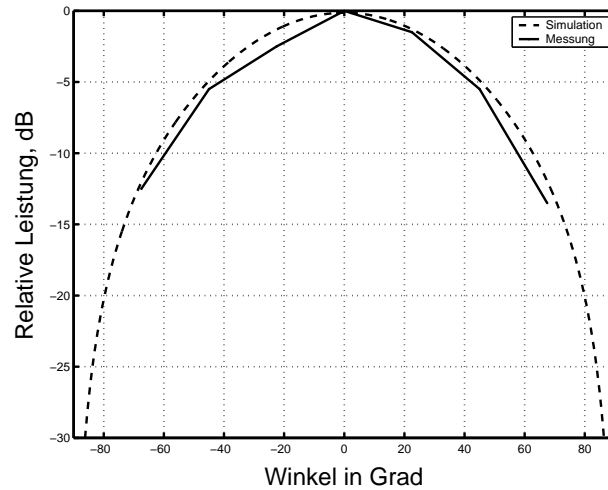


Abb. 7.10: Relativer Leistungsvergleich zwischen dem gemessenen, maximalen Leistungswert des gesteuerten Radarstrahls und der Richtcharakteristik einer Patchantenne.

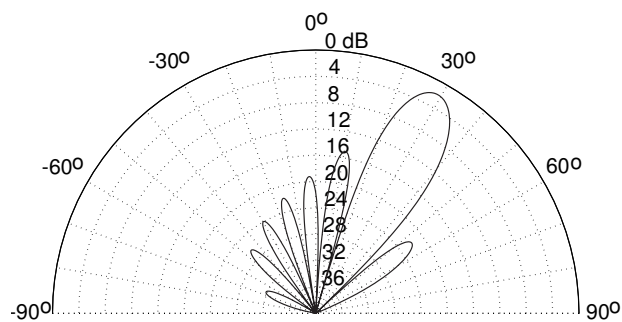


Abb. 7.11: Neigung des Radarstrahls um  $30^\circ$  bei einer Phasenverschiebung von  $\pi/2$  zwischen zwei benachbarten Elementen.

Durchfahren der Phasen einstellen. Ein direktes „Anspringen“ dieser Winkel ist nicht möglich. In dem vorliegenden Array beträgt der maximal „anspringbare“ Winkel  $\pm 14,4^\circ$  bei einer Phasendifferenz von  $\pm 359,9^\circ$ .

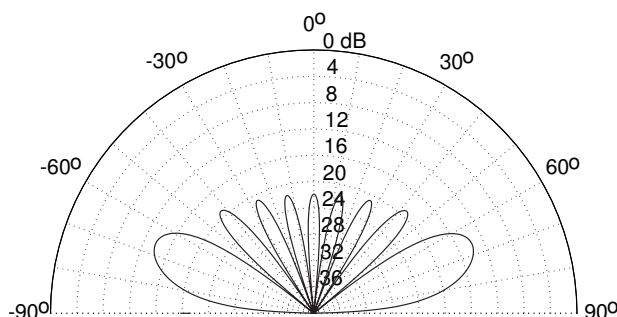


Abb. 7.12: Richtdiagramm bei einer Phasenverschiebung von  $\pi$  zwischen zwei benachbarten Elementen.

In Abb. 7.13 ist das Spektrum der neun verkoppelten Oszillatoren abgebildet. Das Rauschen beträgt ohne externe Synchronisation  $-102$  dBc/Hz bei einer Ablage von 1 MHz. Die Kurzzeitstabilität ist in Abb. 7.14 dargestellt. Sie beträgt 47 kHz.

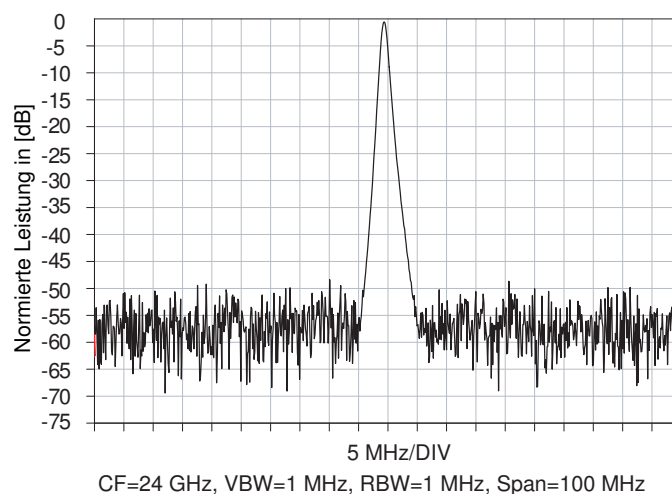


Abb. 7.13: Spektrum von neun gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation.

Wie in den beiden zuletzt vorgestellten Schaltungen ersichtlich ist, wird entweder bei einer Frequenz von 24 GHz oder von 12 GHz mindestens eine Quelle und ein Phasenschieber benötigt, um eine Strahlsteuerung zu ermöglichen. Für den Fall einer periodischen Abtastung besteht allerdings auch die Möglichkeit, eine sich periodisch ändernde Phase einzuprägen. Dies gelingt, indem man eine sich periodisch in der elektrischen Länge ändernde Leitung anstelle des Phasenschiebers einsetzt oder indem man eine Frequenzdifferenz  $\Delta f = |f_{inj1} - f_{inj2}|$  zwischen den

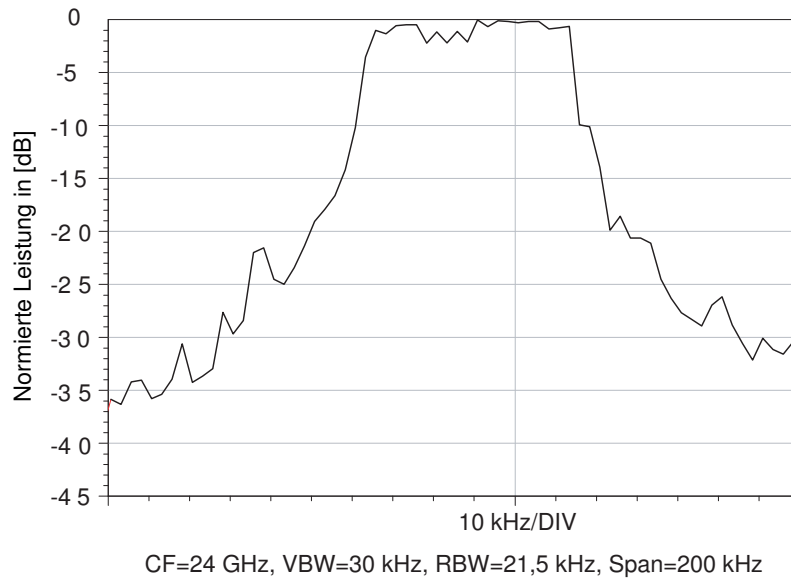


Abb. 7.14: Stabilität von neun gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s.

beiden externen Quellen mit  $f_{inj1}$  und  $f_{inj2}$  herstellt. Angenommen, die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Oszillatoren beträgt 1 Hz, so bedeutet dies, dass innerhalb einer Sekunde einer der beiden Oszillatoren eine Schwingungsperiode mehr ausführt als der andere. Das bedeutet aber auch, dass während einer Schwingungsperiode eine Differenz in der Phase von  $83,33^\circ e^{-12}$  entsteht, gemäß

$$\Delta\phi = \frac{f_{inj1}}{f_{inj2} - f_{inj1}} \quad (7.9)$$

Das Einprägen unterschiedlicher Frequenzen führt also zu einer periodischen Phasenverschiebung und daher zu einer periodischen Veränderung der Phasendifferenz. In Abb. 7.15 ist das Scannen mit einer periodischen Veränderung der Phasenlage zu erkennen. Eine Amplitudendemodulation des von dem Array ausgesendeten periodischen Signals ergibt eine Sinusschwingung. Das zeigt, dass eine periodische Phasenveränderung durch eine Frequenzdifferenz zwischen den beiden externen Quellen erzeugt wird und das Array diese Phasenveränderung auch übernimmt und der Radarstrahl dadurch permanent periodisch gesteuert wird. In diesem Fall erfolgt die Auslenkung über den vollen Winkelbereich von  $-90^\circ$  über  $0^\circ$  bis  $+90^\circ$ . Die Radarkeule bewegt sich dabei nur in eine Richtung kontinuierlich, mit oder gegen den Uhrzeigersinn in Abhängigkeit der angelegten externen Frequenzen.

Das hier gezeigte periodische Scannen ist wesentlich robuster und kostengünstiger als bisherige Systeme mit Phasenschiebern und damit für viele Anwendungen, beispielsweise im Automobilbereich, sehr attraktiv.

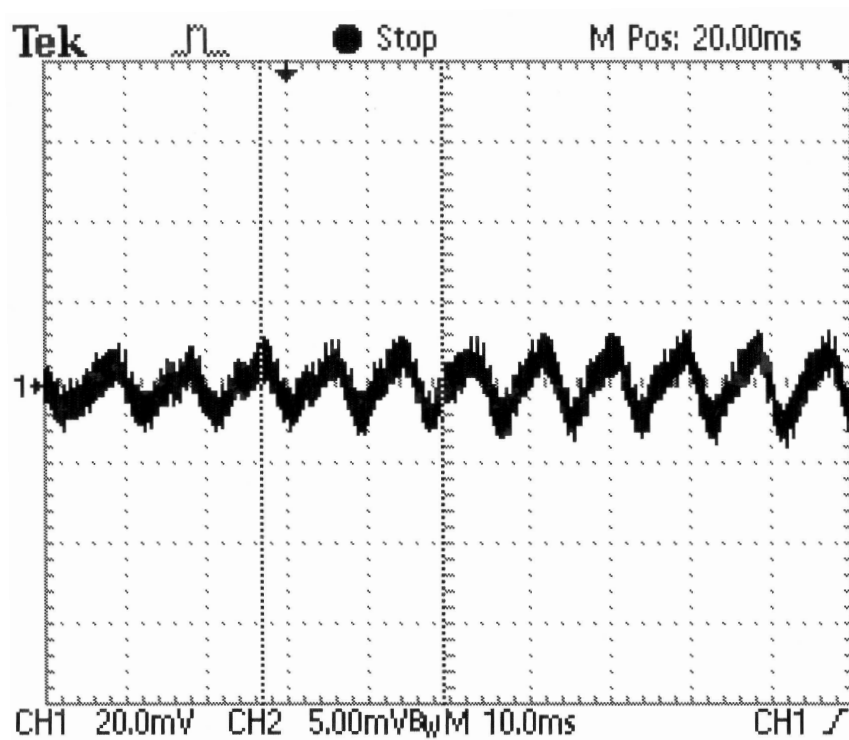


Abb. 7.15: Kontinuierliches Scannen des Radarstrahls bei Einprägen einer Frequenzdifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren.





## 8. EMPFÄNGER

Die bisher vorgestellten Konzepte dienen ausschließlich dazu, einen bestimmten Bereich mittels elektromagnetischer Wellen zu bestrahlen. Für eine Detektion von Objekten, beispielsweise für die Hinderniserkennung ist neben dem reinen Senden des Signals auch ein Empfang des am Hindernis reflektierten Signals sowie dessen Auswertung nötig. In der Dissertationsschrift [10] sowie der Diplomarbeit [47] wurden unterschiedliche Konzepte der Umgebungsdetektion vorgestellt. Das letztgenannte Konzept ist bereits für eine Objektdetektion bei einer Frequenz von 24 GHz ausgelegt. Daher soll dieses Konzept im Verlauf dieses Kapitels näher vorgestellt werden und als Vergleich dienen.

### 8.1 Funktionsprinzip eines monostatischen Dopplerradars

Die grundlegende Funktionsweise jedes Radarsystems ist die Bestimmung von Objektparametern eines vom Sensor entfernt befindlichen Zielobjekts mit Hilfe elektromagnetischer Wellen. RADAR steht für die englische Bezeichnung „radio detection and ranging“. Die berührungslose Bestimmung von Objektparametern geschieht in der Regel in drei Schritten [59]:

1. Aussendung einer elektromagnetischen Welle zum Zielobjekt
2. Reflexion eines Teils der ausgesandten Welle am Zielobjekt
3. Detektion der zum Sensor zurückreflektierten Welle

Durch Vergleich der vom Zielobjekt reflektierten Welle mit der ursprünglich gesendeten Welle lassen sich unterschiedliche Parameter des Rückstreueobjekts feststellen, wie beispielsweise:

- Richtung maximaler detektierbarer Leistung
- Frequenz der reflektierten Welle
- Phase der reflektierten Welle

Befinden sich hierbei Sender und Empfänger des Sensors an einem geometrischen Ort, so spricht man von einem monostatischen Radarsystem. Dieser Fall soll hier näher betrachtet werden.

Das Dauerstrichradar zählt zu den einfachsten und ältesten Radarformen. Sein Funktionsprinzip soll hier stark vereinfacht wiedergegeben werden. Eine genauere Analyse ist in [10] nachzulesen. In einem Dauerstrichradar wird eine elektromagnetische Welle der Frequenz  $f_0$  von einem Sender zu einem Radarziel ausgesendet. Das Radarziel bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $v$

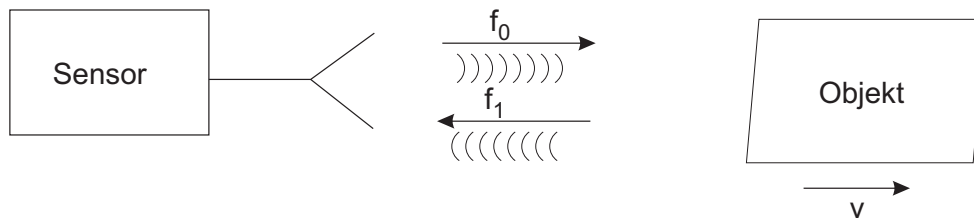


Abb. 8.1: Schematische Darstellung eines monostatischen Dopplerradars.

relativ zum Sensor. Beim Auftreffen der Welle wirkt das Zielobjekt als bewegter Empfänger, bei der erneuten Aussendung als bewegter Sender (Reflexion).

Die Reflexion am Zielobjekt hat zur Folge, dass sich die reflektierte Welle durch den Dopplereffekt in ihrer Frequenz  $f_1$  leicht von der Frequenz  $f_0$  der ausgesandten Welle unterscheidet. Es gilt dabei [60]:

$$f_1 = f_0 + \frac{2f_0}{c_0}v, \quad \text{für } (v/c_0)^2 \ll 1 \quad . \quad (8.1)$$

Nähert sich das Ziel dem Sensor an, so ist  $f_1 > f_0$ , bewegt sich das Ziel vom Sensor weg, gilt  $f_1 < f_0$ . Aussendung und Empfang der elektromagnetischen Welle kann durch einen selbstmischenden Oszillator mit Antenne erfolgen. Im ZF-Kreis eines Mischers bildet sich für den in Abb. 8.1 beschriebenen Fall die Differenzfrequenz  $f_D$  aus. Sie wird auch als „Dopplerfrequenz“ bezeichnet. Sie lässt sich berechnen durch

$$f_D = f_1 - f_0 = \frac{2f_0}{c}v_0 \quad . \quad (8.2)$$

Der Betrag von  $f_D$  ist proportional zur relativen Geschwindigkeit  $v$  zwischen dem Zielobjekt und dem Sensor. Durch die Bestimmung von  $f_D$  kann die Geschwindigkeit des Zielobjekts berührungslos gemessen werden.

## 8.2 Empfänger

Wie im vorangegangenen Kapitel bereits erläutert, ist bei einem monostatischen Radarsystem der Sender und der Empfänger an dem gleichen geometrischen Ort. Der Radarsensor beinhaltet damit sowohl den Sender als auch den Empfänger. Einige mögliche Sender wurden in den vorherigen Kapiteln bereits vorgestellt. Im Folgenden werden zusätzliche Überlegungen bezüglich des Signalempfangs für linear verkoppelte Antennenarrays angestellt.

Der in [47] vorgestellte Radardetektor, siehe Abb. 8.2, beinhaltet neben dem Oszillator zusätzlich einen Verstärker und einen Ringmischer mit Dioden für das Umsetzen des empfangenen Signals. Das vom Oszillator erzeugte Signal wird mit Hilfe des Verstärkers leicht verstärkt. Hauptsächlich dient der Verstärker als Isolator gegen eine aus dem Rtrace rücklaufende Welle. Ein Teil der Leistung des Signals im Rtrace wird als LO-Leistung für das Aussteuern der Mischerdioden verwendet. Der restliche Teil des Oszillatorsignals wird über die Antenne abgestrahlt. Das am Zielobjekt reflektierte und über die Antenne empfangene Signal  $f_1$  wird an den

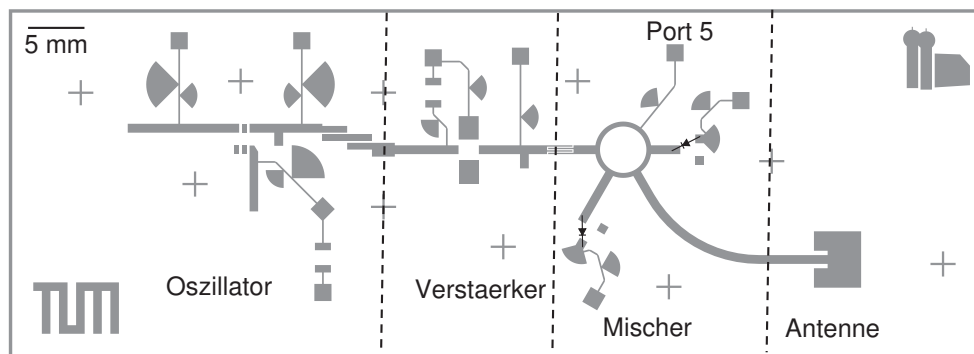


Abb. 8.2: Aufbau eines Radarsensors mit Oszillator, Verstärker, Diodenmischer und Patchantenne.

beiden Dioden mit dem Originalsignal  $f_0$  zu  $f_D$  heruntergemischt. Das resultierende Dopplersignal wird an Port 5 ausgekoppelt.

Das oben beschriebene Konzept lässt sich jedoch für eine Anwendung in einem linear gekoppelten Antennenarray nicht adaptieren, da der Koppelpfad zwischen Antenne und Oszillator für eine Synchronisation bidirektional ausgelegt sein muss. Dies schließt die Verwendung eines Verstärkers aus.

Weiterhin ist wichtig, dass die Leistung, die jede Antenne des Arrays erhält und über die auch die Nachbarn synchronisiert werden, gleich ist. Daraus folgt, dass das Ratrace als Empfänger nur verwendet werden kann, wenn in jedem Arrayelement ein entsprechender Ringmischer implementiert wird.

Es bleibt noch die Möglichkeit, mit einem externen Empfänger zu arbeiten. Hierbei muss allerdings darauf geachtet werden, dass der Empfänger die gleiche Frequenz wie das Array hat. Außerdem darf der Empfänger keine Leistung über die Antenne abstrahlen, da sonst die durch das Antennenarray mittels Überlagerung im Fernfeld erzeugte Richtcharakteristik verändert wird. Möglich ist dies durch einen reinen Empfänger, der an das mittlere Arrayelement über einen Koppler synchronisiert wird. Dafür ist eine Isolierung vom Ratrace zur Antenne, nicht aber von der Antenne zum Ratrace notwendig. Weiterhin muss die Koppelleistung ausreichend sein, um durch das Ratrace den Oszillator zu synchronisieren. Es darf sich kein Verstärker zwischen Oszillator und Ratrace befinden. Dies wäre eine Möglichkeit, ein bistatisches Radarsystem in einem linear verkoppelten Antennenarray mittels externer Empfangsantenne zu realisieren. Aus technologischen Gründen war es jedoch in dieser Arbeit nicht möglich, ein System dieser Art aufzubauen und zu vermessen.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Oszillator selbst als Mischer für das Dopplersignal zu verwenden. Die Vorteile bei einer solchen Verwendung sind offensichtlich:

- Keine zusätzliche Empfängerschaltung notwendig
- Empfänger läuft frequenz- und phasensynchron mit dem Sender im Gesamtarray
- Keine zusätzliche Antenne für den Empfang

- Empfang über mehrere Antennen möglich

Der Nachteil an dieser Empfangsart ist jedoch, dass das Rauschen des Oszillators bzw. des Empfängers sehr groß ist. Für einen solchen Betrieb wird vorausgesetzt, dass der Transistor des Oszillators das empfangene Signal  $f_1$  bei 24 GHz, also der ersten Oberwelle, mit der eigenen Oberwelle  $f_0$  bei 24 GHz nach unten mischt, um das Dopplersignal  $f_D$  zu erhalten. Die Funktionsweise des Mischens dieser beiden Signale entspricht dem in Kapitel 2.3 beschriebenen Vorgang. Unterschiedlich ist hierbei nur, dass beide Signale bei der ersten Oberwelle des Oszillators liegen.

Weiterhin stehen zwei unterschiedliche Konzepte für den Empfang zur Auswahl. Entweder wird der Empfang über eine Antenne realisiert, oder über mehrere Antennen. In [61] ist ein System unter Verwendung aller Arrayelemente vorgestellt, siehe Abb. 8.3. Neben der größeren Empfangsfläche bietet es zusätzlich die Möglichkeit, die Richtung, aus der das reflektierte Signal kommt, zu bestimmen, ohne die Radarkeule zu bewegen.

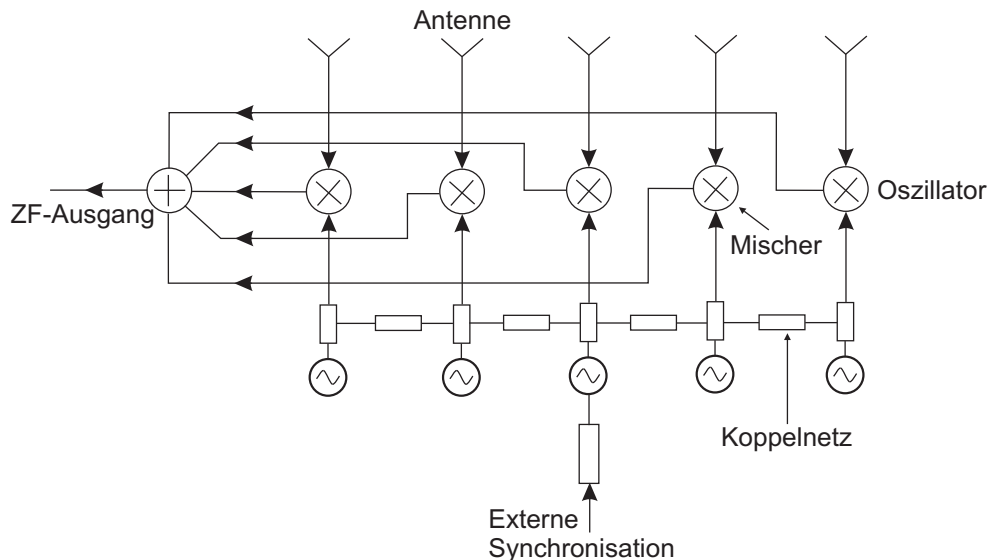


Abb. 8.3: Schemadarstellung eines Empfangsarrays unter Verwendung aller Antennenelemente.

### 8.3 Messergebnisse

Da sowohl bei einem einzelnen Empfangselement als auch bei einem ganzen Array empfangender Antennen an jedem Einzeloszillator das Signal gemischt wird, erfolgt die Untersuchung der Qualität des empfangenen Signals an einem einzelnen Arrayelement. Das heruntergemischte Dopplersignal  $f_D$  liegt zwischen den beiden Anschlüssen Gate und Source des Transistors an, siehe Abb. 8.4. Mit einem einfachen Verstärker lässt es sich entsprechend für nachfolgende Analysen verstärken. Als Verstärker wurden zwei unterschiedliche Typen verwendet. Ein sehr rauscharmer Verstärker, MAX 4106 ESA, und ein sehr einfacher Verstärker Typ LF351. Im Folgenden soll das Signal-Rauschverhältnis (S/N) des Radarsensor mit zusätzlichen Diodenmischern mit

dem des einfachen Sensors, einem Einzelelement des Lineararrays (Oszillator und Antenne), verglichen werden. Als Radarziel dient hierbei ein Tripelspiegel als starkes Radarziel, welcher in einem Abstand von 50 cm und 100 cm mit einem Hub von 10 cm bewegt wird. Zusätzlich wird das Rauschen der beiden Verstärker ohne angeschlossene Radarsensoren dokumentiert. Die entsprechenden Werte sind in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Diodenmischer	Verstärker MAX 4106 ESA	S/N	Verstärker LF351	S/N
Rauschen	0,4 mV		20 mV	
Signal 50 cm	1,5 mV	3,75	100 mV	5
Signal 100 cm	0,6 mV	1,5	30 mV	1,5
Oszillatormischer				
Rauschen	1,9 mV		100 mV	
Signal 50 cm	3,1 mV	1,6	210 mV	2,1
Signal 100 cm	2,3 mV	1,2	120 mV	1,2

Tab. 8.1: Signal-Rauschverhältnisse unterschiedlicher Empfangsmethoden und Verstärker.

Anhand der Ergebnisse lässt sich erkennen, dass das Signal-Rauschverhältnis beider Sensoren ähnlich ist. Aufgrund des geringen Unterschiedes und der oben beschriebenen Vorteile stellt das Mischen mit Hilfe des Transistors eine interessante Möglichkeit dar.

Ein weiterer Vorteil des direkten Empfangs sind die geringeren Kosten. Es werden weder ein zusätzlicher Transistor für die Isolation noch Mischerdioden benötigt. Durch das starke Rauschen des Empfängers ist es nicht notwendig, einen besonders rauscharmen Verstärker für die Aufbereitung des Dopplersignals  $f_D$  zu verwenden.

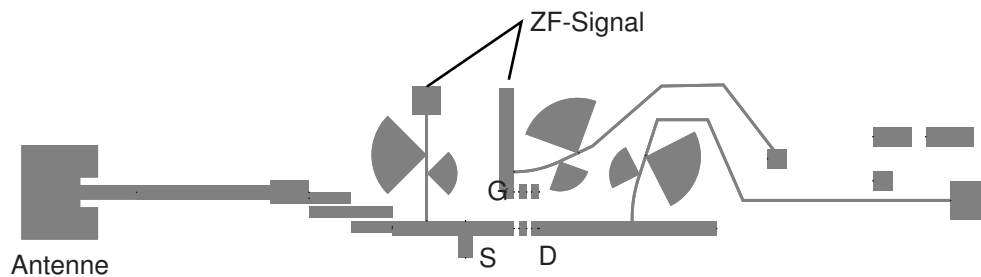


Abb. 8.4: Layout eines Einzelelements des Arrays als Radarsensor unter Verwendung des Transistors als Oszillatormischer für das Dopplersignal.



## 9. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit behandelt die Synchronisation von Mikrowellenoszillatoren. Mit Hilfe dieser synchronisierten Oszillatoren ist es möglich, linear gekoppelte Arrays zu realisieren. Diese dienen einerseits der Erzeugung von hohen Leistungen, andererseits soll untersucht werden, ob es möglich ist, die im Fernfeld durch Überlagerung erzeugte Radarkeule zu schwenken.

Zunächst wird der Mechanismus der Injektionssynchronisation erarbeitet. Dies geschieht anhand eines zuvor eingeführten allgemeinen Paralleloszillatormodells auf Basis eines Van der Pol-Oszillators. Mit Hilfe dieses Oszillatormodells werden die Mechanismen der Injektionssynchronisation auf der Grundwelle hergeleitet. Da in dieser Arbeit ein harmonischer Oszillator mit der ersten Oberwelle bei 24 GHz verwendet wird, erfolgt die Untersuchung der Synchronisation auf der ersten Oberwelle. Eigene Untersuchungen haben gezeigt, dass der dominante Effekt bei der Synchronisation eines harmonischen Oszillators das Mischen an der Nichtlinearität des aktiven Elements ist. Das bedeutet, dass bei der Injektion eines externen Signals nahe der ersten Oberwelle des Oszillators das Synchronisationssignal mit der Grundwelle des Oszillators nach unten gemischt wird. Anschließend findet eine Synchronisation des Oszillators mit dem nach unten gemischten externen Signal statt. Die Zielfrequenz ist bei einer Synchronisation auf der ersten Oberwelle die halbe eingepreßte Frequenz. Aus Sicht der Quelle erfolgt die Synchronisation auf der ersten subharmonischen Frequenz.

Für die Verkopplung mehrerer Oszillatoren zu einem linearen Array werden im Anschluss die mathematischen Modelle sowie die Bedingungen an das Koppelnetzwerk dargestellt. Für den Fall der bilateralen Verkopplung, erfolgt zusätzlich eine genauere Analyse. Unter der Annahme, dass alle Oszillatoren die gleiche Amplitude haben, ist die gemeinsame Frequenz linear verkoppelter Oszillatoren die Durchschnittsfrequenz aller frei laufenden Oszillatoren. Die Analyse des Phasenrauschens ergibt, dass eine Verbesserung um den Faktor  $1/N$  bei  $N$  verkoppelten Oszillatoren zu erwarten ist.

Auf dieser Basis wird der für diese Arbeit benötigte Oszillator mit allen notwendigen Komponenten entworfen. Die Realisierung erfolgt diskret in Mikrostreifenleitungstechnologie auf RT-Duroid als Substrat und einem Standard Agilent ATF63163 Transistor. Der Oszillator ist als harmonischer Oszillator entworfen und arbeitet bei einer Grundfrequenz von 12 GHz. Diese wird an einem Filter vollständig reflektiert. Auf der Grundwelle wird somit keine Leistung entnommen. Nur die erste Oberwelle wird über eine Patchantenne nach dem Filter abgestrahlt. Die maximale Ausgangsleistung des Oszillators bei 24 GHz an  $50 \Omega$  beträgt 3 dBm. Um Toleranzen im Aufbau auszugleichen und den Oszillator in seiner Frequenz nachträglich zu verändern, besteht die Möglichkeit, den Drainstüb nachträglich zu kürzen oder die Gate-Source-Spannung zu verändern.

Die Verkopplung mehrerer Oszillatoren untereinander erfolgt über Koppelstrukturen an der

Patchantenne. Durch eine Überlagerung der Einzelleistungen im Fernfeld wird eine hohe Ausgangsleistung erzeugt. Das in dieser Arbeit realisierte 3er Array für das Power Combining hat einen Leistungsgewinn von 4 dB. Dadurch wird die Reichweite des Radarsystems erhöht. Zusätzlich ist es möglich, durch Variation des Antennenabstandes die Abstrahlcharakteristik des Gesamtarrays auf die entsprechende Anwendung anzupassen. Durch einen zusätzlichen Koppler an der Antenne eines äußeren Oszillators kann das gesamte Array durch eine externe Quelle synchronisiert werden und gegebenenfalls in der Frequenz verändert werden. Eine Besonderheit stellt das vorgestellte linear verkoppelte 4x4-Array dar. Hierbei ist eine lineare Kette von 16 Elementen miteinander verkoppelt. In diesem Fall kann die resultierende Radarkeule sowohl in der E-Ebene als auch in der H-Ebene durch Überlagerung in ihrer Charakteristik verändert werden.

Eine Erweiterung des reinen Power Combining für hohe Leistungen stellen die verkoppelten Arrays mit einer elektronisch steuerbarer Radarkeule dar. In der theoretischen Herleitung wird gezeigt, dass sich eine Phasendifferenz, welche in einem Lineararray zwischen den beiden äußeren Oszillatoren eingepägt wird, gleichmäßig auf alle Elemente des Arrays verteilt. Dies wird mit dem realisierten Arrays experimentell bestätigt.

Hierfür wird an einem 5er Array mit Hilfe einer externen Synchronisationsquelle der Radarstrahl um einen Winkel von  $\pm 10^\circ$  von der normalen Strahlrichtung senkrecht zur Ebene der Patchantenne abgelenkt. Das Signal der externen Synchronisationsquelle wird über ein Ratrace in seiner Leistung halbiert und zu gleichen Teilen über die Koppler an den Patchantennen der äußeren Oszillatoren eingepägt. Die Phasenverschiebung entsteht durch eine Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf den Zuleitungen zu den beiden Oszillatoren mittels Keramik. Durch die Phasendifferenz, die zwischen den beiden äußeren Oszillatoren eingepägt wird, kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Elementen des Arrays und damit zu einem Neigen des resultierenden Radarstrahls.

Eine weitere Möglichkeit der Strahlsteuerung stellt ein 9-Elemente Array dar. Hier wird die Phasendifferenz durch einen Phasenschieber erzeugt und zwischen den beiden äußeren Oszillatoren auf der Grundwelle eingepägt. Dies erfolgt über einen speziellen Koppler am Drainstüb des jeweiligen Oszillators. Mit diesem Aufbau ist es möglich, mit der Radarkeule einen Bereich von  $180^\circ$  also  $\pm 90^\circ$  abzudecken. Dies ist nur durch eine Abstrahlung auf der ersten Oberwelle mit einem Antennenabstand von  $\lambda/2$  möglich. Eine Abstrahlung auf der Grundwelle schränkt den Scanbereich auf  $\pm 30^\circ$  ein. Die Kopplung der Arrayelemente untereinander erfolgt weiterhin über die Antennen.

Ein periodisches Scannen ohne Phasenschieber lässt sich durch das Einprägen einer Frequenzdifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren dieses Arrays realisieren. Das erzeugt eine kontinuierliche Phasenverschiebung zwischen den beiden äußeren Oszillatoren, die gleichmäßig auf alle Elemente aufgeteilt wird. Über die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Synchronisationsquellen lässt sich die Abtastgeschwindigkeit der Radarkeule einstellen. Je nach dem, an welchem Oszillator die höhere Frequenz anliegt, ergibt sich eine Drehrichtung des Hauptstrahls mit oder gegen den Uhrzeigersinn.

Die theoretisch ermittelte Verbesserung des Rauschens kann mit den in dieser Arbeit realisierten linearen Arrays nicht bestätigt werden. Zwar verbessert sich das Rauschen mit der Anzahl der verkoppelten Oszillatoren, der Faktor  $1/N$  wird allerdings nicht erreicht und kann damit nicht bestätigt werden. Vermutlich sind hier die Streuungen der Bauelemente sowie die Ungenauigkei-



ten im Aufbau eine zu große Fehlerquelle.

Die Untersuchung des harmonischen Oszillators als Empfänger für ein monostatisches Doppellerradar rundet diese Arbeit ab. Hierbei kann gezeigt werden, dass es mit dem verwendeten Arrayelement möglich ist, das vom Zielobjekt reflektierte Signal an dem aktiven Element des Transistors herunter zu mischen und das Dopplersignal zwischen Gate und Source des Transistors für eine weitere Verarbeitung bereit zu stellen. In einem Vergleich mit einem Dopplerradar mit Diodenringmischer stellte sich heraus, dass das Signal-Rauschverhältnis etwas schlechter ist, was auch zu erwarten war. Durch die geringen Kosten sowie einen einfachen Aufbau stellt diese Lösung dennoch eine durchaus ernst zunehmende Alternative dar.

Mit Abschluss dieser Arbeit steht ein robustes und preiswertes Radarsystem zur Verfügung, mit dem hohe Leistungen bei einer Frequenz von 24 GHz erzeugt werden können. Darüber hinaus bietet es die Möglichkeit, die Radarkeule elektronisch zu schwenken. Damit benötigt man bei gleicher abzutastender Fläche weniger Sender. Das System kann zudem auch für den Empfang des reflektierten Signals verwendet werden, was einen zusätzlichen Empfänger überflüssig macht. Der geringe Grundpreis des Radarsystems, die niedrige Anzahl benötigter Sensoren und der komplette Wegfall eines externen Empfängers machen dieses Konzept für den Massenmarkt sehr attraktiv.



# ANHANG



## A. VERZEICHNIS DER VERWENDETEN FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN

ADS	Advanced Design System
AIA	Aktive Integrierte Antennen
CF	Center Frequency
HEMT	High Electron Mobility Transistor
ISM	Industrie Science Medicine
LNA	Low Noise Amplifier
LO	Lokalszillator
MMIC	Monolithic Microwave Integrated Circuit
RBW	Resolution Bandwidth
VBW	Video Bandwidth
ZF	Zwischenfrequenz
$A$	Amplitude
$a_n$	einlaufende Welle
$B$	Suszeptanz
$b_n$	auslaufende Welle
$C$	Kapazität
$C_{GR}$	Gruppencharakteristik
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit
$D$	Diode
$D$	Drain
$d_x$	Abstand zwischen zwei Antennen
$E$	elektrische Feldlinien
$\mathbf{E}$	Einheitsmatrix
$f_D$	Dopplerfrequenz
$f_r$	Resonanzfrequenz
$f_S$	Signalfrequenz
$f_0$	Oszillatorfrequenz
$G$	Gate
$G$	Antennengewinn
$G_a$	Leitwert des aktiven Elements
$G_L$	Leitwert der Last
$G_0$	negativer Kleinsignalleitwert des Van der Pol Oszillators
$G_2$	Kleinsignalleitwert des Van der Pol Oszillators

<b>H</b>	magnetische Feldlinien
$h$	Dicke des Substratmaterials
$I_D$	Drainstrom am Transistor
$i_D$	Diodenstrom
$I_{inj}$	Injizierende Stromquelle
$k_0$	Wellenzahl im Vakuum
<b>L</b>	Induktivität
$l$	Länge
$P_{inj}$	eingeprägte Leistung
$R_a$	Widerstand des aktiven Elements
$R_L$	Lastwiderstand
<b>S</b>	Source
<b>S</b>	Streumatrix
$s$	Spaltbreite
$t$	Zeit
$u_D$	Spannung über der Diode
$U_{GS}$	Gate-Source-Spannung
$u_{LO}$	Spannung des Lokaloszillators
$U_{osc}$	Spannung am Oszillator
$u_S$	Spannung der Signalquelle
<b>V</b>	Spannung
<b>v</b>	Geschwindigkeit
$v_{ph}$	Phasengeschwindigkeit
$w$	Breite der Mikrostreifenleitung
$w_{eff}$	effektive Leitungsbreite
$x, y, z$	kartesische Koordinaten
$Z_a$	Admittanz des aktiven Teils
$Y_g$	Gesamtadmittanz
$Y_{osc}$	Impedanz des Oszillators
$Y_P$	Impedanz des Paralleloszillators
$Z_p$	Admittanz des passiven Teils
$Z_S$	Admittanz des Serienoszillators
$Z_w$	komplexer Leitungswellenwiderstand
$\alpha$	frei laufende Amplitude
$\beta$	Phasenbelag
$\Gamma_a$	Reflexionskoeffizient des aktiven Teils
$\Gamma_p$	Reflexionskoeffizient des passiven Teils
$\delta_{ij}$	Kronecker Deltafunktion
$\epsilon$	Koppelphase
$\epsilon_r$	reelle, relative Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_{reff}$	relative, effektive Dielektrizitätskonstante
$\Theta$	Winkel

---

$\Theta_{scan}$	Scanwinkel
$\kappa$	Koppelmatrix
$\kappa$	Koppelstärke
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	nichtlineare Größe aus dem Verhältnis $G_0 + G_L$ und $G_L$
$\rho$	Amplitude des injizierten Signals
$\tau_g$	Gruppenverzögerung
$\Phi$	Winkel
$\phi$	Phasenwinkel
$\psi$	Phasenwinkel
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_f$	Synchronisationsfrequenz
$\omega_{inj}$	injizierte Frequenz
$\omega_{LO}$	Kreisfrequenz des Lokaloszillators
$\omega_r$	Referenzfrequenz (Kreisfrequenz)
$\omega_S$	Kreisfrequenz des Signals
$\omega_{sync}$	Synchronisationsfrequenz (Kreisfrequenz)
$\omega_0$	frei laufende Oszillatorfrequenz (Kreisfrequenz)
$\omega_{3dB}$	halbe 3dB Bandbreite des Parallelresonanzkreisoszillators





## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Mögliche Einsatzgebiete eines 24 GHz Radars an einem Automobil . . . . .	3
2.1	(a) Allgemeines Paralleloszillatormodell; (b) Einfache Schaltung für einen sinusidealen Oszillator für die Analyse der Injektionssynchronisation. . . . .	7
2.2	Relative Phasenverschiebung zwischen einem Oszillator und einem eingepprägten externen Signal in Abhängigkeit der normierten eingepprägten Frequenz. . . . .	12
2.3	Äquivalente Oszillatormodelle. (a) Parallelresonanzmodell. (b) Serienresonanzmodell. . . . .	13
2.4	Fangbandbreite der Oszillatoren bei unterschiedlichen Leistungen der externen Quelle, eingepprägt auf der Grund- und Oberwelle bei verschiedenen Oszillatorspannungen. . . . .	14
2.5	Einfacher Diodenmischer mit zwei Quellen. . . . .	15
2.6	Mischprodukte, dargestellt in einer Frequenzpyramide und einem f-i Diagramm. . . . .	16
2.7	Großsignalersatzschaltbild eines HEMT Transistors für den Mischbetrieb. . . . .	17
2.8	Stark nichtlineare Kennlinie eines Transistors. . . . .	18
3.1	Mögliche Arraygeometrien. (a) Jedes Element ist auf ein gemeinsames Referenzsignal, welches durch ein HF-Netzwerk verteilt wird, synchronisiert; (b) Unilaterale Injektionssynchronisation, bei der jeder Oszillator nur einen Nachbarn koppeln kann; (c) Bilaterale Kopplung der nächsten Nachbarn. . . . .	22
3.2	Allgemeines Modell für das Verkoppeln von Oszillatoren, das die in Abb. 3.1 gezeigten Möglichkeiten beinhaltet. . . . .	23
4.1	Feldverteilung an einer Mikrostreifenleitung mit H-Feldlinien und E-Feldlinien. . . . .	36
4.2	Allgemeine Struktur eines N-Tor Oszillators. . . . .	38
4.3	Äquivalente Darstellung für einen Eintoroszillator. . . . .	41
4.4	Beschaltung des Oszillators mit einem modifizierten Gatestub. . . . .	43
4.5	Design des Filters in Mikrostreifentechnik. . . . .	44
4.6	Filterparameter des oben dargestellten Filters. . . . .	44
4.7	Schemadarstellung des Biasnetz für 12GHz und 24 GHz. . . . .	45
4.8	Feldverteilung an einer Patchantenne und Näherung durch einen strahlenden Schlitz. . . . .	46
4.9	Patchantenne mit Ersatzschaltbild (zwei strahlende Schlitze) für die Berechnung des Eingangswiderstands. . . . .	48
4.10	Verschiebung des Antennenspeisepunkts und S-Parameter der entworfenen Antenne für 50 $\Omega$ . . . . .	48

4.11	Sphärisches Koordinatensystem für die Darstellung der E-Ebene und der H-Ebene zur Patchantenne. . . . .	49
4.12	Richtcharakteristik einer einzelnen Patchantenne in der H-Ebene in Polardarstellung. . . . .	49
4.13	Richtcharakteristik einer einzelnen Patchantenne in der E-Ebene in Polardarstellung. . . . .	50
4.14	Feldverteilung an verkoppelten Leitungen im (a) Gleichtakt- und (b) Gegentaktmodus. . . . .	51
4.15	Koppler für die Verkopplung zweier Patchantennen mit Simulationsports. . . . .	52
4.16	Zwei verkoppelte Patchantennen für eine Synchronisation auf der ersten Oberwelle. . . . .	52
4.17	S-Parameter des Kopplers. . . . .	53
4.18	Schematische Darstellung eines Richtkopplers. . . . .	53
4.19	Drainstuf mit Richtkoppler für eine Synchronisation auf der Grundwelle. . . . .	54
4.20	S-Parameter des Richtkopplers (S11). . . . .	54
4.21	S-Parameter des Richtkopplers (S12). . . . .	54
5.1	Gesamtlayout des Oszillators (mit aktivem und passivem Teil) und einer Patchantenne als Last. . . . .	55
5.2	Aufgebauter Oszillator mit Antenne und Kopplung für externe Synchronisation . . . . .	56
5.3	Richtcharakteristik des Oszillators mit einer einzelnen Patchantenne in der (a) H-Ebene und (b) E-Ebene (simuliert). . . . .	56
5.4	Obere und untere Grenze des Fangbereichs in Abhängigkeit der eingepprägten Leistung auf der ersten Oberwelle und der Biasspannung am Transistor des Oszillators. . . . .	57
5.5	Obere und untere Grenze des Fangbereichs in Abhängigkeit der eingepprägten Leistung auf der Grundwelle und der Biasspannung am Transistor des Oszillators. . . . .	58
5.6	Vergleich der beiden Fangbereiche zwischen Grund- und Oberwelle bei zwei unterschiedlichen Oszillatorspannungen. . . . .	59
5.7	Spektrum eines einzelnen Oszillators . . . . .	60
5.8	Stabilität eines einzelnen freilaufenden Oszillators für 10 s. . . . .	60
6.1	Einfaches Lineararray parallel gekoppelter Oszillatoren mit Koppel- und Lastnetzwerk. . . . .	62
6.2	Geometrische Schemadarstellung eines Antennenarrays für die Berechnung der Überlagerung im Fernfeld. . . . .	63
6.3	Radarkeule eines Arrays mit vier Elementen und (a) $0,25\lambda$ bzw. (b) $0,75\lambda$ Einzelelementabstand. . . . .	64
6.4	Radarkeule eines Arrays mit vier Elementen und (a) $\pi/6$ bzw. (b) $\pi/2$ Phasendifferenz zwischen den Elementen. . . . .	64
6.5	Array für das Power Combining ohne externe Synchronisation. . . . .	65
6.6	Layout eines Arrays mit drei Elementen und externer Synchronisationsmöglichkeit. . . . .	66
6.7	Spektrum von drei gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation. . . . .	66

6.8	Richtcharakteristik in der H-Ebene des drei Elemente Arrays mit $0.75\lambda$ Antennenabstand. . . . .	67
6.9	Aufbau eines Arrays mit drei Elementen und externer Synchronisationsmöglichkeit. . . . .	67
6.10	Kurzzeitstabilität von drei verkoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s. . . . .	68
6.11	Antennenarray mit koaxialer Durchkontaktierung. . . . .	69
6.12	Aufbau von 16 Oszillatoren und koaxialer Durchkontaktierung zum Antennenarray. . . . .	70
6.13	Richtcharakteristik des $4 \times 4$ Arrays (a) H-Ebene mit $0,5\lambda$ Abstand und (b) E-Ebene mit $\lambda$ Abstand. . . . .	70
6.14	Schemadarstellung der koaxialen Durchkontaktierung. . . . .	70
6.15	Spektrum von 16 gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation. . . . .	71
6.16	Stabilität von 16 verkoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s. . . . .	72
7.1	Schemadarstellung eines bilateral verkoppelten Arrays für die Steuerung des Radarstrahls. . . . .	73
7.2	Ratrace Koppler zur Aufteilung der Leistung an den Ports 2 und 4 bei Einspeisung an Port 1. . . . .	76
7.3	Aufbau eines Arrays mit fünf Elementen und Ratrace. . . . .	77
7.4	Richtcharakteristik des Arrays ohne Phasenverschiebung zwischen den Elementen. . . . .	78
7.5	Richtcharakteristik des Arrays mit einer Neigung der Radarkeule um $\pm 10^\circ$ . . . . .	78
7.6	Spektrum von fünf gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation. . . . .	79
7.7	Stabilität von fünf gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s. . . . .	79
7.8	Aufbau eines Arrays mit neun Elementen für das Einprägen einer Phasenverschiebung auf der Grundwelle. . . . .	80
7.9	Richtcharakteristik des Arrays ohne externe Phasenverschiebung. . . . .	81
7.10	Relativer Leistungsvergleich zwischen dem gemessenen, maximalen Leistungswert des gesteuerten Radarstrahls und der Richtcharakteristik einer Patchantenne. . . . .	82
7.11	Neigung des Radarstrahls um $30^\circ$ bei einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen zwei benachbarten Elementen. . . . .	82
7.12	Richtdiagramm bei einer Phasenverschiebung von $\pi$ zwischen zwei benachbarten Elementen. . . . .	83
7.13	Spektrum von neun gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation. . . . .	83
7.14	Stabilität von neun gekoppelten Oszillatoren ohne externe Synchronisation für 10 s. . . . .	84
7.15	Kontinuierliches Scannen des Radarstrahls bei Einprägen einer Frequenzdifferenz zwischen den beiden äußeren Oszillatoren. . . . .	85
8.1	Schematische Darstellung eines monostatischen Dopplerradars. . . . .	88
8.2	Aufbau eines Radarsensors mit Oszillator, Verstärker, Diodenmischer und Patchantenne. . . . .	89
8.3	Schemadarstellung eines Empfangsarrays unter Verwendung aller Antennenelemente. . . . .	90

8.4	Layout eines Einzelements des Arrays als Radarsensor unter Verwendung des Transistors als Oszillatormischer für das Dopplersignal. . . . .	91
-----	--	----

## Literatur

- [1] T. C. Cheston and J. Frank, *Radar Handbook*. McGraw Hill, 1990.
- [2] J. S. Ajioka, *Antenna Engineering Handbook*. McGraw Hill, 1993.
- [3] P. S. Hall and S. J. Vetterlein, "Review of radio frequency beamforming techniques for scanned and multiple beam antennas," *IEE Proceedings*, vol. 137, pp. 293–303, 1990.
- [4] K. D. Stephan, "Inter-injection-locked oscillators for power combining and phased arrays," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 34, no. 10., pp. 1017–1025, 1986.
- [5] K. D. Stephan and W. A. Morgan, "Analysis of interinjection-locked oscillators for integrated phased arrays," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 35, no. 7., pp. 771–781, 1987.
- [6] S. H. Strogatz and H. Stewart, "Coupled oscillators and biological synchronisation," *Scientific American*, vol. 269, pp. 102–109, 1993.
- [7] H. G. Winful and S. S. Wang, "Stability of phase locking in coupled semiconductor laser arrays," *Physical Letters*, vol. 53, pp. 1894–1896, 1988.
- [8] S. H. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos*. Addison-Wesley, 1994.
- [9] M. R. Kühn, "Untersuchungen an einem 24 GHz Radar-Frontend," Diplomarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 2001.
- [10] R. H. Raßhofer, *Radarsensoren mit aktiven, integrierten Millimeterwellenantennen*. Doktorarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 1999.
- [11] Macom, *Ultra-wideband Radar: Regulations, Applications, and Challenges*, 2003.
- [12] H. Al-Ani *et al.*, "A phase-locking method for beam steering in active array antennas," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 22, no. 6., pp. 698–703, 1974.
- [13] P. Liao and R. A. York, "A new-shifterless beam-scanning technique using arrays of coupled oscillators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 10., pp. 1810–1815, 1993.
- [14] R. A. York, "Nonlinear analysis of phase relationships in quasi-optical oscillator arrays," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 10., pp. 1799–1809, 1993.
- [15] M. Kaleja, *Active Integrated Antennas for Sensor and Communication Applications*. Doktorarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 2001.

- [16] M. A. Forman, *Active Antenna Arrays for Power Combining and Communications*. PhD thesis, University of Colorado, Department of Electrical and Computer Engineering, 2001.
- [17] K. Kurokawa, "Injection locking of microwave solid-state oscillators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, no. 10, pp. 1386–1410, 1973.
- [18] R. A. York *et al.*, "Oscillator array dynamics with broadband n-port coupling networks," *Microwave Journal*, vol. 42, pp. 2040–2045, 1994.
- [19] H. Chang and R. A. York, "Influence of the oscillator equivalent circuit on the stable modes of parallel-coupled oscillators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, no. 8., pp. 1232–1239, 1997.
- [20] B. Van der Pol, "The nonlinear theory of electric oscillations," *Proceedings of the IRE*, vol. 22, pp. 1051–1085, 1934.
- [21] R. A. York and R. C. Compton, "Quasi-optical power-combining using mutually synchronized oscillator arrays," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, pp. 1000–1009, 1991.
- [22] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators," *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, no. 10, pp. 1380–1385, 1973.
- [23] K. Fukumoto *et al.*, "Mathematical representation of microwave oscillator characteristics by use of the rieke diagram," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 31, no. 11, pp. 954–959, 1983.
- [24] K. Fukumoto *et al.*, "Mathematical expression of the loading characteristics of microwave oscillators and injection-locking characteristics," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 33, no. 4, pp. 319–323, 1985.
- [25] M. R. Kühn and E. M. Biebl, "First harmonic injection locking of 24-GHz-oscillators," *Advances in Radio Science*, pp. 197–200, 2003.
- [26] J. Detlefsen, *Mikrowellensystemtechnik 1*. Fachgebiet HFS des Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Technische Universität München, 1999.
- [27] K. Kurokawa, "Noise in synchronised oscillators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, pp. 234–240, 1968.
- [28] Y. Okabe and S. Okamura, "Analysis of the stability and noise of oscillators in free, synchronized, and parallel running modes," *Electronic Communication Japan*, vol. 52-B, pp. 102–110, 1969.
- [29] Y. Okabe and S. Okamura, "Stability and noise of many oscillators in parallel running," *Electronic Communication Japan*, vol. 53-B, pp. 94–103, 1970.

- [30] T. Makino *et al.*, “Noise reduction mechanism of a power combining oscillator system,” *Electronics Communi. Japan*, vol. 62-B, pp. 37–44, 1979.
- [31] W. Schlosser, “Noise in mutually synchronized oscillators,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 9, pp. 732–737, 1968.
- [32] X. Cao and R. A. York, “Phase noise reduction in scanning oscillator arrays,” *MTT-S Digest*, vol. WE3F-F2, pp. 769–772, 1995.
- [33] J. Birkeland and T. Itoh, “A 16 element quasi-optical fet oscillator power combining array with external injection locking,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, no. 3, pp. 475–481, 1992.
- [34] J. Lin *et al.*, “A unilateral injection locked type active phased array for beam scanning,” *IEE MTS-S International Microwave Symposium*, pp. 1231–1234, 1994.
- [35] J. Lynch and R. A. York, “Synchronisation of oscillators coupled through narrow-band networks,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, no. 2., pp. 237–249, 2001.
- [36] R. A. York and T. Itoh, “Injection- and phase-locking techniques for beam control,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 46, no. 11, pp. 1920–1929, 1998.
- [37] H. C. Chang *et al.*, “Phase noise in coupled oscillators: theory and experiment,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, pp. 604–615, 1997.
- [38] R. K. Hoffmann, *Integrierte Mikrowellenschaltungen*. Springer, 1982.
- [39] H. Meinke and F. W. Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer, 1992.
- [40] O. Zinke and H. Brunswig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik 1*. Springer, 1999.
- [41] E. L. Holzmann and R. Robertson, *Solid-State Microwave Power Oscillator Design*. Artech House, 1992.
- [42] K. Chang, *Microwave Solid-State Circuits and Applications*. John Wiley, 1994.
- [43] S. A. Lukas, “Entwicklung einer kostengünstigen 24-GHz Signalquelle,” Diplomarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 2001.
- [44] G. E. Bodway, “Circuit design and characterization of transistors by means of three-port scattering parameters,” *Microwave Journal*, vol. 11, 1968.
- [45] O. Zinke and H. Brunswig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik 2*. Springer, 1999.
- [46] G. Gonzales, *Microwave Transistor Amplifiers - Analysis and Design*. Prentic Hall, 1984.
- [47] M. O. Olbrich, “Development of a 24 GHz doppler radar module,” Diplomarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 2002.

- [48] G. Matthaei *et al.*, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures*. Artech House, 1980.
- [49] I. J. Bahl and P. Bhartia, *Microstrip Antennas*. Artech House, 1980.
- [50] C. A. Balanis, *Antenna Theory*. John Wiley, 1997.
- [51] K. Chang, *Handbook of Microwave and Optical Components*, vol. 1. John Wiley, 1989.
- [52] M. Singer, *Integrierte aktive Millimeterwellenantennen auf Silizium*. Doktorarbeit, Technische Universität München, Fachgebiet Höchsthfrequenztechnik, 1996.
- [53] M. R. Kühn and E. M. Biebl, "Power combining by means of injection locking," *AP/URSI*, 2003.
- [54] P. Russer, *Hochfrequenztechnik 1*. Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Technische Universität München, 1996.
- [55] M. R. Kühn and E. M. Biebl, "Beam steering and power combining by means of injection locking," *INICA*, pp. 177–180, 2003.
- [56] M. R. Kühn *et al.*, "Beam steering by means of harmonic injection locking," *EUMC*, pp. 1211–1214, 2003.
- [57] A. Alexanian *et al.*, "Enhanced scanning range of coupled oscillator arrays utilizing frequency multipliers," *Antennas and Propagation Society Symposium*, vol. 2, pp. 1308–1310, 1995.
- [58] R. J. Pogorzelski, "Two-dimensional array beam scanning via externally and mutually injection-locked coupled oscillators," *IEEE Transactions and Antennas and Propagation*, vol. 49, no. 2., pp. 243–249, 2001.
- [59] M. I. Skolnik, *Introduction to Radar Systems*. McGraw Hill, 1982.
- [60] B. Huder, *Einführung in die Radartechnik*. Teubner, 1999.
- [61] X. Cao and R. A. York, "A coupled-oscillator technique for receiver applications," *Antennas and Propagation Society Symposium*, vol. 33, pp. 1311–1314, 1995.