

Masterarbeit

Fast Start-Up Crystal Oscillator

(MA 685)

Michael Aichner, BSc

Institut für Elektronik
Technische Universität Graz
Leiter: O. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Wolfgang Pribyl



Diese Arbeit ist in deutscher Sprache verfasst.

Begutachter: Dipl.-Ing. Dr. techn. Mario Auer

Graz, im Oktober 2011

Kurzfassung

Zur Erzeugung von Referenzfrequenzen werden für die jeweilige Aufgabe geeignete Oszillatoren eingesetzt. Um eine hohe Frequenzgenauigkeit und Stabilität der Schwingung zu erreichen, wird auf Quarzoszillatoren zurückgegriffen. Neben den genannten guten Eigenschaften bedingt die hohe Güte des Schwingquarzes aber auch eine langsamere Anlaufzeit des Oszillators. Dies ist problematisch für Anwendungen, welche einen niedrigen Stromverbrauch verlangen, aber trotzdem in einer relativ kurzen Zeit zuverlässig auf ein Ereignis reagieren müssen.

In dieser Arbeit werden die wesentlichen Anforderungen an einen stromsparenden und hochgenauen Quarzoszillator vorgestellt und wichtige Einflussgrößen auf die Startzeit analysiert. Die Möglichkeit nicht benützte Schaltungsteile abzuschalten und bei Bedarf schnell wieder zu starten, trägt erheblich zur Stromersparnis bei. Je schneller das System aufwachen, seine Funktion ausführen und anschließend wieder abgeschaltet werden kann, desto weniger Energie wird benötigt. Um dieses Prinzip auch für Quarzoszillatoren zu ermöglichen, werden in dieser Arbeit Methoden zur Startbeschleunigung untersucht.

Der Schwerpunkt liegt in der Umsetzung eines vielversprechenden Ansatzes zur Verbesserung des Startverhaltens. Die angewandte Variante überzeugt unter anderem durch ihre Robustheit und kann die Anlaufzeit eines bestehenden Quarzoszillatorsystems erheblich verkürzen. Eine angepasste Version dieser Startbeschleunigung wird in einer nächsten Produktgeneration eingesetzt.

Vorwort und Danksagung

Diese Masterarbeit wurde am Institut für Elektronik der Technischen Universität Graz in Zusammenarbeit mit der Sense & Control Abteilung von Infineon Technologies Austria AG des Development Centers Graz verfasst.

Ich danke dem Infineon-Team für die Unterstützung und im Speziellen Dipl.-Ing. Mattias Welponer für die freundliche und engagierte Betreuung sowie Dipl.-Ing. Jakob Jongsma für das Zustandekommen dieser Arbeit.

Weiters möchte ich mich bei Dipl.-Ing. Anton Brückler, Dipl.-Ing. Ralf Schledz sowie Dipl.-Ing. Dr. techn. Martin Flatscher für die hilfreichen Anmerkungen und Vorschläge bedanken. Ebenso gilt mein Dank Dipl.-Ing. Dr. techn. Mario Auer für die Überprüfung der Masterarbeit von der Universitätsseite aus.

Abschließend danke ich auch meinen Eltern für die Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.



Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Ort

Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation der Arbeit	1
2. Quarz-Oszillator-Theorie (Literaturstudie).....	4
2.1 Grundlagen Schwingquarz.....	4
2.1.1 Eigenschaften und Anwendungen.....	4
2.1.2 Ersatzschaltbild	5
2.2 Grundlagen Oszillatoren.....	11
2.2.1 Oszillatormodelle und Schwingbedingungen.....	11
2.2.2 Quarz-Oszillatortypen.....	16
2.3 Mehrstufiger Oszillator im Detail (NIC)	26
2.3.1 Aufbau und Eigenschaften.....	26
2.4 Pierce-Oszillator im Detail.....	29
2.4.1 Aufbau und Eigenschaften.....	30
2.5 Start-Up-Verhalten	41
2.5.1 Allgemeine Zusammenhänge	41
2.5.2 Optimierung von Schaltungsparametern.....	46
2.5.3 Anregung mit einem Eingangssignal	49
2.5.4 Weitere Ansätze zur Startbeschleunigung.....	53
3. Design und Implementierung.....	55
3.1 Untersuchung des bestehenden Oszillatorsystems.....	55
3.1.1 Beschreibung des Aufbaus.....	55
3.1.2 Funktionalität und Startverhalten	57
3.1.3 Simulation des negativen Widerstandes	61
3.2 Grundkonzept für die Startbeschleunigung.....	67
3.3 VCO-Design	71
3.3.1 Strukturauswahl und Schaltungsentwurf.....	71
3.3.2 Implementierung und Simulationsergebnisse.....	81
3.4 Gesamtsystem mit zusätzlichen Schaltungsteilen	94
3.4.1 Aufbau.....	94
3.4.2 Erzielter Beschleunigungsfaktor	97
4. Schlussfolgerung und Ausblick.....	100
5. Literaturverzeichnis / Quellenangabe.....	101
6. Abbildungsverzeichnis.....	105

1. Einleitung und Motivation der Arbeit

In dieser Arbeit werden zunächst die wesentlichen Kriterien und Methoden zur Erzielung eines stromsparenden aber dennoch präzisen Quarzoszillators aufgezeigt. Weiters sollen Einflussgrößen auf die Startzeit analysiert und Ansätze zur Beschleunigung des Startverhaltens untersucht werden. Mit den gefundenen Erkenntnissen soll ein bestehendes Quarzoszillatorsystem bezüglich der Startzeit verbessert werden. Dabei wird eine universelle und ausreichend robuste Lösung angestrebt, welche im besten Fall für unterschiedliche Quarzoszillatortypen geeignet ist.

Zur Erzeugung von Referenzfrequenzen werden für die jeweilige Anwendung geeignete Oszillatoren eingesetzt. Um eine hohe Frequenzgenauigkeit und Stabilität der Schwingung zu erreichen, wird auf Quarze zurückgegriffen. Die genannten guten Eigenschaften hängen im Wesentlichen mit der hohen Güte von Schwingquarzen zusammen, welche aber wiederum eine langsamere Anlaufzeit (engl. Start-Up Time) mit sich bringt. Dies kann problematisch für Anwendungen sein in denen ein geringer Stromverbrauch verlangt wird, aber trotzdem in einer relativ kurzen Zeit zuverlässig auf ein Ereignis reagiert werden muss.

Ein Stellvertreter dieser zumeist mobilen Systeme sind die drahtlosen Sensornetzwerke (engl. WSN... Wireless Sensor Networks). Diese sind aus batteriebetriebenen Sensorknoten aufgebaut bei welchen mittlerweile die Sensoreinheit, das Kommunikationsmodul sowie der Digitalteil in einem Chip integriert sind. Ein Schlüsselparameter für die Lebensdauer des Netzwerkes ist die erzielbare Energieeffizienz [E1]. Demnach müssen je nach Anwendung geeignete Methoden gefunden werden, um den Energieverbrauch zu minimieren oder alternativ dem Knoten regelmäßig neue Energie zugeführt werden, was unter dem Begriff „Energy Harvesting“ [E8] bekannt ist. Die zugeführte Energie ist umgebungsabhängig und typischerweise ist mit Leistungen von einigen zehn Mikrowatt zu rechnen, weshalb ein stromsparendes Gesamtsystem trotzdem erforderlich ist [E9].

Als erprobte und effiziente Methode erweist es sich den Knoten bei Nichtverwendung in einen Energiesparmodus zu versetzen. Er wird also für eine gewisse Zeit periodisch schlafen gelegt („Duty-Cycling“), wobei für einen minimalen Stromverbrauch nur mehr die allernötigsten Schaltungsteile aktiv bleiben [B6]. Im Allgemeinen verursacht die Kommunikationseinheit, welche den Quarzoszillator als präzisen Frequenzgeber beinhaltet, den größten Energieverbrauch [E1, E2]. Damit bietet sie besonderes Optimierungspotential. Oftmals werden auch spezielle Übertragungsprotokolle verwendet, die Häufigkeit und Menge der zu übertragenden Daten beschränkt und zusätzliche Verbesserungsmöglichkeiten, welche beispielsweise in [E1] ersichtlich sind, angewandt.

Stromverbrauch spezifiziert, damit die Autobatterie nicht zu stark belastet wird. Somit wird auch der Empfänger wie die Sensorknoten mit einem Duty Cycle beaufschlagt. Sobald eine Bewegung erkannt wird, werden die Reifendruckdaten in periodischen Zeitabständen direkt an den Empfänger gesendet. Anschließend begibt sich der Sensorknoten wieder in seinen Stromsparmodus. Je schneller das System aufwachen, seine Funktion ausführen und anschließend wieder abgeschaltet werden kann, desto weniger Energie wird benötigt. Eine längere Startzeit bedeutet, dass einzelne Systemkomponenten länger aktiv sein müssen. Weiters sollte berücksichtigt werden, dass der Oszillator während des Startvorgangs meist einen höheren Stromverbrauch als nach einer stabilen Oszillation aufweist [E4] und somit die Stromsparfähigkeit des Duty-Cyclings reduziert wird. Ohne zusätzliche Optimierung ist also die Leistungsfähigkeit von Quarzoszillatoren und somit auch jene des Gesamtsystems beschränkt.

2. Quarz-Oszillator-Theorie (Literaturstudie)

Dieses Kapitel soll die wesentlichen Grundlagen für den Entwurf von Quarzoszillatorschaltungen liefern. Zunächst werden wichtige Eigenschaften von Schwingquarzen (engl. Crystal, Quartz) sowie die Modellierung des Quarzes im Ersatzschaltbild aufgezeigt. Im Anschluss liefern die Oszillatorgrundlagen einen Überblick über gängige Modelle und es wird auf die Merkmale diverser Oszillatortypen anhand von ausgewählten Stellvertretern hingewiesen. Zusätzlich wird die Pierce-Oszillatorschaltung detaillierter betrachtet. Abschließend werden wichtige Überlegungen zum Startverhalten von Quarzoszillatoren nähergebracht.

2.1 Grundlagen Schwingquarz

Dieser Abschnitt befasst sich kurz mit den Hauptanwendungen und Eigenschaften von Schwingquarzen und zeigt das für den Schaltungsentwurf benötigte elektrische Ersatzschaltbild des Quarzes. Die angegebenen Informationen wurden großteils aus [A1] und [A2] entnommen.

2.1.1 Eigenschaften und Anwendungen

Wesentlich für die Schwingfähigkeit und für die Ausbildung eines Resonanzverhaltens eines Quarzes sind dessen piezoelektrische Eigenschaften. Im Speziellen wird der reziproke piezoelektrische Effekt ausgenutzt, der (in nennenswerter Größe) bei allen Kristallen mit fehlendem Symmetriezentrum im Gitter auftritt. Dabei wird der Quarz durch Anlegen einer Spannung mechanisch deformiert. Wird nun eine Wechselfrequenz mit einer Frequenz nahe eines möglichen Eigenmodus des Quarzes angelegt, kann es bei einem geeigneten Quarz zur Anregung dieses Schwingungsmodus kommen. Im Resonanzfall wird hierbei die maximale Amplitude angenommen. Schwingquarze können also den elektromechanischen Schwingern zugeordnet werden.

Die Eigenschaften eines Quarzes sind stark vom Schnittwinkel sowie den geometrischen Abmessungen abhängig. Dadurch werden unter anderem die Schwingfrequenz, das Temperaturverhalten und die Vorzugsrichtung der Schwingung festgelegt. Es existiert eine Vielzahl möglicher Winkel unter denen der Schwingquarz aus dem Kristall herausgeschnitten werden kann, wobei meistens ein minimaler Temperaturgang in Zusammenhang mit einer leichten elektrischen Anregbarkeit angestrebt wird. Bekannte Schwingungsformen sind Biegeschwingungen, Dehnungsschwingungen, Flächenschwingungen und Dickenschwingungen. Verschiedene Quarzresonatoren, die die unterschiedlichen Schwingungsmodi und -formen ausnutzen, dienen dazu die in der Praxis

verwendeten Frequenzbereiche vom kHz-Bereich bis in den unteren Hundert-MHz-Bereich effizient abzudecken.

Allgemein gilt, dass mechanische Resonatoren im Vergleich zu rein elektrischen meist eine geringere Abhängigkeit von den Umgebungseinflüssen aufweisen [A1]. Ein Quarz zeichnet sich zudem als ein besonders gutes mechanisches Material mit geringer Eigendämpfung aus, wodurch die hohe intrinsische Güte in der Größenordnung von 10^4 bis 10^6 [A2] zu Stande kommt. Unmittelbar damit verbunden sind auch die hohe erzielbare Frequenzstabilität und eine gute Energieeffizienz.

Diese angeführten Vorteile werden derzeit noch von keinem anderen frequenzbestimmenden Element erreicht. Daher werden die höheren Kosten des Quarzes und die fehlende Integrierbarkeit (externes Bauteil) in Kauf genommen. Zusätzlich muss die größere mechanische Stoßempfindlichkeit berücksichtigt werden, weshalb für Umgebungsbedingungen wie sie zum Beispiel im automobilen (engl. Automotive) Bereich auftreten, spezielle Gehäuse verwendet werden.

Weiterführende Informationen zum Schwingquarz können aus [A1] entnommen werden.

Wesentliche Anwendungen in denen vor allem auf quarzbasierte Oszillatoren zurückgegriffen wird, sind hochgenaue Zeiterfassungsapplikationen (Echtzeituhren) sowie Funkübertragungsanwendungen die eine präzise und stabile Frequenz erfordern. In diesen Anwendungen kann auch der geringe erzielbare Leistungsverbrauch ausgenutzt werden. Beim Einsatz in Kommunikationssystemen ist zudem das niedrige erzielbare Phasenrauschen, welches aus der hohen Güte von Quarzsystemen resultiert, vorteilhaft. Oftmals werden Quarzoszillatoren auch als Taktgeber für digitale und analoge Systeme (Filter) verwendet [A3], wobei hier auf Grund der geringeren Genauigkeitsanforderungen aber auch auf andere Lösungen (z.B. getrimmte RC-Oszillatoren) zurückgegriffen werden kann.

2.1.2 Ersatzschaltbild

Zur Dimensionierung von Quarzoszillatorschaltungen ist es notwendig die elektrische Wirkung des mechanischen Schwingers auf geeignete Weise darzustellen. Dazu eignet sich für viele Anwendungen das einfache Ersatzschaltbild nach Butterworth/Van Dyke, welches zunächst auf die wichtigsten Schwingquarzeigenschaften reduziert wurde.

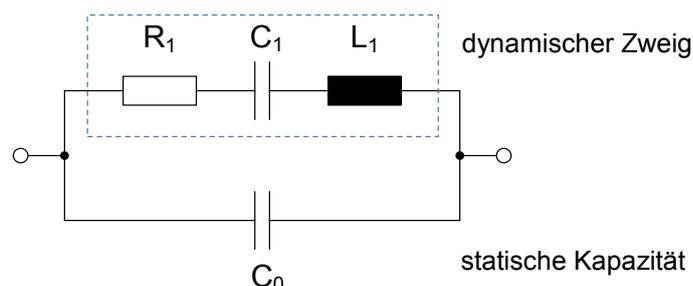


Abbildung 2.1: Einfaches Ersatzschaltbild des Quarzes

Das Ersatzschaltbild besteht aus dem dynamischen Zweig (R_1 , C_1 , L_1) und der parallelgeschalteten statischen Kapazität C_0 , welche die Elektrodenkapazität sowie oftmals auch Halterungs- und Streukapazitäten innerhalb des Quarzgehäuses berücksichtigt. C_0 ist die einzige rein elektrische Kenngröße und kann somit direkt an den Quarzanschlüssen gemessen werden.

Der mittels Serienschwingkreis modellierte dynamische Zweig stellt nun die elektrische Wirkungsweise des mechanischen Schwingers, bei welchem es sich um ein gedämpftes Feder-Masse-System handelt, durch scheinbare elektrische Größen dar. Betrachtet man die Theorie der elektrisch-mechanischen Analogie etwas genauer, bildet die Kapazität C_1 die elastische Nachgiebigkeit (Feder) und die Induktivität L_1 die schwingende Masse des Quarzresonators nach. Die auftretenden dynamischen Schwingungsverluste sind im Widerstand R_1 (auch als ESR bezeichnet) enthalten.

Es tritt nun eine Serienresonanz f_s auf Grund des dynamischen Zweiges, welche auch als mechanische Resonanzfrequenz bekannt ist, auf. Zudem ergibt sich eine Parallelresonanz f_p durch das Zusammenspiel des dynamischen Zweiges mit C_0 . Durch das Anschreiben des frequenzabhängigen komplexen Widerstandes beziehungsweise Leitwertes des Quarzes können unter Vernachlässigung des Verlustwiderstandes R_1 die beiden Resonanzfrequenzen einfach durch Nullsetzen der Ausdrücke gewonnen werden:

$$Z_{\text{Quarz}} = (R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) // \frac{1}{j\omega C_0} \approx (j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) // \frac{1}{j\omega C_0}$$

$$Z_{\text{Quarz}}(j\omega_s) \stackrel{!}{=} 0 \rightarrow \underline{\underline{f_s \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}}} \quad (2.1)$$

Bei der Serienresonanz wird im hier angenommenen verlustlosen Fall die statische Kapazität C_0 vollkommen kurzgeschlossen.

$$Y_{\text{Quarz}} = \frac{1}{R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}} + j\omega C_0 \approx \frac{1}{j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}} + j\omega C_0$$

$$Y_{\text{Quarz}}(j\omega_p) \stackrel{!}{=} 0 \rightarrow \underline{\underline{f_p \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0}} = f_s \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0}}}} \quad (2.2)$$

Die verlustfreie Betrachtung des Quarzes ist meist ausreichend, da die Impedanz der Spule $j\omega L_1$ bei der erwarteten Resonanzfrequenz ohnehin deutlich größer als R_1 ist [A4]. Aus den Resonanzformeln kann man erkennen, dass f_p immer größer als f_s ist. Trotzdem ist der Frequenzabstand nicht besonders groß, da die statische Kapazität C_0 im Allgemeinen mehrere Zehnerpotenzen größer als C_1 ist. Als Faustregel kann man von einem Verhältnis von 1/200 bis 1/250 für C_1/C_0 ausgehen. Zudem gilt, dass sich die statische Kapazität im pF-Bereich und die dynamische im fF-Bereich bewegt [A6].

Die Berücksichtigung des Einflusses von R_1 führt zu umfangreicheren Formeln, wobei natürlich der generelle Ansatz, dass bei Resonanz lediglich die Wirkanteile verbleiben und demnach der Imaginärteil nullzusetzen ist, gilt. Dabei erhält man beide Ergebnisse bereits entweder aus dem Imaginärteil der Impedanz oder der Admittanz [A5].

Die *Abbildung 2.2* zeigt einen typischen Resonanzverlauf eines Quarzes basierend auf dem einfachen Ersatzschaltbild:

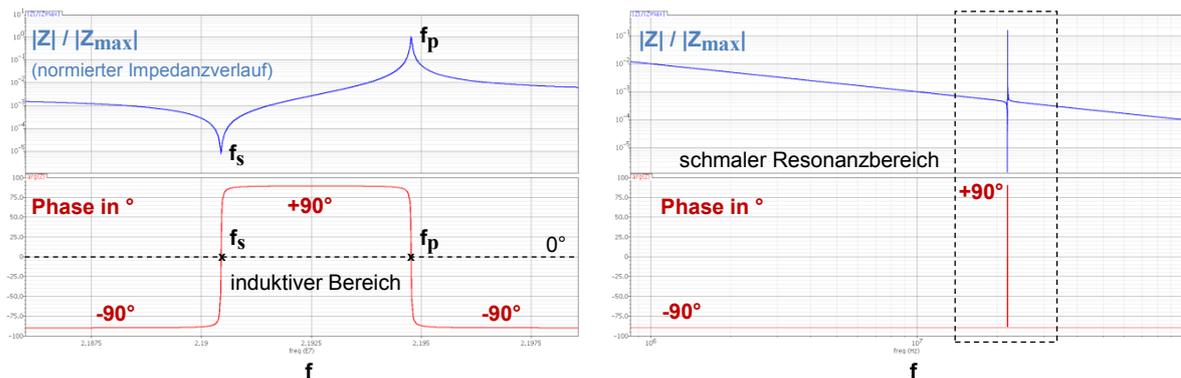


Abbildung 2.2: Bodediagramm eines Quarzes

(Ersatzdaten: $R_1=20\Omega$, $C_1=4,03\text{fF}$, $L_1=13,1\text{mH}$, $C_0=1,02\text{pF} \rightarrow f_s \approx 21,9\text{MHz}$)

Auf Grund der hohen Güte Q ergibt sich der schmale Resonanzbereich in welchem typischerweise das Anwendungsgebiet des Quarzes liegt. Genauer gesagt befindet sich der gewünschte Quarzbetriebsbereich für Oszillatoren zwischen der Serien- und Parallelresonanz, also in der induktiven Region. An dieser Stelle sei nur kurz und noch ohne Begründung erwähnt, dass der benötigte Verstärker beziehungsweise die verbleibende Schaltung daher ein kapazitives Verhalten aufweisen muss.

Außerhalb dieses Frequenzbandes weist der Quarz ein kapazitives Verhalten geprägt von der statischen Kapazität C_0 , auf. Dies kann einfach damit erklärt werden, dass der Quarz fernab von seinen piezoelektrischen Eigenschaften vom Aufbau her einem (Platten-) Kondensator entspricht. Mathematisch genähert verhält sich der Serienschwingkreis für Frequenzen kleiner als f_s wie der Kondensator C_1 , welcher jedoch im Vergleich zu C_0 vernachlässigbar ist. Für den Frequenzbereich größer f_p wird die Impedanz des dynamischen Zweiges von der Spule L_1 dominiert, deren Einfluss wiederum in der Parallelschaltung mit C_0 gering ist [A3].

Der Übergang vom kapazitiven in den induktiven Bereich erfolgt jeweils mit äußerst steilen Flanken, welche von der Güte abhängig sind. Bemerkenswert ist zudem, dass bei Quarzen mit einem schlechten Qualitätsfaktor (Figure of Merit...FOM [A2]), gleichbedeutend mit einer niedrigen Parallelgüte, die Resonanzfrequenzen bei denen die Phase 0° wird nicht mehr mit den Frequenzen die betragsmäßig die minimale beziehungsweise maximale Impedanz besitzen, zusammenfallen. Der Qualitätsfaktor, welcher

auch für andere elektrostatisch angeregte Resonatoren Aussagekraft hat, ist folgendermaßen definiert:

$$\text{Parallelgüte:} \quad FOM = \frac{1}{\omega_s C_0 R_1} = \frac{QC_1}{C_0} \quad (2.3)$$

$$\text{(Serien-) Güte:} \quad Q = \frac{1}{\omega_s C_1 R_1} = \frac{\omega_s L_1}{R_1} \quad (2.4)$$

Im Anwendungsfall ist zu beachten, dass der Oszillator weder genau bei f_s noch bei f_p schwingt. Die Schwingfrequenz stellt sich auf Grund der wirksamen Lastkapazität, welche diverse Streukapazitäten und andere parasitäre Kapazitäten enthält, ein und wird daher als Lastresonanzfrequenz bezeichnet. Dieses Verhalten ist unter dem Begriff Frequenzziehen bekannt. Schreibt man nun die Impedanz des dynamischen Zweiges nochmals mit Hilfe des relativen Ziehfaktors p um, erhält man folgenden Ausdruck [A6]:

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = R_1 + \frac{j}{\omega_s C_1} \left(\frac{\omega}{\omega_s} - \frac{\omega_s}{\omega} \right) \approx R_1 + j \frac{2p}{\omega C_1} \quad (2.5)$$

$$p = \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} = \frac{f - f_s}{f_s} \quad |p| \ll 1 \quad (2.6)$$

Der Realteil des dynamischen Widerstandes ist proportional zu p und kann als Serienschaltung eines ohmschen Widerstandes mit einer Induktivität verstanden werden. Diese Induktivität wird mit zunehmender Abweichung der aktuellen Arbeitsfrequenz von der Serienresonanz größer [A6]. Auf Grund der hohen Güte ist die tatsächliche Schwingfrequenz ω immer sehr nahe an der mechanischen Resonanzfrequenz ω_s , was in dem sehr kleinen Ziehfaktor resultiert.

In *Abbildung 2.3* sind nun die beiden möglichen Lastkonfigurationen ersichtlich.

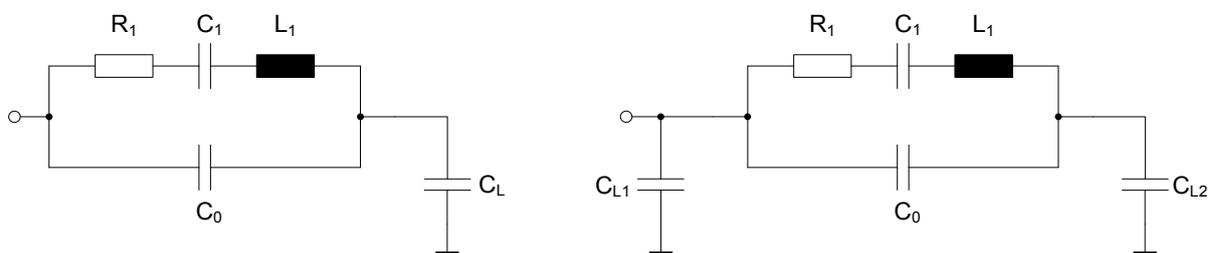


Abbildung 2.3: Quarz mit Serienlast (links) und mit Parallellast (rechts)

Unter Vernachlässigung von R_1 gelten diese mathematischen Zusammenhänge:

$$f_{s_L} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0 + C_L}} = f_s \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0 + C_L}} = f_{p_L} = f_L \quad (2.7)$$

Bei gleicher resultierender Gesamtlast C_L stimmen demnach die Serien- und die Parallellastfrequenz überein. In den Quarzdatenblättern wird oftmals eine Nominalfrequenz bei einer vorgegebenen Nominallast spezifiziert [A5]. Zudem ist zu beachten, dass das Vorhandensein einer Lastkapazität zu einer Transformation des Resonanzwiderstandes führt. Für eine Serienlastkapazität ergibt sich bei der Lastresonanzfrequenz der nachfolgende Zusammenhang für den wirksamen Quarzserienwiderstand R_S :

$$R_S = \operatorname{Re}\{Z_{ges}\} = R_1 \left(1 + \frac{C_0}{C_L}\right)^2 \quad \text{mit } Z_{ges} = Z_{Quarz} + \frac{1}{j\omega_L C_L} \quad (2.8)$$

Die Widerstandsvergrößerung ist demnach abhängig von der Lastkapazität. Zudem ist aus der Formel ersichtlich, dass parallel zum Quarz beziehungsweise zu C_0 liegende Kapazitäten einen großen Einfluss haben. So können bei der Dimensionierung nicht berücksichtigte parasitäre Elemente zu Problemen führen, da die Oszillatorreserve (siehe *Kapitel 2.2.1*) unter Umständen nicht ausreichend ist. Daher sollte man auch auf ein kompaktes Oszillatordesign mit möglichst kurzen Leitungen achten und kapazitätsarme Quarz pads verwenden. Der Einfluss von eventuell vorhandenen Masseflächen (engl. Ground Planes) sollte ebenfalls bedacht werden [A5]. Auf jeden Fall führt diese Widerstandstransformation zu einer Verminderung der Betriebsgüte.

Die Betrachtung von zusätzlichen in der Realität auftretenden Effekten und Nichtidealitäten wie beispielsweise Nebenresonanzen und das Vorhandensein von weiteren parasitären Elementen, führt zu einem umfangreicheren Ersatzschaltbild (*Abbildung 2.4*). Zusätzliche Modi werden darin durch weitere parallelliegende dynamische Zweige modelliert, wobei zu beachten ist, dass diese keine exakten Vielfachen zueinander sind. Auf Grund der hohen Güte sind für einen bestimmten Oszillationsmodus alle anderen dynamischen Zweige vernachlässigbar und man erhält zudem praktisch immer einen sinusförmigen Strom durch den betrachteten dynamischen Zweig, wenngleich die Spannung (stark) verzerrt sein kann [A2]. Die Verwendung von mindestens einem zusätzlichen dynamischen Zweig ist vor allem in Simulationen empfehlenswert um sicherstellen zu können, dass der Oszillator nicht bevorzugt oder durch Störungen auf einer Oberschwingung arbeitet. Quarze sind nämlich außer auf ihrem Grundton auch bei (ungefähr) ungeradzahigen Vielfachen davon anregbar. Für einen Grundtonquarz kann nun die dreifache Frequenz kritisch sein, alle höheren Frequenzen sind meist ausreichend stark gedämpft [A1]. An dieser Stelle sei angemerkt, dass es aber auch durchaus erwünscht sein kann den Oszillator auf einem Oberton zu betreiben, wobei hierzu eine Unterdrückung des Grundtons durch die Oszillatorschaltung notwendig ist.

Bisher wurde noch nicht explizit erwähnt, dass es sich bei einem Schwingquarz genau genommen um ein Drei-Pin-Element handelt. Somit ergeben sich Unterschiede für die resultierende elektrische Gesamtkapazität (dynamische Kapazität nicht enthalten) je nach Anschluss des Quarzgehäuses und auch je nach äußerer Beschaltung. Dies führt zu unterschiedlichen Lastresonanzfrequenzen. Verschiedene Ergebnisse erhält man für Serienlast

(immer unsymmetrische Last) und Parallellast (symmetrisch und unsymmetrisch) in Kombination mit nicht geerdetem (floatendem) oder geerdetem Gehäuse. Dies muss natürlich auch bei der messtechnischen Bestimmung von C_0 berücksichtigt werden.

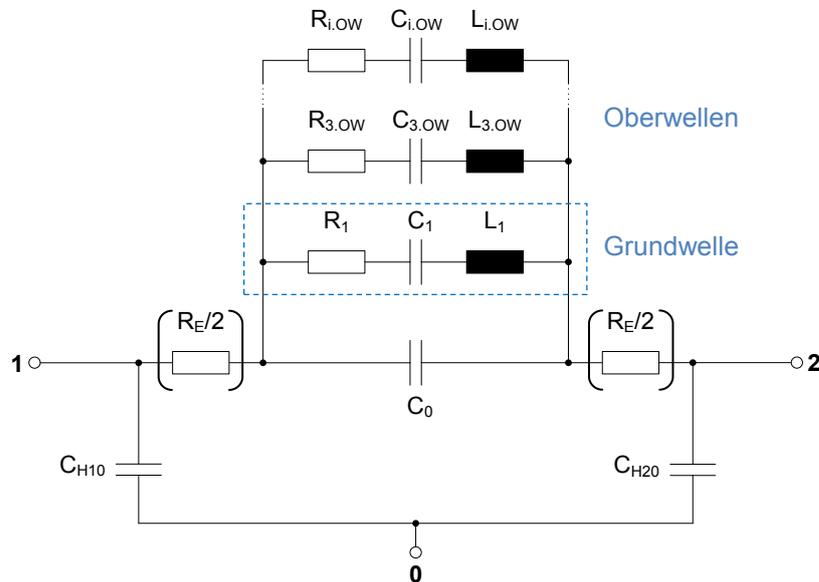


Abbildung 2.4: Erweitertes Quarzersatzschaltbild

Im gezeigten erweiterten Ersatzschaltbild ist der Elektrodenwiderstand angegeben um anzudeuten, dass noch andere parasitäre Elemente auftreten können, welche in speziellen Fällen zu beachten sind. Beispielsweise kommen dieser Widerstand sowie auch Halterungsinduktivitäten erst bei höheren Frequenzen ($>100\text{MHz}$) zu tragen. In diesen Frequenzbereichen nimmt aber ohnehin die Quarzgüte fertigungsbedingt mit steigender Frequenz wieder ab und man greift daher auf die elektronische Frequenzvervielfachung zurück [A1]. Zudem sind die Quarzersatzdaten vom Hersteller zumeist nicht vollständig erhältlich und für äußerst exakte Modelle müssen zusätzlich benötigte Parameter selbst messtechnisch bestimmt werden. Ohnehin sollte das verwendete Modell nur so genau und umfangreich wie erforderlich sein, um unnötigen Aufwand ohne zusätzlichen Informationsgewinn zu vermeiden. Für vertiefende Details bezüglich der Ersatzelemente sei an dieser Stelle nochmals auf [A1] verwiesen.

Obwohl nicht aus dem Ersatzschaltbild sichtbar, gilt es eine weitere Datenblattgröße nämlich die maximale Belastungs- bzw. Aussteuerungsgrenze des Quarzes (Maximum Drive Level) einzuhalten. Bekannt ist, dass die mechanische Schwingungsamplitude proportional zum Wechselstrom I_1 durch den dynamischen Zweig ist. Ein unzulässig hoher Strom führt im schlimmsten Fall zur Zerstörung des Quarzes durch Überschreiten der Materialfestigkeit. Vorher ist auf jeden Fall mit einer Veränderung der Quarzeigenschaften und somit mit einer Verschiebung der Resonanzfrequenz zu rechnen.

Die Schwingungsenergie im dynamischen Zweig kann folgendermaßen berechnet werden, wobei L_1 die schwingende Masse und der Strom \hat{I}_1 die mechanische Geschwindigkeit repräsentiert:

$$E_1 = \frac{1}{2} L_1 \hat{I}_1^2 = \frac{1}{2} \frac{\hat{I}_1^2}{\omega_s^2 C_1} \quad (2.9)$$

Die Energie soll zwar soweit verringert werden, dass eine Zerstörung sowie Alterung und nichtlineare Effekte vermieden werden, aber trotzdem nicht zu klein sein um das Phasenrauschen gering zu halten [A2].

2.2 Grundlagen Oszillatoren

Sehr allgemein ausgedrückt besteht jede Oszillatorschaltung aus einer frequenzabhängigen nichtlinearen Schleife. Man kann zwischen stark nichtlinearen breitbandigen Oszillatoren, den sogenannten Relaxationsoszillatoren als auch zwischen den nur leicht nichtlinearen harmonischen Oszillatoren unterscheiden [A2]. Bei letzteren handelt es sich um schmalbandige Kreise deren Ausgangsspannung annähernd sinusförmig ist und zudem wenig Phasenrauschen und eine hohe spektrale Reinheit aufweist. Als frequenzbestimmendes Element werden bei harmonischen Oszillatoren typischerweise Schwingquarze, LC-Resonanzkreise, MEMS (engl. Microelectromechanical Systems) oder andere dielektrische Resonatoren eingesetzt [B3].

Wie bereits erwähnt machen sich Quarzoszillatoren die mechanische Resonanz eines Schwingquarzes zu Nutze, um eine frequenzpräzise Ausgangsspannung zu erzielen. Die für Quarzoszillatoren typische hohe Güte ermöglicht äußerst effiziente und verlustarme Schaltungen [B2] und bietet zudem auch rechnerische Vereinfachungsmöglichkeiten. Als Nachteil erhält man aber eine langsamere Startzeit, worauf später noch genauer eingegangen wird.

In diesem Kapitel sollen nun die für das Verständnis eines Oszillators hilfreichen Darstellungsmodelle aufgezeigt und die dazugehörigen Bedingungen für die Schwingfähigkeit angegeben werden. Weiters sollen überblicksmäßig die bekanntesten Quarzoszillatorstrukturen und Typen nähergebracht werden.

2.2.1 Oszillatormodelle und Schwingbedingungen

Die generellste Möglichkeit zur Beschreibung eines Oszillators ist ein frequenzabhängiger nichtlinearer Schaltungsblock, welcher in einer geschlossenen Schleife angeordnet ist. Die Übertragungsfunktion dieses Blockes ist abhängig von der Frequenz und der Amplitude [A2]. Obwohl dieser Ansatz für fast alle Oszillatorarten anwendbar ist, erweist es sich speziell für Oszillatoren hoher Güte als praktischer und übersichtlicher den Resonator von der restlichen Schaltung zu trennen. Diese Überlegung führt entweder zum Rückkopplungsmodell oder zum

Negativ-Impedanz-Modell, welche beide näher betrachtet werden. Der Vollständigkeit halber wird aber zunächst das generelle Oszillatormodell angeführt.

Generelles Oszillatormodell [A2]:

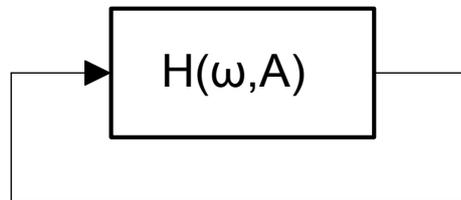


Abbildung 2.5: Generelle Darstellung eines Oszillators [A2]

Um eine stabile Oszillation bei der Frequenz ω_0 mit der Amplitude A_0 zu gewährleisten, muss die Bedingung $H(\omega_0, A_0) = 1$ erfüllt sein. Dies ist ohne genaue Angabe einer Herleitung [A2] lediglich möglich falls folgende Bedingungen gelten:

$$\text{Phasenstabilität: } \left. \frac{d(\arg(H))}{d\omega} \right|_{\omega_0, A_0} < 0 \quad (2.10)$$

Diese Anforderung an die Phase ist nötig, um eine periodische Lösung zu erhalten.

$$\text{Amplitudenstabilität: } \left. \frac{d|H|}{dA} \right|_{\omega_0, A_0} < 0 \quad (2.11)$$

Das Modell verdeutlicht, dass jede Oszillatorstruktur mit Nichtlinearitäten verbunden ist. Meist ist es für harmonische Oszillatoren jedoch praktischer und aufschlussreicher auf vereinfachende Rechen- beziehungsweise Darstellungsmöglichkeiten zurückzugreifen.

Rückkopplungsmodell:

Bei der Anwendung dieser Beschreibungsweise auf einen Oszillator wird üblicherweise das Eingangssignal nullgesetzt und es ist zudem eine positive Rückkopplung (engl. Feedback), also eine Mitkopplung, vorhanden. Sowohl der Verstärker als auch das Rückkopplungsnetzwerk sind frequenzabhängig und es ergibt sich nachfolgende Topologie:

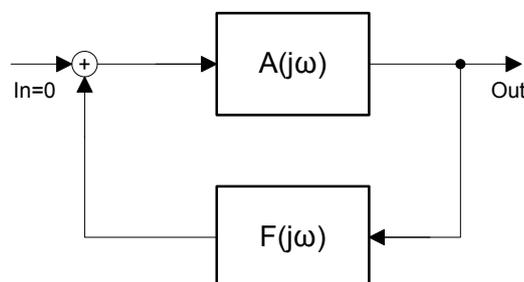


Abbildung 2.6: Allgemeines Rückkopplungsmodell

Die dazugehörige Übertragungsfunktion des Systems lautet:

$$H(j\omega) = \frac{A(j\omega)}{1 - A(j\omega)F(j\omega)} \quad (2.12)$$

Bei der Frequenz ω_0 bei welcher die Polstelle (Nullstelle des Nenners) auftritt, wird die Verstärkung der geschlossenen Schleife unendlich groß und Rauschkomponenten innerhalb der Schleife mit dieser Frequenz werden somit erheblich verstärkt. Daher könnte das Rauschen, wie in [A8] gemacht, auch als ein Eingangssignal aufgefasst werden.

Unter Ausnutzung der komplexen Natur von $A(j\omega)$ und $F(j\omega)$ wird als Schwingbedingung oftmals das relativ einfache Barkhausen-Kriterium [C1] angegeben. Dabei muss jedoch im Hinterkopf behalten werden, dass diese Bedingung zwar notwendig aber nicht hinreichend ist [B3]. So muss beispielsweise zusätzlich gewährleistet werden, dass der Oszillator nicht auf einem stabilen Arbeitspunkt verweilt. Mehr Aufschluss bietet hierbei das Nyquist-Kriterium, auf welches später kurz eingegangen wird.

Für einen stabilen Schwingungszustand müssen nun laut Barkhausen die Amplituden- und Phasenbedingung eingehalten werden.

$$\begin{aligned} \text{Amplitudenbedingung:} \quad & |A(j\omega_0)| \cdot |F(j\omega_0)| = 1 \\ \text{Phasenbedingung:} \quad & \arg(A(j\omega_0)) + \arg(F(j\omega_0)) = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

In Worten ausgedrückt bedeutet das nichts anderes, als dass ein Signal mit der Schwingfrequenz ω_0 am Summationspunkt nach dem Durchlauf der Schleife wieder in gleicher Phase (0° bzw. ganzzahlige Vielfache von 360°) und ohne Abschwächung der Amplitude ankommt. Geht man davon aus, dass es sich bei $F(j\omega)$ um ein dämpfendes Netzwerk handelt, so muss es sich bei $A(j\omega)$ um einen Verstärker handeln um die Amplitudenbedingung zu erfüllen. Ebenfalls kann man sagen, dass $F(j\omega)$ ein induktives Verhalten aufweisen muss, falls sich der Verstärker wie in vielen Fällen üblich kapazitiv verhält [A6].

Damit sich eine Schwingung aufbauen kann, muss zudem die sogenannte Anschwingbedingung erfüllt sein.

$$\text{Anschwingbedingung:} \quad |A(j\omega_0)| \cdot |F(j\omega_0)| > 1 \quad (2.14)$$

Durch die konstruktive Überlagerung kommt es zu einem Anwachsen der Amplitude und zwar so lange bis sich die aktiven Elemente nichtlinear verhalten und die Amplitudenzunahme begrenzen. Um eine Oszillation auch über einen größeren Temperaturbereich und beim Vorhandensein von Prozessvariationen zu gewährleisten, empfiehlt es sich die Schleifenverstärkung zwei bis dreimal größer als mindestens notwendig zu machen [A8].

Die notwendigen Schwingbedingungen können neben der rein formelmäßigen Betrachtungsweise auch anhand des Bodediagramms der offenen Schleife untersucht werden (siehe Beispiel in *Kapitel 2.4.1*). Ebenfalls aufschlussreich ist es die Lage der Polstellen der Übertragungsfunktion in der komplexen s -Ebene darzustellen, wie es bei der Stabilitätsuntersuchung üblich ist [A8].

Um überhaupt eine Schwingung zu erhalten, ist ein konjugiert komplexes Polpaar in der Übertragungsfunktion des Systems notwendig. Im Laplace-Bereich wird ein Pol ganz

allgemein durch $s_p = \sigma_p + j\omega_p$ ausgedrückt. Dies ist im Zeitbereich mit einer Exponentialfunktion der Form $e^{(\sigma_p + j\omega_p)t}$ verbunden [A8]. Ein rein reeller Pol ergibt demnach lediglich einen exponentiellen Verlauf beziehungsweise eine Instabilität des DC-Arbeitspunktes (Pol in der rechten Hälfte der s-Ebene) und ist für Oszillatoren nicht brauchbar.

Zum Anschwingen ist ein instabiler Arbeitspunkt, sprich ein rechtsseitiges Polpaar, notwendig. Auf Grund der Nichtlinearität des Oszillatorsystems, wandert dieses Paar bis im eingeschwungenen Zustand der Realteil σ_p verschwindet. Man erhält eine sich selbst aufrechterhaltende Schwingung konstanter Amplitude. Bei der Dimensionierung kann es daher praktisch sein, eine Wurzelortskurvendarstellung (engl. Root Locus) anzugeben, um dieses Verschieben der Pole in Abhängigkeit eines Parameters wie beispielsweise der Verstärkung zu zeigen. Abschließend sei kurz angemerkt, dass der Einfluss von Nullstellen nicht berücksichtigt wurde.

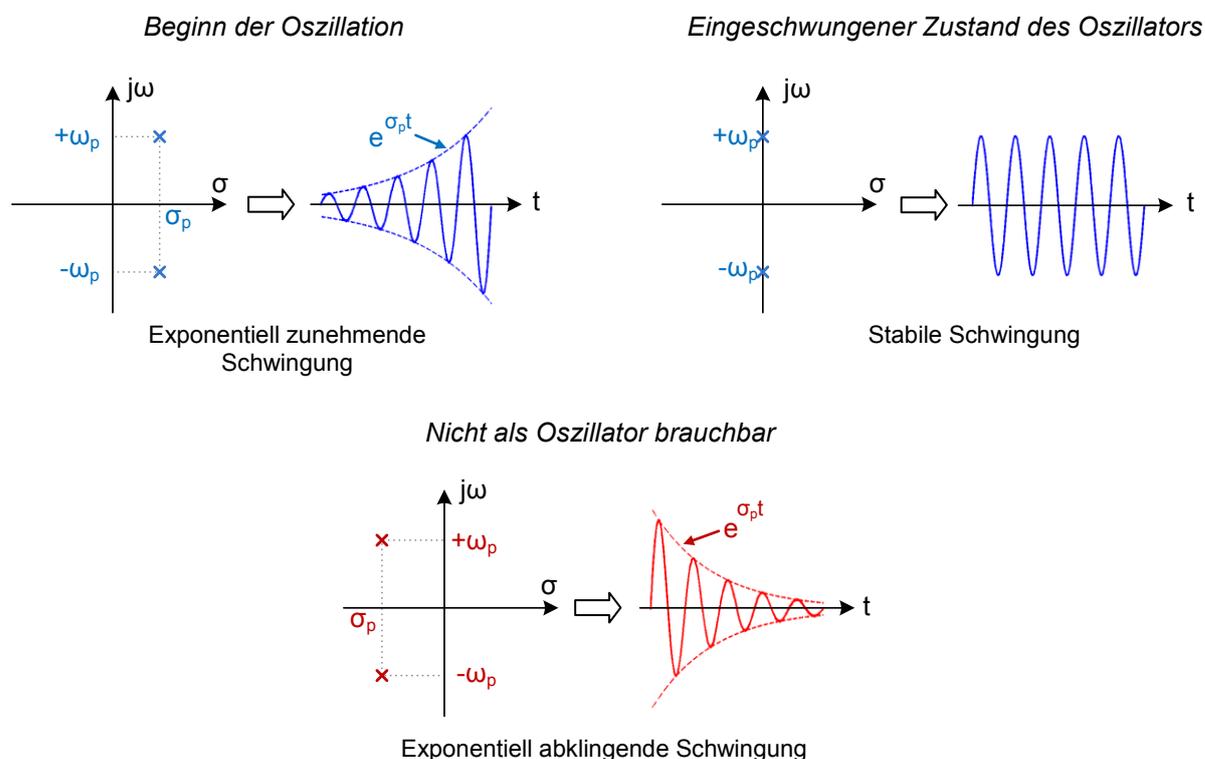


Abbildung 2.7: Lage der Polstellen und zugehöriges Verhalten im Zeitbereich

Negativ-Impedanz- beziehungsweise Negativ-Admittanz-Modell:

Dieses ebenfalls fundamentale Modell kann je nach Oszillatorstruktur seine Vorzüge haben, vor allem falls keine gut definierte Rückkopplungsschleife erkennbar ist [B3]. Zudem bietet es oftmals mehr Einblick in das Oszillationsverhalten, wobei mit gleichwertigen Ergebnissen wie beim Rückkopplungsmodell zu rechnen ist.

Das Oszillatorsystem wird in einen frequenzbestimmenden Resonatoranteil, welcher im Falle von Quarzoszillatoren auf jeden Fall den dynamischen Zweig enthält und in einen

aktiven Schaltungsanteil zerlegt (engl. Split Analysis) [A2]. Die Funktion des aktiven Kreises ist es den negativen Widerstand beim Arbeitspunkt des Oszillators zu liefern und die Kopplung mit dem frequenzbestimmenden Netzwerk durchzuführen, um somit die Schwingfrequenz zu definieren. Der Resonatoranteil kann für gewöhnlich als linear, zeitinvariant und signalunabhängig angenommen werden [B3]. Dargestellt werden diese beiden Schaltungsteile durch Zweipole (gleichbedeutend mit Eintor, engl. One-Port), welche durch ihre frequenzabhängigen Impedanzen beziehungsweise Admittanzen charakterisiert werden. Die vorhandene Nichtlinearität kann durch eine zusätzliche Amplitudenabhängigkeit erfasst werden. Für viele Berechnungen erfolgt jedoch eine Linearisierung um den Arbeitspunkt [A2].

Je nach Systemtopologie ist die Verwendung von Widerständen oder Leitwerten vorteilhafter, wobei eine Umrechnung möglich ist. In [B3] wird vorgeschlagen bei einem im eingeschwungenen Zustand nahezu sinusförmigen Strom in den aktiven Kreis das Impedanz-Modell anzuwenden. Ist hingegen mit einem sinusförmigen Spannungsverlauf über den aktiven Schaltungsteil zu rechnen empfiehlt sich die Modellierung mit Admittanzen.

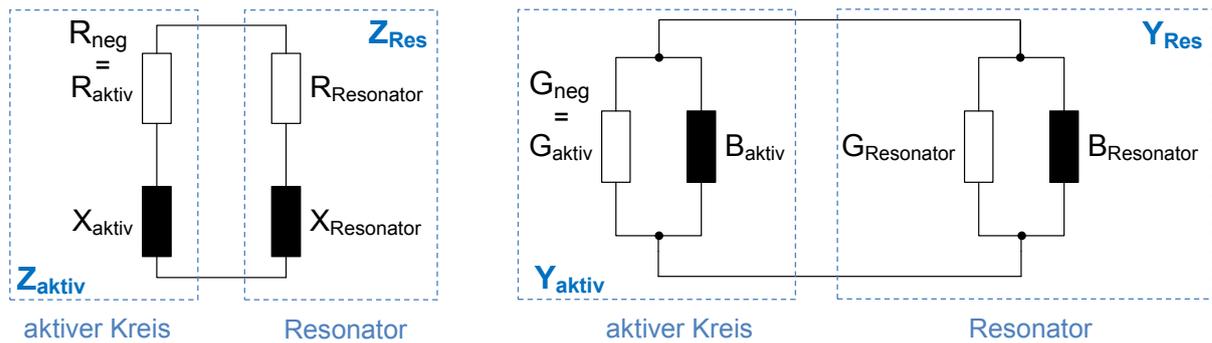


Abbildung 2.8: Negativ-Impedanz-Modell (links) bzw. Negativ-Admittanz-Modell (rechts)

Da die Oszillation von selbst aufrechterhalten wird, ist keine äußere Quelle erforderlich. Unter Anwendung des Barkhausen-Kriteriums erhält man als Schwingbedingung, dass die Gesamtimpedanz beziehungsweise Admittanz null ergeben muss. Durch Aufteilung in Real- und Imaginärteil ergeben sich folgende notwendige Bedingungen für einen stabilen Schwingungszustand:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \{ Z_{\text{aktiv}} + Z_{\text{Res}} \} &= 0 & \rightarrow & R_{\text{aktiv}} = -R_{\text{Resonator}} \\ \operatorname{Im} \{ Z_{\text{aktiv}} + Z_{\text{Res}} \} &= 0 & \rightarrow & X_{\text{aktiv}} = -X_{\text{Resonator}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die duale Forderung an die Admittanzen lautet:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \{ Y_{\text{aktiv}} + Y_{\text{Res}} \} &= 0 & \rightarrow & G_{\text{aktiv}} = -G_{\text{Resonator}} \\ \operatorname{Im} \{ Y_{\text{aktiv}} + Y_{\text{Res}} \} &= 0 & \rightarrow & B_{\text{aktiv}} = -B_{\text{Resonator}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Demnach gleicht der negative Widerstand des aktiven Kreises R_{aktiv} die Wirkverluste des Resonators $R_{\text{Resonator}}$ aus. Bei gleichzeitiger Kompensation des Blindanteiles erhält man eine

ungedämpfte Schwingung. In weiterer Folge wird sich zeigen, dass die Bedingung für den Realteil die benötigte Verstärkung und die Anforderung an den Imaginärteil die Oszillationsfrequenz festlegt [A6].

Zur Schwingungsanregung muss zusätzlich der resultierende Wirkwiderstand beziehungsweise Leitwert ein negatives Vorzeichen aufweisen.

Gültig für die in [B3] vorgeschlagene Verwendung der Modelle

$$\begin{array}{l} R_{aktiv} + R_{Resonator} < 0 \\ G_{aktiv} + G_{Resonator} < 0 \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \rightarrow |R_{aktiv}| > R_{Resonator} \\ \rightarrow |G_{aktiv}| > G_{Resonator} \end{array} \right\} \begin{array}{l} R_{aktiv} < 0 \\ G_{aktiv} < 0 \end{array} \quad (2.17)$$

Es erfolgt, wie bereits angeführt, ein exponentielles Anklingen der Schwingung bis die Nichtlinearitäten zu tragen kommen und der eingeschwungene Zustand erreicht wird.

Anwendung des Nyquist-Kriteriums:

Wie erwähnt ist die Erfüllung des Barkhausen-Kriteriums nicht ausreichend, um eine Schwingfähigkeit zu garantieren. Als Faustregel kann man oftmals sagen, dass beim Vorhandensein von lediglich einer Frequenz bei welcher die notwendigen Bedingungen erfüllt sind, mit einer Oszillation zu rechnen ist [B3].

Mehr Einsicht kann jedoch durch Anwendung des Nyquist-Kriteriums gewonnen werden. Ein instabiles und somit schwingfähiges System liegt vor, falls die Verstärkung der offenen Schleife $T(j\omega) = A(j\omega) \cdot F(j\omega)$ sowie das zugehörige Spiegelbild in der komplexen Ebene dargestellt (Nyquist Diagramm) den Punkt $1+j0$ im Uhrzeigersinn umkreisen, wenn die Frequenz ω von null bis unendlich bewegt wird [B3, C2]. Dies ist bereits eine auf Oszillatoren abgewandelte Formulierung. Für eine exakte Schreibweise des Nyquist-Stabilitätskriteriums sei auf ein regeltechnisches Werk wie [C4] verwiesen.

Für weiterführende Betrachtungen zu den Schwingbedingungen und konkrete Anwendungsbeispiele, welche die Limitierungen des Barkhausen-Kriteriums aufzeigen, empfiehlt es sich auf [B3], [B4] oder [B5] zurückzugreifen.

2.2.2 Quarz-Oszillortypen

Bei der Auswahl einer geeigneten Oszillatorschaltung müssen unter anderem die Parameter Leistungsverbrauch, Frequenzstabilität, Designkomplexität und Kosten betrachtet werden. Ebenfalls kann der Bedarf nach einer Frequenzumtuning vorhanden sein [A9]. Zur Erfüllung der Anforderungen mit unterschiedlichen Genauigkeitsstufen und Kompromissen wurde daher im Laufe der Zeit eine Vielzahl an Schaltungstopologien mit diversen Modifikationen entwickelt.

Dieser Abschnitt soll einen groben Überblick der Strukturen verschaffen. Es existieren viele Einteilungsmöglichkeiten für Oszillatoren, wobei in dieser Arbeit lediglich auf CMOS-basierte einfache Quarzoszillatoren genauer eingegangen wird.

Der Vollständigkeit halber sind zunächst die vier wesentlichen Hauptgruppen, jedoch ohne allzu ausführliche Erklärung, angegeben. Diese kann aus [A1] entnommen werden. Man unterscheidet zwischen den einfachen Quarzoszillatoren ((P)XO...(Package) Crystal Oscillators), den spannungsgesteuerten Varianten (VCXO...Voltage Controlled Crystal Oscillators) sowie zwischen temperaturkompensierten (TCXO...Temperature Compensated Crystal Oscillators) und temperaturstabilisierten Oszillatoren (OCXO... Oven Controlled Crystal Oscillators) [A1]. Diese Einteilung berücksichtigt vor allem die Frequenz-Temperatur-Charakteristik.

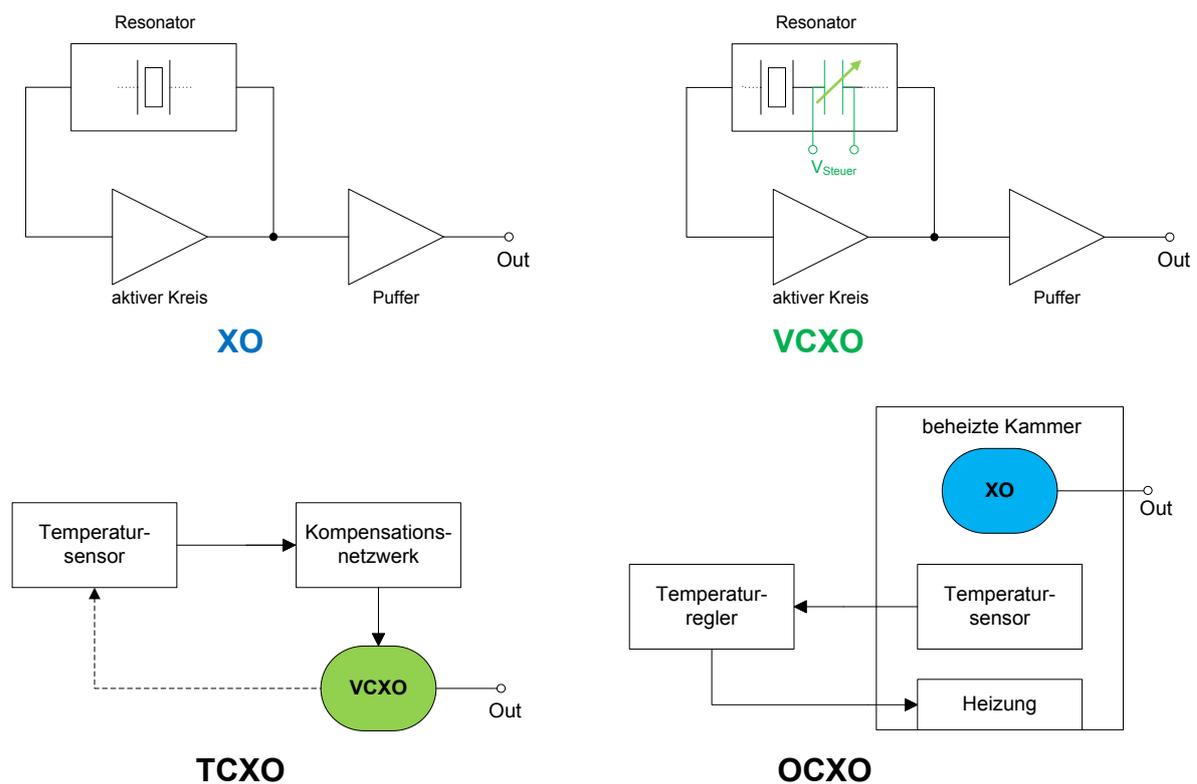


Abbildung 2.9: Oszillatorhauptgruppen

Bei den einfachen Quarzoszillatorschaltungen ist die Variation der Schwingfrequenz über den Temperaturbereich durch den Quarz beziehungsweise dessen Schnittwinkel bestimmt und liegt in der Größenordnung von $\pm 10\text{ppm}$ bis $\pm 50\text{ppm}$ [A1, A9]. Für noch höhere Genauigkeitsansprüche sind Schaltungserweiterungen notwendig, welche logischerweise den Stromverbrauch erhöhen.

Bei den temperaturkompensierten Oszillatoren (TCXO) verwendet man einen Temperatursensor um im Zusammenspiel mit einem geeigneten Netzwerk eine Korrekturspannung zu erzeugen. Diese wird einer variablen Reaktanz in der Quarzoszillatorschaltung, wie üblicherweise einem Varaktor, zugeführt. Dadurch soll der Temperaturgang des Quarzes bestmöglich aufgehoben und somit die Frequenzvarianz reduziert werden. Man erkennt nun bereits die Notwendigkeit von VCXOs, welche abhängig

von der angelegten Tuningspannung ihre Ausgangsfrequenz ändern. Als Kompensationsnetzwerk stehen analoge und digitale Varianten zur Verfügung. Mit den zumeist einfachen analogen Schaltungen werden sinnvollerweise keine komplizierten Temperaturverläufe beziehungsweise nur ein kleinerer Temperaturbereich korrigiert. Diese Netzwerke erweisen sich oftmals als stromsparender, jedoch müssen die Bauteiltoleranzen bedacht werden [A1]. Mehr Freiheiten bietet die digitale Korrektur entweder anhand abgespeicherter Kompensationskennlinien oder noch flexibler durch die Verwendung eines Mikrokontrollers, welcher eine Formel auswertet. Typische erreichbare Werte für die verbleibende temperaturbedingte Frequenzschwankung dieses Systems sind $\pm 1\text{ppm}$ [A9]. Häufige Anwendungsgebiete sind drahtlose Kommunikationssysteme wie Mobiltelefone [C3] als auch GPS-Systeme. Einige weiterführende Überlegungen bezüglich der Temperaturkompensation bei Quarzoszillatoren können aus [C5] oder [C3] entnommen werden, da in dieser Arbeit nicht mehr näher darauf eingegangen wird.

Für spezielle High-End-Anwendungen werden der Quarz sowie andere temperaturempfindliche Komponenten in einem Ofen auf konstanter Temperatur gehalten. Man spricht von temperaturstabilisierten Oszillatoren (OCXO). Die erzielbaren Genauigkeiten liegen in der Größenordnung von $\pm 10^{-8}$, mit dem Nachteil eines sehr hohen Energieverbrauchs. Zudem müssen Alterungseffekte bedacht werden, da die Heiztemperatur des Thermostaten über der Umgebungstemperatur liegen muss [A1].

Den Kern der genannten Schaltungen bildet immer eine sogenannte einfache Quarzoszillatorschaltung (XO), deren Varianten in weiterer Folge näher betrachtet werden. Diese Schaltungen bestehen wie bereits bekannt aus einem frequenzbestimmenden Netzwerk, welches den Quarz beinhaltet und einem aktiven Schaltungsteil, sprich einem Verstärker mit der nötigen Arbeitspunkteinstellung. Zusätzlich können weitere Elemente wie eine Bandbegrenzung, ein Impedanz-Matching-Netzwerk oder eine Amplitudenregelung vorhanden sein [A9].

Bei der Realisierung unterscheidet man zwischen ein- und mehrstufigen Oszillatorschaltungen, welche nun überblicksmäßig gezeigt werden.

Einstufige Oszillatorschaltungen:

Eine Klassifizierung kann zunächst anhand der Ausführungsweise des positiven Feedbacks erfolgen. Allgemein können hierzu Kapazitäten, Induktivitäten als auch Übertrager eingesetzt werden. Wegen der einfachen Integrierbarkeit von Kondensatoren auf einem Chip sowie dem gewünschten Betriebsbereich des Quarzes als Spule, sind in dieser Arbeit lediglich die kapazitätsbasierten Mitkopplungen relevant. Informationen über die anderen Oszillatorgruppen wie Hartley oder Meißner können aus [A10] gewonnen werden. Der prinzipielle Aufbau soll nun der Überschaubarkeit halber mittels Ein-Transistorschaltungen

gezeigt werden. Unter den verschiedenen Anordnungsmöglichkeiten eines Quarzes und zweier Kapazitäten an einem einzigen Transistor (oder allgemeiner an einem einzigen aktiven Element) existiert nur eine Variante, welche den benötigten negativen Widerstand an geeigneter Stelle liefern kann. Dies kann untersucht werden, indem man den Quarz durch eine Wechsellspannungsquelle ersetzt und die tatsächlich resultierende Stromrichtung an der Quelle betrachtet. Man bestimmt also den kleinsignalmäßigen Eingangswiderstand der Schaltung. Je nachdem welcher Schaltungspunkt mit Masse verbunden wird, lassen sich nun die drei dargestellten Typen ableiten. Dadurch ergeben sich auch verschiedene Stellen an denen das Ausgangssignal abgegriffen werden kann. Zu beachten ist, dass die Namensgebung in der Literatur nicht eindeutig ist [A6, A9] und es somit zu Missverständnissen kommen kann. In der angegebenen Abbildung erfolgt die Benennung laut [A6]. Ebenfalls sei angemerkt, dass die zur Arbeitspunkteinstellung des MOSFETs benötigten Biasstrukturen nicht eingezeichnet sind.

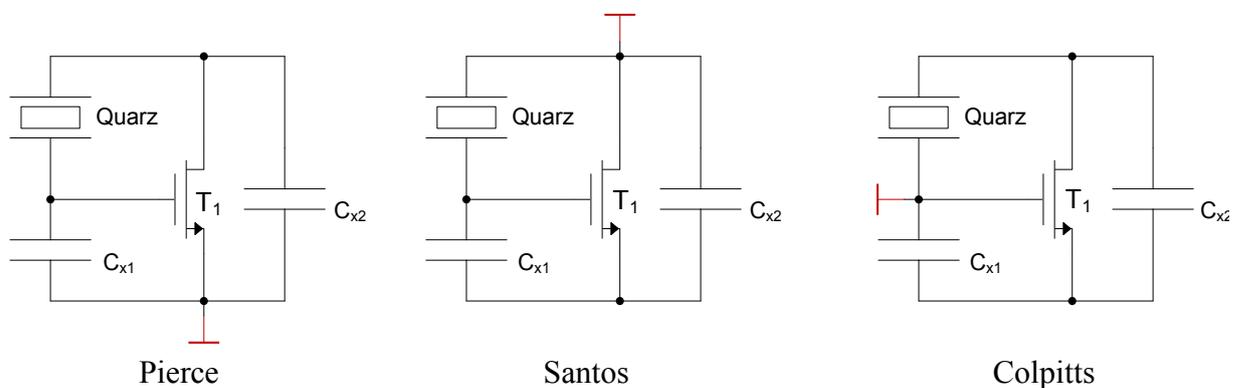


Abbildung 2.10: Prinzipieller Aufbau von Ein-Transistoroszillatoren

Generell kann gesagt werden, dass die Wahl der Bezugsmasse Auswirkungen auf die Performance hat.

Beim Pierce-Oszillator, welcher die beliebteste Schaltung für hochstabile Oszillatoren ist, liegt die Masse am Source. Der Transistor verhält sich wie ein Verstärker. Als Ausgang eignet sich entweder das Gate oder wie meist bevorzugt der Drain [A6]. Vorteilhaft ist, dass der Großteil der Streukapazitäten nicht parallel zum Quarz geschaltet ist und dieser somit kaum degradiert wird [A9]. Jedoch sind zwei Pins zum Anschluss des Quarzes an den Chip nötig. Das Konzept des Pierce-Oszillators wird im Verlauf dieser Arbeit noch ausführlicher besprochen.

Bei der Santos-Konfiguration (anderer Name: Colpitts) befindet sich die Bezugsmasse am Drain. In integrierten Schaltungen ist somit lediglich ein Pin zum Anschluss des externen Quarzes notwendig. Man spricht von einem sogenannten Single-Pin-Oszillator. Nachteilig ist aber, dass der Quarz im Allgemeinen stärker durch parasitäre Streukapazitäten beeinflusst wird [A9]. Dadurch ergibt sich, wie bereits angeführt, eine niedrigere Parallelgüte und eine Frequenzveränderung. Zudem wird der Quarzserienwiderstand R_1 auf einen höheren Wert transformiert. Die Arbeitsweise des Transistors ist vergleichbar mit einer Kaskode und als

Spannungsausgang wird der Source verwendet. Zudem besteht aber die Möglichkeit durch Hinzugabe eines Stromspiegels in die Drain-Ground-Verbindung den Strom als Ausgangsgröße zu verwenden. Dies ist eine besonders elegante Lösung, da der Oszillator kaum beeinflusst wird [A6].

Die Colpitts-Schaltung (anderer Name: Clapp) zählt ebenfalls zu den Single-Pin-Oszillatoren, wobei die Masse am Gate liegt. Der Transistor arbeitet annähernd wie ein Source-Folger. Als Ausgang wird oftmals der Drain verwendet, obwohl nur mit einem kleinen Signalhub (engl. Swing) gerechnet werden darf. Besser eignet sich die Verwendung des Source-Anschlusses vom Transistor [A6]. Es ist wiederum mit größeren parasitären Kapazitäten parallel zum Quarz und somit mit einer geringeren Frequenzstabilität als bei der Pierce-Schaltung zu rechnen.

Bei der prinzipiellen Untersuchung des Oszillationsverhaltens der angegebenen Schaltungen kann der Einfluss des Massepunktes zunächst entfallen und es gelten idealerweise dieselben Zusammenhänge. Man spricht auch ganz allgemein von einem Drei-Punkt-Oszillator. Zur Analyse wird der Quarz wieder durch sein einfaches Ersatzschaltbild dargestellt. Weitere dynamische Zweige sind dabei auf Grund der hohen Quarzgüte kaum relevant und daher zunächst vernachlässigbar.

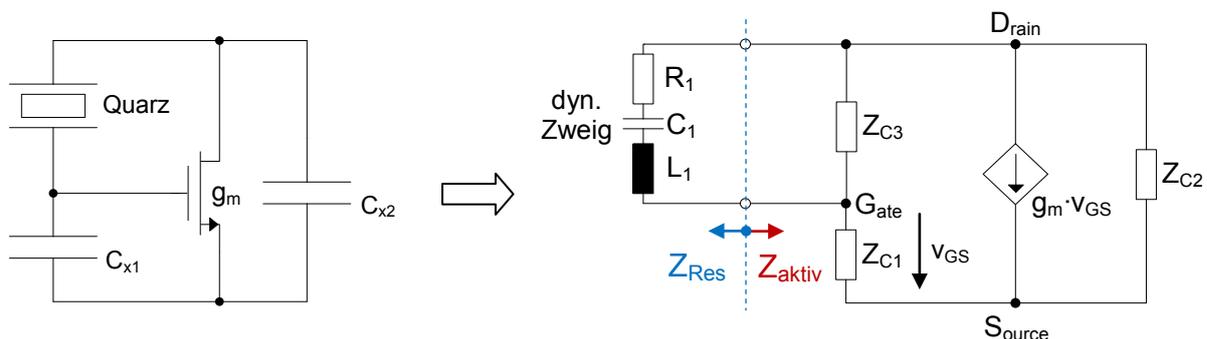


Abbildung 2.11: Drei-Punkt-Oszillator und Kleinsignaldarstellung

Bei der allgemeinen Repräsentation der Oszillatorschaltung im Ersatzschaltbild wird der aktive Anteil des Transistors in Sättigung durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle dargestellt. Die steuernde Größe ist hauptsächlich die Gatespannung. Falls nämlich der Substratanschluss mit dem Source verbunden werden kann, spielt der Backgate-Effekt (Substratsteuereffekt) keine Rolle. Ansonsten wäre ein Einfluss vorhanden.

Die drei passiven Widerstände Z_{C1} bis Z_{C3} , welche nebenbei erwähnt auch nichtlinear sein können, beinhalten außer den für den Betrieb notwendigen Kapazitäten C_{x1} und C_{x2} zudem je nach Genauigkeit der Transistormodellierung dessen weitere Nichtidealitäten. Zusätzlich können diesen Widerständen parasitäre und funktionale Komponenten des erforderlichen Biasing-Netzwerkes sowie die Halterungskapazitäten innerhalb des Quarzgehäuses zugerechnet werden [A2].

Den frequenzbestimmenden Anteil bildet der dynamische Zweig des Quarzes. Bei dieser Topologie erweist es sich als praktischer die statische Quarzkapazität der aktiven Schaltung und zwar Z_{C3} zuzuordnen. Damit beinhaltet diese alle rein elektrischen Komponenten. Im Gesamtergebnis zeigt sich kein Unterschied. Da der Strom im dynamischen Zweig gütebedingt einen nahezu sinusförmigen Verlauf besitzt, ist auch der Strom in den aktiven Anteil sinusförmig. Dadurch kann man ebenfalls die Vernachlässigung weiterer dynamischer Zweige erklären, da bei einem rein sinusförmigen Verlauf kein Energieaustausch mit den Harmonischen erfolgt [A2].

Zur Schwingungsanalyse wird bevorzugt auf das Negativ-Impedanz-Modell zurückgegriffen.

Die Berücksichtigung der Nichtlinearitäten, sprich der Amplitudenabhängigkeiten, bei der Berechnung der Widerstandsorkurve für Z_{aktiv} kann allgemein nur mittels Schaltungssimulator in einem iterativen Prozess erfolgen. Für eine analytische Lösung ist eine Linearisierung der Schaltung um ihren Arbeitspunkt notwendig [A2]. Vor allem für das Startverhalten des Oszillators ist diese Untersuchung von besonderer Bedeutung. Aber auch bei der Dimensionierung erweist sich diese Methode als praktisch und wird daher angewandt.

Der Transistor wird nun durch seine Kleinsignalparameter dargestellt. Wesentlich ist die Gate-Steilheit g_m (Transkonduktanz) die bestimmt, welche Stromänderung sich auf Grund einer kleinen Spannungsänderung v_{GS} ergibt. Zudem kann der Innenwiderstand dieser Stromquelle durch den differentiellen Ausgangswiderstand r_{DS} des Transistors dargestellt werden. Man erkennt, dass es zunächst durchaus notwendig sein kann die Widerstände Z_{C1} bis Z_{C3} als verlustbehaftete Kapazitäten anzusehen. Als Randbedingung sollten dabei die induktiven Anteile in den Widerständen nicht dominieren. Für die linearisierte komplexe Schaltungsimpedanz erhält man folgenden Zusammenhang:

$$Z_{\text{aktiv}} = \frac{Z_{C1}Z_{C3} + Z_{C2}Z_{C3} + g_m Z_{C1}Z_{C2}Z_{C3}}{Z_{C1} + Z_{C2} + Z_{C3} + g_m Z_{C1}Z_{C2}} \quad (2.18)$$

Da es sich um eine bilineare Funktion von g_m handelt, ergibt sich in der komplexen Ebene ein Kreis, falls die Steilheit g_m von $-\infty$ nach $+\infty$ variiert wird [A2]. Zur Veranschaulichung der notwendigen Schwingbedingungen laut Barkhausen-Kriterium wird gerne auf eine grafische Darstellungsweise zurückgegriffen. Dadurch kann abgeklärt werden, welche Steilheit ausreichend ist, um die Schwingung für einen vorgegebenen Quarz aufrechtzuerhalten. Zudem können weitere Erkenntnisse, die aus den Formeln nicht sofort ersichtlich sind, gewonnen werden. Wie bereits bekannt ist, muss für eine stabile Schwingung die Summe aus der Schaltungsimpedanz Z_{aktiv} und der Impedanz des dynamischen Zweiges Z_{Res} null ergeben. Der Widerstand des dynamischen Zweiges wird oftmals anhand des relativen Frequenzziehfaktors p angenähert und mit negiertem Vorzeichen eingezeichnet. Er verläuft nun im Abstand von R_1 , dem negierten Quarzverlustwiderstand, parallel zur imaginären Achse.

Die *Abbildung 2.12* zeigt schematisch die beiden Widerstandsorkurven sowie die markanten Punkte, die es zu betrachten gilt.

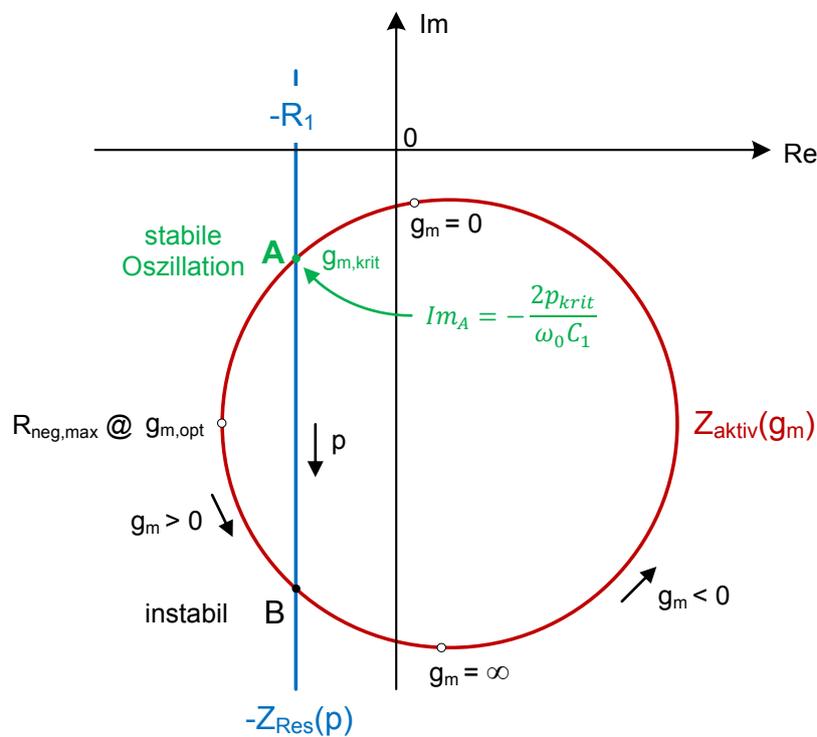


Abbildung 2.12: Widerstandsorkurve des Drei-Punkt-Oszillators in der komplexen Ebene

Da der aktive Schaltungsanteil, wie auch vom Quarz verlangt, ein kapazitives Verhalten aufweist, ist der Kreis in der unteren Hälfte der komplexen Ebene lokalisiert. Ein negativer Widerstand wird lediglich für eine positive Steilheit (physikalisch sinnvoll), welche die Verluste der Widerstände Z_{C1} bis Z_{C3} kompensieren kann, erzielt. Erst dann darf die Schaltung tatsächlich als aktiv angesehen werden. Zu bemerken ist, dass sich die Schaltung für eine zu hohe Steilheit auch wieder passiv verhält.

In den Schnittpunkten der beiden Ortskurven sind die Barkhausen-Bedingungen erfüllt. Es existieren zwei Lösungen, von denen jedoch nur im Punkt A eine stabile Oszillation erreicht werden kann. Hierzu ist eine bestimmte Transkonduktanz $g_{m,krit}$ erforderlich um die Dämpfung des Quarzes zu kompensieren. Die Anforderung an den Realteil und der quasi daraus resultierende Imaginärteil von Z_{aktiv} können direkt aus der Darstellung abgelesen und durch Anwendung der bisherigen Erkenntnisse in anschaulicher Weise dargestellt werden:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\{Z_{aktiv}\} &= -\operatorname{Re}\{Z_{Res}\} = -R_1 \\ \operatorname{Im}\{Z_{aktiv}\} &= -\operatorname{Im}\{Z_{Res}\} = -\frac{2p_{krit}}{\omega_0 C_1} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Genau genommen handelt es sich dabei um eine lineare Approximation, welche nur am Beginn der Oszillation exakt passt. Jedoch ist bei einem Schaltungsdesign, in welchem der Frequenzziehfaktor p nur wenig von Nichtlinearitäten beeinflusst wird, der Fehler

Es fällt auf, dass für den verlustlosen Fall der Ortskreis für die Schaltungsimpedanz auf der imaginären Achse, wie dargestellt, zentriert ist. Demnach ist auch eine geringere Steilheit erforderlich, um den benötigten negativen Widerstand zu liefern. Auch der maximal erreichbare negative Widerstand ist betragsmäßig größer. Für eine stabile Oszillation ist, wie auch beim Vorhandensein von Verlusten, ein gut definierter Schnittpunkt in A erforderlich. Dies bedingt einen großen Kreis und erfordert somit eine kleine Kapazität C_{x3} [A6]. Mit dieser Forderung kann auch ein größerer negativer Widerstand erzielt werden. C_{x3} ist durch die statische Quarzkapazität C_0 begrenzt und zudem kommt noch die Drain-Gate-Kapazität vom Transistor hinzu. Für einen oftmals erwünschten geringen Frequenzziehfaktor p_{krit} sind große Kapazitätswerte für C_{x1} und C_{x2} erforderlich [A6], was aber einen höheren Stromverbrauch bedingt. Somit gilt es beim Design einen Kompromiss zu finden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine Minimierung der Verluste die zur Oszillation benötigte Steilheit $g_{m,krit}$ verringert und zudem die größte Frequenzstabilität bietet.

Abschließend werden der Vollständigkeit halber nochmals simple Realisierungen für die drei kennengelernten Ein-Transistoroszillatoren gezeigt [A6], wobei nun das Biasing berücksichtigt wird. Dieses wird üblicherweise mittels einer Stromquelle durchgeführt, um die Versorgungsleitung ausreichend vor Spikes bei der Oszillationsfrequenz zu isolieren. Zudem wird meistens ein Widerstand am Gate zur Festlegung des Arbeitspunktes verwendet. Ebenfalls ist ersichtlich, dass das Bezugspotential des Transistors AC-mäßig verstanden werden sollte. In den Schaltungen ist auch ein möglicher Punkt zum Signalabgriff angegeben.

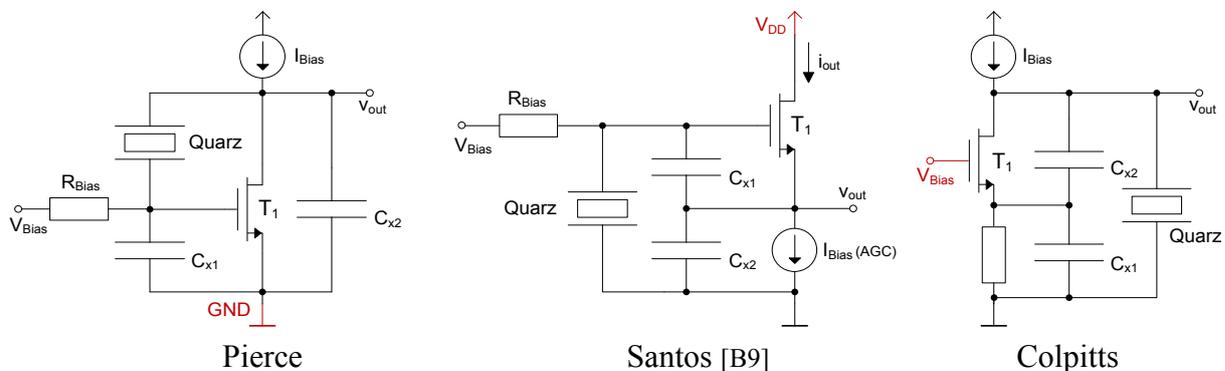


Abbildung 2.14: Ein-Transistoroszillatoren inklusive Biasing

Da ein Transistor bereits ausreicht um die notwendige Verstärkung zu liefern, kann dies ganz offensichtlich auch durch mehrere erreicht werden. Mit dieser Erkenntnis kann man beispielsweise in den drei möglichen Ein-Transistoroszillatoren das aktive Element durch einen generellen einstufigen Verstärker mit entsprechenden Eigenschaften ersetzen. Interpretiert man die gezeigten Prinzipschaltungen jeweils als Transistorgrundschaltung sieht man rasch ob ein invertierender oder nicht invertierender Verstärker notwendig ist [A1].

Es existieren viele Schaltungsvarianten, wobei auch andere mehrstufige Konzepte vorhanden sind. Diese gilt es nun kurz zu betrachten.

Mehrstufige Oszillatorschaltungen:

Wird in integrierten Schaltungen auf einen mehrstufigen Quarzoszillator zurückgegriffen, ist er oftmals von der in *Abbildung 2.15* gezeigten zweistufigen Struktur.

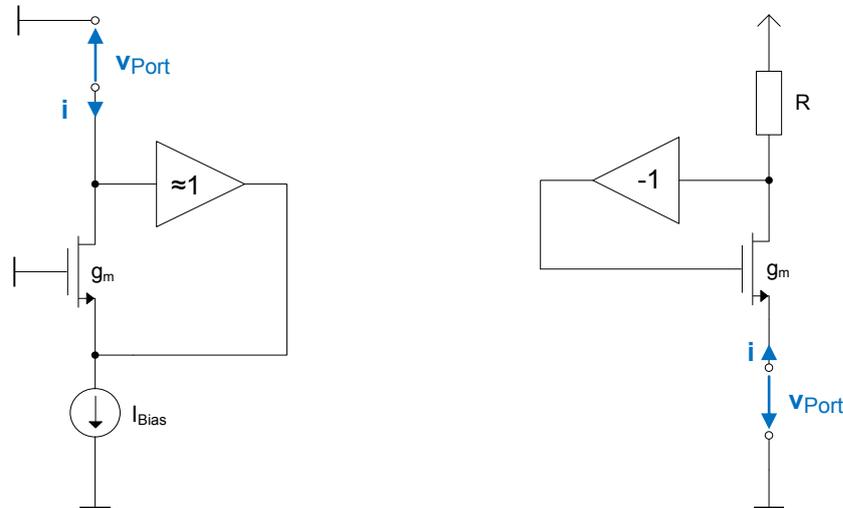


Abbildung 2.15: Prinzipien für zweistufige Oszillatoren

In der *Abbildung 2.15* ist der Resonatoranteil, welcher den Quarz beinhaltet und als Last für den aktiven Schaltungsanteil angesehen werden kann, durch ein Port angedeutet. Dadurch erkennt man besonders gut den für Negativ-Impedanz-Konverter (engl. NIC...Negative-Impedance Converter) typischen Aufbau. Obwohl eigentlich alle bisher behandelten Oszillatoren mit ihrem aktiven Schaltungsteil einen negativen Widerstand erzeugen, werden die obigen beiden Varianten gerne als NIC-Oszillatoren bezeichnet [D2], da man das Prinzip anschaulich herleiten kann. Es kann nun zwischen zwei Typen unterschieden werden.

In der linken Schaltungsvariante [A7] wird die Spannung am Port mittels eines Puffers auf den Source des Transistors gegeben. Unter der Voraussetzung, dass sich der Transistor in Sättigung befindet, verhält er sich wie eine im Wesentlichen von der Gate-Source-Spannung gesteuerte Stromquelle. Kleinsignalmäßig ergibt sich somit ein Strom von $i = g_m \cdot v_{GS}$. Man sieht zum Beispiel durch Anschreiben einer Masche, dass v_{GS} gleichbedeutend mit der invertierten Spannung am Source ist. Es fließt also demnach ein Strom von $i = -g_m \cdot v_{Port}$ und die Eingangsimpedanz der Schaltung, welche am Port wirksam ist, ergibt sich zu $Z_{aktiv} = -1/g_m$. Diese NIC-Oszillatorschaltung ist im eingeschwungenen Zustand stabil und somit nicht schwingfähig falls das Port kurzgeschlossen oder eine betragsmäßig kleinere Last als Z_{aktiv} angeschlossen wird. Für die Schwingungserzeugung ist eine Destabilisierung erforderlich, wobei natürlich die kennengelernten Schwingbedingungen anwendbar sind. Über den Zusammenhang für den negativen Widerstand kann bei bekanntem Resonatorverlustwiderstand auf die für eine Oszillation benötigte Transkonduktanz geschlossen werden. Bemerkenswert ist, dass ein höherer Lastwiderstand zu einem geringeren Stromverbrauch (kleineres g_m) führt und diese Schaltung unter diesem Aspekt vorteilhaft nahe der Parallelresonanz betrieben werden könnte [A7]. Dadurch ist bei Quarzoszillatoren aber mit

einem größeren Einfluss der statischen Kapazität zu rechnen und somit eine ungewünschte Abhängigkeit von der Verpackung (engl. Package) und der Befestigung (engl. Mounting) gegeben. Für die Darstellung des Oszillators ist das Negativ-Admittanz-Modell günstig, da die Spannung als Eingangsgröße des NIC angesehen werden kann.

Bei der rechten Schaltungsvariante ist am Beginn der Überlegungen der Strom von Bedeutung. Dieser verursacht einen Spannungsabfall über den Widerstand R , welcher mit Hilfe eines invertierenden Pufferverstärkers auf das Gate des Transistors geleitet wird. Der Transistor befindet sich wiederum in Sättigung und die Schaltung wird kleinsignalmäßig betrachtet. Für die Gate-Source-Spannung kann der Ausdruck $v_{GS} = -i/g_m$ verwendet werden. Dies berücksichtigt im Vorzeichen, dass der Strom i nicht von Drain nach Source fließt. Drückt man nun v_{GS} alternativ mittels der Spannungsdifferenz $v_{GS} = -i \cdot R - v_{Port}$ aus und setzt die beiden Formeln gleich, kann man den Zusammenhang $Z_{aktiv} = 1/g_m - R$ für die Eingangsimpedanz der Schaltung aufstellen. Dieser Typ von NIC ist im Leerlauf oder für Lasten größer als $|Z_{aktiv}|$ stabil. Konsequenterweise kann die Schaltung nur bei einer ausreichend kleinen Resonatorlast, wie sie nahe Serienresonanz auftritt, als Oszillator eingesetzt werden. Als Darstellungsmöglichkeit bietet sich das Negativ-Impedanz-Modell an.

Es existieren wie schon angemerkt, viele weitere Quarzoszillatortopologien (siehe auch [A1], [A6]), die jedoch in kommerziellen integrierten Schaltungen basierend auf CMOS-Technologie kaum verwendet werden, da sie die Eigenschaften der bisher kennengelernten Schaltungen nicht erreichen. In späterer Folge wird außerdem ein mit Hilfe von mehreren Verstärkerstufen realisierter Pierce-Oszillator angegeben und gezeigt warum davon abzuraten ist.

2.3 Mehrstufiger Oszillator im Detail (NIC)

Mit der Kenntnis des Grundprinzips kann nun ein praktischer Realisierungsansatz für einen zweistufigen NIC-Oszillator nähergebracht werden. Dabei sollen Hinweise zur einfachen Modellierung der Oszillatorschaltung und Besonderheiten aufgezeigt werden.

2.3.1 Aufbau und Eigenschaften

Verwendet wird jene in *Abbildung 2.15* dargestellte Schaltungsvariante bei der der Quarz bevorzugt nahe seiner Serienresonanz betrieben wird. Als Eingangsgröße des NICs kann der Strom angesehen werden. Bisher ist bekannt, dass mit der NIC-Schaltung ein negativer ohmscher Widerstand elektrisch erzeugt werden kann. Dieser wirkt kleinsignalmäßig um einen Arbeitspunkt und man könnte somit auch sagen, dass bei einer Erhöhung des Stromes die Spannung kleiner wird. Der negative Widerstand wird benötigt, um die Wirkverluste des Resonators auszugleichen. Er ermöglicht das Anschwingen und hält die Oszillation aufrecht.

Dieser Punkt, sowie die erforderlichen Schwingbedingungen, wurden bereits abgehandelt und werden somit nicht mehr detailliert ausgeführt. Betrachtet man die Schaltung, fällt auf, dass sich der Quarz in einer Serienlastkonfiguration befindet. Es wird lediglich ein Pin zum Anschluss des externen Quarzes benötigt, was bei einem Gehäuse mit geringer Pinanzahl durchaus interessant sein kann. Jedoch gilt es wiederum parasitäre Kapazitäten parallel zum Quarz zu beachten, welche die Performance verschlechtern. Zudem besteht speziell bei der Ein-Pin-Technik die Gefahr, dass das Oszillatorsignal auf andere Schaltungsteile übertragen wird. Der Quarzstrom kann nämlich Spannungsabfälle über die chipinterne Masseverbindung verursachen bevor er zum Massepin gelangt. Deshalb muss bei sensiblen Systemen speziell auf das Layout geachtet werden [B6].

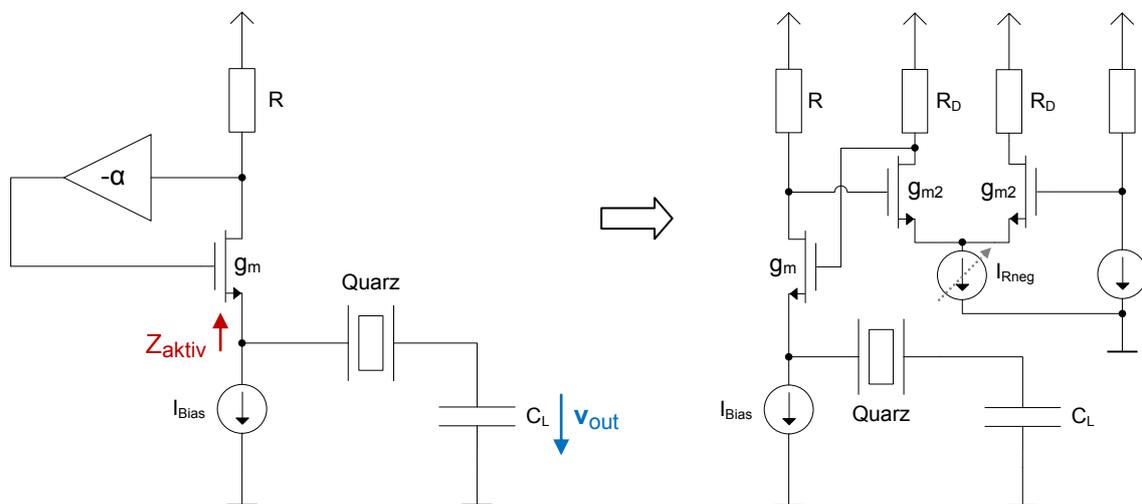


Abbildung 2.16: Zweistufiger NIC-Oszillator

Zur Festlegung des Arbeitspunktes wird ein Strom in die Schaltung eingeprägt. Um einen höheren negativen Widerstand zu erzielen, wird anstatt des lediglich invertierenden Puffers ein invertierender Verstärker eingesetzt. Dabei kann es sich beispielsweise um eine Common-Source-Stufe oder wie angegeben um einen Differenzverstärker handeln. Letzterer bietet den Vorteil, dass der negative Widerstand durch einen Strom einstellbar ist und somit im Bedarfsfall angepasst werden kann. Auf Grund des zusätzlichen Freiheitsgrades durch den Parameter α (Verstärkung) können mit dieser Topologie größere Werte für den negativen Widerstand als bei einstufigen Oszillatorschaltungen erzeugt werden. Somit kann die Startzeit des Oszillators verkürzt werden, da, wie sich noch zeigen wird, ein betragsmäßig großer negativer Widerstand ein schnelleres Anschwingen bedingt. Ausführlichere Betrachtungen zum Startverhalten sind im *Kapitel 2.5* angegeben. Idealerweise stellt nun der NIC den ohmschen Widerstand $Z_{aktiv} = -\alpha R + 1/g_m$ zur Verfügung. Bei Verwendung des Differenzverstärkers kann für die Verstärkung der Ausdruck $\alpha = R_D \cdot g_{m2} / 2$ eingesetzt werden. Jedoch weist die NIC-Schaltung beim Vorhandensein einer Verzögerung, beispielsweise auf Grund parasitärer Kapazitäten, in einer der zwei Stufen zusätzlich ein induktives Verhalten auf. Dies kann überprüft werden, indem man zum Beispiel dem Widerstand R eine Kapazität parallelschaltet [A7].

$$Z_{aktiv} = + \frac{1}{g_m} - \alpha \frac{R}{1 + j\omega RC} = \boxed{+ \frac{1}{g_m} - \alpha \frac{R}{1 + \omega^2 R^2 C^2}} + j\omega\alpha \frac{RC}{1 + \omega^2 R^2 C^2} \quad (2.20)$$

Wird nun α dazu verwendet um den negativen Widerstand zu vergrößern, muss gleichzeitig ein höhere parasitäre Induktivität L_{OSC} in Kauf genommen werden. Dadurch entsteht speziell bei höheren Frequenzen oder bei einer zu großen externen Kapazität die Gefahr einer parasitären Oszillation, welche mit größer werdender Induktivität L_{OSC} steigt.

Um dies zu berücksichtigen, muss demnach der NIC durch eine Serienschaltung eines negativen Widerstandes R_{neg} mit einer Induktivität L_{OSC} modelliert werden. Die Auswirkungen von L_{OSC} auf die Schwingfrequenz können durch eine Transformation der Induktivität in eine effektiv wirksame Lastkapazität C_{Leff} verdeutlicht werden [D2, A5]. Unter der Voraussetzung, dass die Schwingfähigkeit des Oszillatorsystems sichergestellt ist und der Quarz das frequenzbestimmende Bauteil bleibt, kann mit Hilfe des in den Grundlagen zum Schwingquarz kennengelernten Zusammenhangs für die Serienlastresonanzfrequenz (Formel 2.7) die Schwingfrequenz abgeschätzt werden.

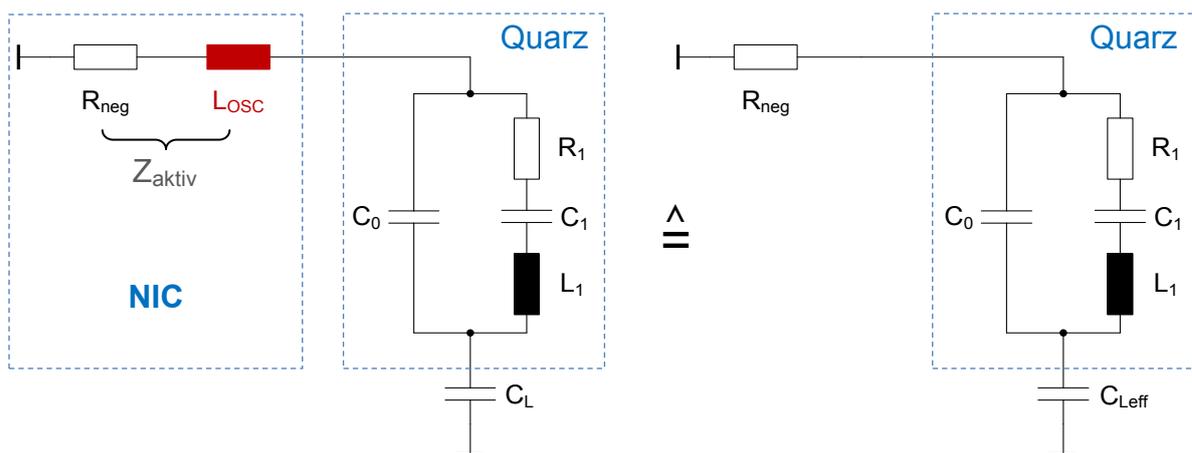


Abbildung 2.17: Ersatzschaltbild des NIC-Oszillators und Umrechnung

Für die Gleichheit der beiden Schaltungen muss die Serienschaltung aus der Spule L_{OSC} und der Lastkapazität C_L der neuen Kapazität C_{Leff} entsprechen. Man bedient sich einfacherweise der komplexen Wechselstromrechnung, bringt den Ausdruck für die Serienschaltung auf eine passende Form und kann somit den Kondensatorwert durch Koeffizientenvergleich ablesen.

$$\frac{1}{j\omega C_L} + j\omega L_{OSC} = \frac{1}{j\omega C_{Leff}} \rightarrow C_{Leff} = \frac{1}{\frac{1}{C_L} - \omega^2 L_{OSC}} \quad (2.21)$$

Die wirksame Kapazität C_{Leff} wird demnach vergrößert und dies sollte entsprechend berücksichtigt werden. Ebenso erkennt man, dass eine größere angeschlossene Serienkapazität C_L einen stärkeren Einfluss von L_{OSC} zur Folge hat. Da die Toleranz dieser internen Oszillatorinduktivität auf Grund der parasitären Entstehung relativ groß ist, trägt sie

wesentlich zur Gesamttoleranz bei [D2]. Generell kann man davon ausgehen, dass deshalb eine schlechtere Frequenzgenauigkeit als beim Pierce-Oszillator erzielt wird.

Oftmals besteht bei integrierten Oszillatoren die Möglichkeit die Feineinstellung der Frequenz durch am Chip befindliche schaltbare Kapazitätsbänke durchzuführen, welche gezielt die Lastkapazität verändern. In diesem Zusammenhang kommt einem der Begriff Ziehempfindlichkeit unter, welcher die relative Änderung der Lastresonanzfrequenz f_L bei Variation von C_L beschreibt [D2] und folgendermaßen berechnet wird:

$$S = \frac{\delta f_L / f_s}{\delta C_L} = \frac{-C_1}{2(C_0 + C_L)^2} \quad (2.22)$$

Demnach ist neben der Verwendung eines Quarzes mit hoher dynamischer Kapazität C_1 und geringer statischer Kapazität C_0 die Wahl eines kleinen Lastkondensators besonders wirksam. Wegen der guten Eigenschaften dieser Schaltung bezüglich des Frequenzziehens kann sie auch dazu eingesetzt werden, um eine FSK-Modulation (engl. Frequency Shift Keying) durchzuführen. Abhängig vom digitalen Datenbit wird die Lastkapazität und somit die Frequenz verändert. Weitere Überlegungen zu diesem Prinzip können unter anderem aus [D2] entnommen werden.

Kurz zusammengefasst gilt es bei der Dimensionierung darauf zu achten, dass die Auswirkungen von L_{OSC} akzeptabel bleiben. Dies erfordert allgemein auch eine Einschränkung des Maximalwertes für den negativen Widerstand, was wiederum die minimal erreichbare Startzeit begrenzt. Die Optimierung der vorgestellten Architektur könnte das Ziel einer anderen Arbeit sein. Wegen der beschriebenen Nachteile, also die geringere Frequenzgenauigkeit als beim Pierce-Oszillator sowie die Gefahr einer parasitären Oszillation und auch aus Technologiegründen (geringere EMC-Störsicherheit) wird dieser Ansatz im Laufe dieser Arbeit nicht mehr weiter vertieft.

2.4 Pierce-Oszillator im Detail

Der Pierce-Oszillator zählt zu den am häufigsten verwendeten Quarzoszillatoren in CMOS-Technologie [B7]. Neben anderen guten Eigenschaften (siehe [D5]) überzeugt er vor allem durch seine gute erzielbare Energieeffizienz und die hohe Frequenzstabilität. Dabei ist zumeist die Kurzzeitstabilität gemeint, welche im Frequenzbereich durch Phasenrauschen und im Zeitbereich, wie für digitale Takte gebräuchlich, mittels Jitter beschrieben wird.

Ursachen dieser kurzzeitigen Änderungen der Frequenz beziehungsweise Phase um den statistischen Mittelwert der Frequenz sind zum einen Instabilitäten im Quarzresonator selbst sowie zusätzlich durch die Schaltung bedingt. Genaue Überlegungen zum Einfluss der Schaltung sowie spezielle Dimensionierungstipps können aus [B1] oder [A2] entnommen werden. Zusammengefasst kann jedoch gesagt werden, dass bei einem richtig designten Pierce-Oszillator die ungewollten Auswirkungen der Schaltung gering sind. Dies hängt unter

anderem auch mit der günstigen Wahl der Bezugsmasse zusammen, welche wie beschrieben die parasitären Kapazitäten parallel zum Quarz niedrig hält. Deshalb werden die zwei benötigten Pins zum Anschluss meistens toleriert.

In diesem Kapitel sollen aufbauend auf der einfachsten und allgemein bekannten Grundvariante des Pierce-Oszillators zusätzlich notwendige Erweiterungen gezeigt werden, um die Vorzüge dieser Topologie bestmöglich auszunützen.

2.4.1 Aufbau und Eigenschaften

Die bereits gezeigte Pierce-Schaltung basierend auf einem einzigen Transistor als verstärkendes Element, ist mit leichten Modifikationen (siehe [A2], [A6]) für viele Anwendungen eine äußerst gute Variante und wird in [A2] besonders ausgiebig behandelt. Sie ermöglicht einen einfachen Einsatz in Low-Voltage-Anwendungen und kann stromsparend im Weak-Inversion-Betrieb der Transistoren ausgeführt werden.

Will man den Pierce-Oszillator jedoch noch stärker auf einen minimalen Stromverbrauch optimieren, empfiehlt es sich als Verstärker eine Art CMOS-Inverter einzusetzen [B8]. Da die beiden komplementären Transistoren vom selben Gleichstrom durchflossen werden, kann die Gesamttranskonduktanz ohne zusätzlichen Stromverbrauch erhöht werden. Anders ausgedrückt ist demnach ein geringerer Strom ausreichend, um die für die Schwingungserhaltung notwendige Steilheit $g_{m,krit}$ zu erzielen. Kleinsignalmäßig betrachtet liegen die Transistoren parallel und die Transkonduktanz wird addiert. Idealerweise gelten daher dieselben Betrachtungen für die Schwingungsanalyse und die Widerstandsorkurve wie sie bereits beim Drei-Punkt-Oszillator vorgestellt wurden. Tatsächlich muss man aber bei einer praktischen Realisierung mit Verzerrungen des Ortskreises rechnen [B1]. Diese gilt es gering zu halten, um die Frequenzstabilität nicht wesentlich zu verschlechtern.

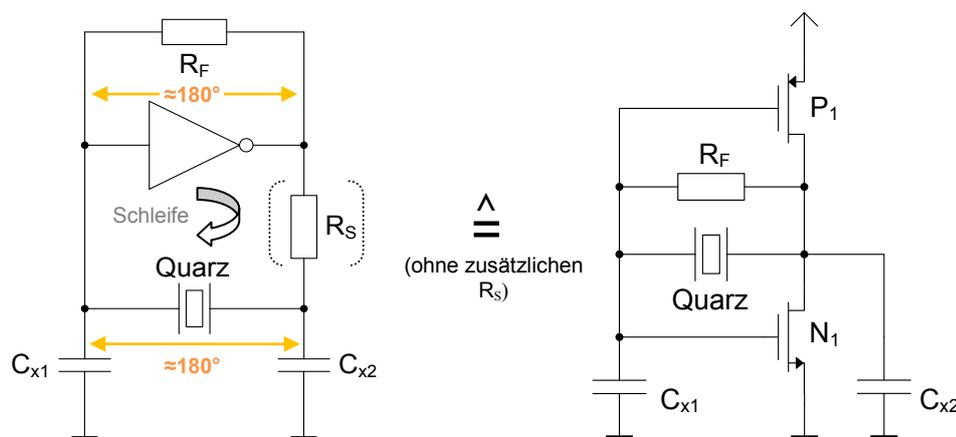


Abbildung 2.18: CMOS-Grundvariante des Pierce-Oszillators

Unter der Voraussetzung, dass der Oszillator schwingfähig dimensioniert wurde, soll im folgenden Abschnitt detaillierter auf die Realisierungsformen dieser Topologie eingegangen werden. Ausgangspunkt der Überlegungen ist die in *Abbildung 2.18* dargestellte CMOS-Grundvariante, welche schrittweise begründet auf den in *Abbildung 2.21* angegebenen Pierce-Oszillator mit Amplitudenregelung erweitert wird.

Grundvariante des Pierce-Oszillators:

Die simple Grundausführung gestattet es die Funktionalität der einzelnen Komponenten überblicksmäßig zu beschreiben.

Der Inverter, betrieben als analoger invertierender Verstärker, wird benötigt, um die Schleifenverstärkung zu ermöglichen und liefert in etwa eine Phasendrehung von 180° . Genau genommen besitzt er einen Frequenzgang und somit nimmt die Verstärkung bei höheren Frequenzen ab und die Phase dreht weiter. Dies ist jedoch im eingesetzten Frequenzbereich in erster Näherung vernachlässigbar [A4]. Der hochohmige Widerstand R_F stellt eine DC-Verbindung zwischen dem Ein- und Ausgang des Inverters her und ermöglicht dessen Arbeitspunkteinstellung. Dazu wird die Eingangskapazität vom Ausgang her auf einen stabilen Arbeitspunkt geladen. Dieser liegt in etwa bei der halben Betriebsspannung, also im linearen Bereich des Inverters. Der Widerstand R_F muss ausreichend hochohmig sein, um den Resonator nicht zu stark zu belasten [B8]. Der genaue Wert ist nicht so relevant und liegt üblicherweise im Megaohm-Bereich. Entsprechend der Oszillationsfrequenz (kHz oder MHz) sollte der Rückkopplungswiderstand R_F angepasst werden, wobei typische Werte in [B10] angegeben sind.

Der Quarz ist das frequenzbestimmende Bauteil und arbeitet, wie bereits angeführt, zwischen seiner Serien- und Parallelresonanzfrequenz. In diesem schmalen Bereich wirkt er effektiv als Spule hoher Güte und kann beliebige Induktivitätswerte L_{eff} annehmen, um mit einer externen Kapazität in Resonanz zu gelangen [C6]. Resonanz bedeutet, dass die elektrische Energie zwischen der Induktivität und der Spule oszilliert. Bei der Pierce-Schaltung befindet sich der Quarz in einer Parallellastkonfiguration mit den funktionalen Kapazitäten C_{x1} und C_{x2} . Diese ermöglichen weiters eine Feinadjustierung der sich einstellenden Lastresonanzfrequenz (*Formel 2.7*). In den beiden Kondensatoren sollte die nicht zu vernachlässigende Eingangs- beziehungsweise Ausgangskapazität des Inverters berücksichtigt werden [B10].

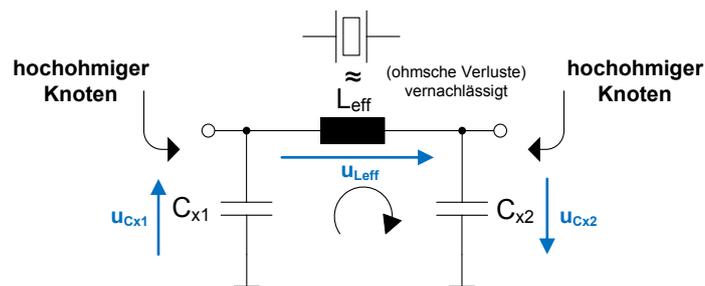


Abbildung 2.19: Idealisiertes Rückkopplungsnetzwerk des Pierce-Oszillators

Das Pi-Netzwerk liefert nun bei Parallelresonanz die benötigte Phasenverschiebung von idealerweise 180° über der Spule, wobei die Knoten am Ein- und Ausgang des Netzwerkes jeweils hochohmig sind. Dass das Rückkopplungsnetzwerk in der Lage ist die benötigte Phasenverschiebung zu liefern, ist aus *Abbildung 2.19* ersichtlich. Die beiden Kapazitäten sind in Serie und bei Resonanz ist deren Summenspannung betragsmäßig gleich, aber vom Vorzeichen entgegengesetzt zu jener der Spule. Zudem stellt die Parallelresonanz durch ihre Frequenzselektivität sicher, dass die Schwingbedingungen nur in einem schmalen Frequenzbereich eingehalten werden [D6]. In der Realität tragen noch zusätzliche Elemente zur Phase bei [A4, B10], was bei geeigneter Dimensionierung der Schaltung unproblematisch ist, da die Schleife versucht die benötigte Phasenverschiebung von genau 360° selbstjustierend einzustellen. Falls also beispielsweise der Inverter eine Phasenverschiebung von 185° besitzt, stellen die restlichen Bauteile in der Schleife die zur Einhaltung des Phasenkriteriums notwendigen 175° zur Verfügung. Dies wird wiederum durch den Quarz beziehungsweise den Schwingkreis hoher Güte ermöglicht. Dessen Phasengang verläuft in der Nähe der Resonanzfrequenz sehr steil und somit reicht eine relativ geringe Frequenzänderung aus, um die Phase wieder zu korrigieren.

Die *Abbildung 2.20* zeigt einen simulierten Frequenzgang für die Grundvariante des Pierce-Oszillators in der Nähe seiner Schwingfrequenz. Dadurch können die Schwingbedingungen einfach anhand des Bodediagramms der offenen Schleife überprüft werden.

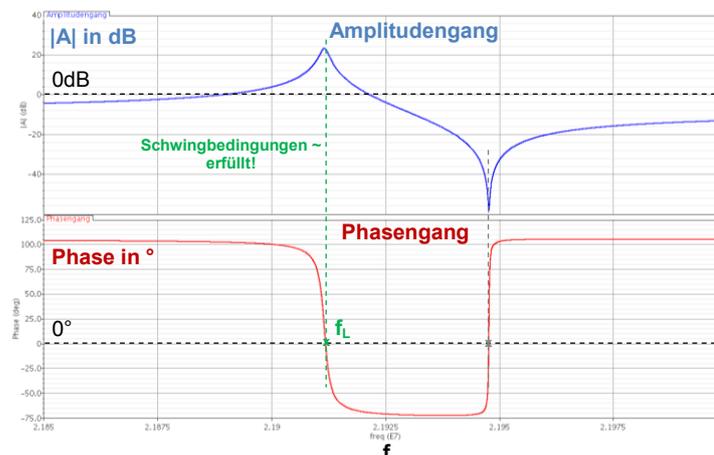


Abbildung 2.20: Bodediagramm der offenen Schleife für einen Pierce-Oszillator

Man erkennt, dass das Phasenkriterium für zwei Frequenzen eingehalten wird, welche in der Nähe der Serienresonanz beziehungsweise Parallelresonanz des Quarzes liegen. Dort ist auch der beschriebene steile Phasenverlauf ersichtlich. Das Amplitudenkriterium, also eine Schleifenverstärkung größer gleich eins, ist nur bei f_L erfüllt, weshalb die Schaltung bei dieser Frequenz anschwingt.

Die beiden Kondensatoren C_{x1} und C_{x2} beeinflussen neben der Schwingfrequenz auch das Startverhalten des Oszillators. Die Kapazitäten werden normalerweise so gewählt, dass ihre Parallelkombination der im Quarzdatenblatt empfohlenen Nominallast entspricht [D7].

Generell gilt, dass große Kapazitätswerte für C_{x1} und C_{x2} die Zieheempfindlichkeit reduzieren (Formel 2.22) und somit auch der Einfluss von Streukapazitäten auf die Schwingfrequenz sinkt. Als Nachteil handelt man sich dabei einen höheren Stromverbrauch ein [A6] und es muss somit ein Kompromiss eingegangen werden. Das Kapazitätsverhältnis wird üblicherweise eins zu eins gewählt, da dies auch ein Optimum bezüglich der minimal erforderlichen Steilheit $g_{m,krit}$ für ein bestimmtes Frequenzziehen darstellt [A3]. Falls unbedingt notwendig kann C_{x2} etwas größer gewählt werden, um die Schleifenverstärkung, welche unter anderem eine Funktion von C_{x2}/C_{x1} ist, zu erhöhen [B10]. In den meisten Fällen sollte aber auf diese Maßnahme verzichtet werden.

An dieser Stelle sei kurz angemerkt, dass für einen zuverlässigen Betrieb auf einer Oberwelle neben der Verwendung von speziellen Obertonquarzen zusätzlich ein Bandpass zur Frequenzselektion erforderlich ist. Dazu wird eine der beiden funktionalen Kapazitäten durch einen Parallelschwingkreis ersetzt, wobei dies bevorzugt der Kondensator C_{x1} am Invertereingang ist [A1].

Der Widerstand R_S , welcher auch als der Ausgangswiderstand des Inverters verstanden werden kann, formt zusammen mit C_{x2} einen Tiefpass und bewirkt somit eine zusätzliche Phasenverschiebung. Dadurch ist auch ein Einfluss auf die Schwingfrequenz gegeben. Speziell bei niedrigeren Frequenzen kleiner 8MHz kann es bei dieser einfachen Schaltungsvariante dennoch vorteilhaft sein, R_S durch einen weiteren Widerstand gezielt zu vergrößern. Somit wird die niedrige und nichtlineare Ausgangsimpedanz des Inverters erhöht und parasitäre Effekte verringert [A1]. Der Ausgang wird zudem stärker vom Resonator getrennt und es entsteht ein zusätzlicher Freiheitsgrad, um den Drive Level des Quarzes einzustellen, damit dieser nicht beschädigt oder die Lebenszeit verringert wird. Zu beachten ist auch, dass sich durch R_S die Schleifenverstärkung verringert [B10].

Es ist also ersichtlich, dass die Bauteilwahl (Widerstände und Kondensatoren) von vielen Faktoren abhängig ist und für die jeweilige Anwendung angepasst werden sollte. Unter anderem müssen die eingestellte Inverterverstärkung, die geforderte Frequenzstabilität, die Quarzparameter sowie der Leistungsverbrauch und das Startverhalten berücksichtigt werden. Dimensionierungstipps und Empfehlungen für die gezeigte einfache CMOS-Variante, bei der meistens nur der Inverter und eventuell noch der Widerstand R_F zur Arbeitspunkteinstellung am Chip vorhanden sind, können aus diversen Applikationshinweisen wie [D6], [D7] entnommen oder in der Fachliteratur [A1], [B10] nachgelesen werden.

Obwohl diese simple und kostengünstige Schaltung oftmals zur Takterzeugung für Mikroprozessoren eingesetzt wird, ist sie für eine High-Performance-Anwendung aus nachfolgenden Gründen nicht empfehlenswert.

Die Amplitudenlimitierung, welche bei jedem Oszillator zur Erzielung einer ungefähr konstanten Schwingungsamplitude benötigt wird, erfolgt in der vorgestellten Grundvariante dadurch, dass der Verstärker seinen linearen Arbeitsbereich verlässt und stark übersteuert

wird. In der Begrenzung, welche in etwa der Versorgungsspannung entspricht, entstehen zusätzliche Verluste in den Transistoren, da diese in den Aussteuerungsspitzen nicht mehr in Sättigung arbeiten. Für das Anschwingen des Oszillators wird ein größerer negativer Widerstand verlangt (siehe *Formel 2.17*), welcher nun durch Nichtlinearitäten auf den zur Schwingungserhaltung benötigten Wert verringert wird. Es kommt zu Verzerrungen und harmonische Oberwellenanteile werden erzeugt. Durch auftretende Intermodulationseffekte wird unter anderem die Frequenzstabilität verringert und generell stellt sich wegen der Verluste ein höherer Leistungsverbrauch als optimal notwendig ein [A3].

Der Strom, welcher von der Versorgungsspannung geliefert wird, ist nicht konstant und zeigt eine starke Abhängigkeit von der Betriebsspannung und der Gate-Schwelspannung (Threshold-Spannung) der Transistoren. Somit wird auch die effektive Schaltungsimpedanz beziehungsweise der negative Widerstand von diesen Faktoren beeinflusst. Da wie vorhin beschrieben die Amplitudenlimitierung durch eine Zunahme der Verluste erfolgt, hängt auch die Größe des Frequenzziehens von diesen Spannungen und wegen der Schwellspannungen auch von der Temperatur ab [A2]. Weiters ist wegen der möglichen starken Übersteuerung die Schaltung anfälliger für eine parasitäre Oszillation auf einer ungewollten Oberwelle des Resonators [A2].

Als echter Vorteil verbleibt lediglich der ohne zusätzlichen Aufwand erhältliche Rail-to-Rail-Ausgang des Oszillators.

Pierce-Oszillator mit eingprägtem Strom:

Eine erste Verbesserung kann erzielt werden, indem eine Stromquelle zur Arbeitspunkteinstellung des Inverters verwendet wird. Üblicherweise erfolgt die Einspeisung, wie aus *Abbildung 2.21* ersichtlich, über einen Transistor der als Teil eines Stromspiegels aufgefasst werden kann. Die Stromquelle bringt unter anderem auch den Vorteil, dass das Oszillatorsignal besser von der Versorgungsleitung isoliert wird.

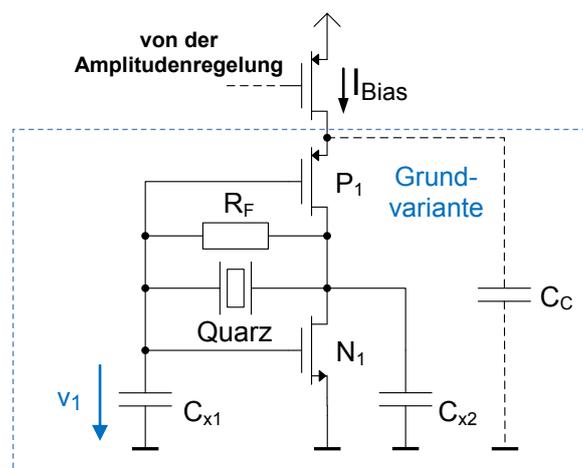


Abbildung 2.21: Pierce-Oszillator mit geregelterm Strom

Um die Aktivität des PMOS-Anteils vom Inverter sicherzustellen, ist der Koppelkondensator C_C empfehlenswert [A2]. Dadurch soll der Source-Anschluss des Transistors P_1 AC-mäßig

auf Masse gelegt werden, um signifikante Phasenverzerrungen zu vermeiden [B11]. Somit sind auch die in *Kapitel 2.2.2* getätigten Überlegungen bezüglich der Widerstandsorkurve des Drei-Punkt-Oszillators besser zutreffend. Zudem trägt diese Kapazität dazu bei eine bessere Stromeffizienz zu erzielen.

Wird ein fixer Strom eingespeist, muss dieser mit ausreichender Toleranz beaufschlagt werden, um eine Oszillation bei Variation der Güte und somit des wirksamen Verlustwiderstandes als auch für die Extremwerte des Prozesses und bei den geforderten Betriebstemperaturen zu gewährleisten. Dadurch erhöht sich der Leistungsverbrauch und die Transkonduktanz ist größer als tatsächlich für die Schwingung benötigt. Nichtlineare Effekte durch die Übersteuerung bewirken wiederum die Amplitudenlimitierung und verschlechtern die Frequenzstabilität [B1].

In [B6] wird für eine andere Oszillatortopologie (Ein-Pin-Oszillator) vorgeschlagen einen eigenen symmetrischen und gedächtnislosen Begrenzer für die Festlegung der Schwingungsamplitude einzusetzen. Dies bringt eine Verbesserung, falls der Verstärker in seinem linearen Arbeitsbereich verbleibt. Damit soll erreicht werden, dass der Quarz immer durch eine gut kontrollierte Impedanz abgeschlossen ist, was bei der Selbstbegrenzung nicht der Fall ist.

Variante des Pierce-Oszillators mit geregelterm Strom:

Die beste Möglichkeit die Schwingungsamplitude zu fixieren ist jedoch die Verwendung einer Amplitudenregelung, auch bekannt als automatische Verstärkungsregelung (engl. AGC... Automatic Gain Control). Dabei wird der DC-Versorgungsstrom des Oszillators reduziert sobald die Schwingungsamplitude einen festgelegten Wert erreicht hat. Das System misst dazu das Ausgangssignal oder ein Signal mit einem bekannten Verhältnis dazu und regelt den Strom, sodass der Oszillator für die eingestellte Amplitude im Punkt A (siehe *Abbildung 2.12*) verbleibt [A6]. Dadurch wird im Wesentlichen nur mehr der für die Aufrechterhaltung der Schwingung benötigte Strom geliefert. In *Abbildung 2.22* wird der Vorteil der Stromregelung verdeutlicht [A2].

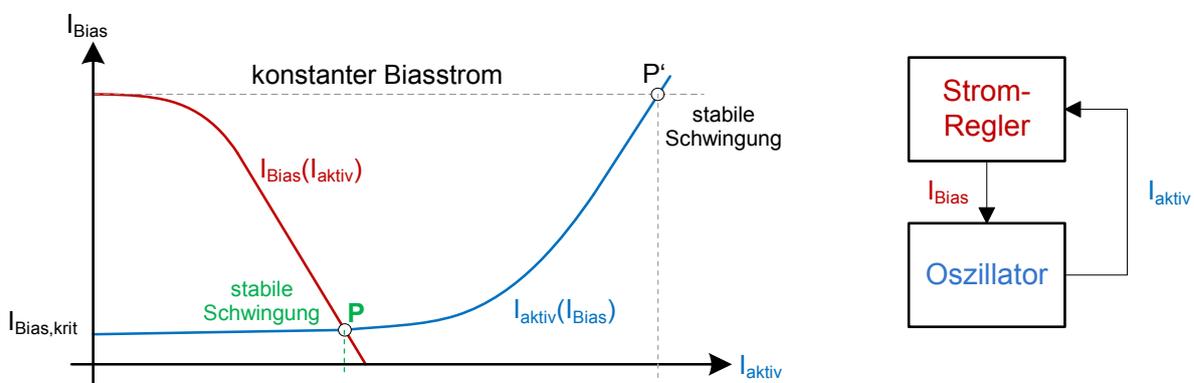


Abbildung 2.22: Vorteil der Stromregelung

Dargestellt ist jeweils die qualitative Stromübertragungsfunktion des Oszillators und des Stromreglers. Die angegebene Achsenbeschriftung bezieht sich der Übersicht halber nur auf

den Stromregler und mit I_{aktiv} ist die Amplitude des sinusförmigen Stromes gemeint. Zur Schwingungserhaltung nach erfolgtem Start ist idealerweise der Wert $I_{\text{Bias,krit}}$ für den Oszillator ausreichend. Für darüberliegende Werte wächst die Oszillation an bis eine Begrenzung durch Nichtlinearitäten erfolgt. Werden nun die beiden Systeme in einer geschlossenen Schleife miteinander verbunden, stellt sich eine stabile Schwingung des Oszillators im Schnittpunkt P der beiden Übertragungsfunktionen ein. Gelingt es diesen Punkt nahe an dem kritischen Strom zu platzieren kann der Stromverbrauch minimiert werden. Um das Ausmaß der Stromersparnis zu zeigen, wird anstelle des Reglers eine Konstantstromquelle mit demselben Startstrom verwendet. Die stabile Schwingung wird nun erst im Punkt P' erreicht und neben dem höheren Strom muss auch mit Spannungsverzerrungen über dem Resonator gerechnet werden [A2].

Für einen Quarz als Resonatorelement ist der benötigte Strom in erster Näherung proportional zur Spannungsamplitude des Oszillators, vor allem falls diese einen sinusförmigen Verlauf aufweist. Deshalb wird diese Größe in praktischen Realisierungen erfasst und zur Regelung des Biasstromes verwendet. Anders ausgedrückt bedeutet das aber nichts anderes, als dass die Ausgangsamplitude auf einen eingestellten Wert reguliert wird, welcher üblicherweise deutlich kleiner als die Versorgungsspannung ist, um einen möglichst verzerrungsfreien Sinus sicherzustellen. Zu beachten ist, dass die Zeitkonstante der Rückkopplungsschleife viel größer als die Oszillationsperiode sein sollte [B1].

Die *Abbildungen 2.23* und *2.24* zeigen zwei unterschiedliche Realisierungsansätze für die Amplitudenregelung. Üblicherweise wird beim Pierce-Oszillator die Spannung v_1 am Invertereingang zur Regelung verwendet [A2]. Als Vergleichsgröße für die benötigte Amplitudenmessung wird jeweils eine Spannungsreferenz benötigt, welche jedoch unabhängig von den Prozessparametern und der Versorgungsspannung sein sollte.

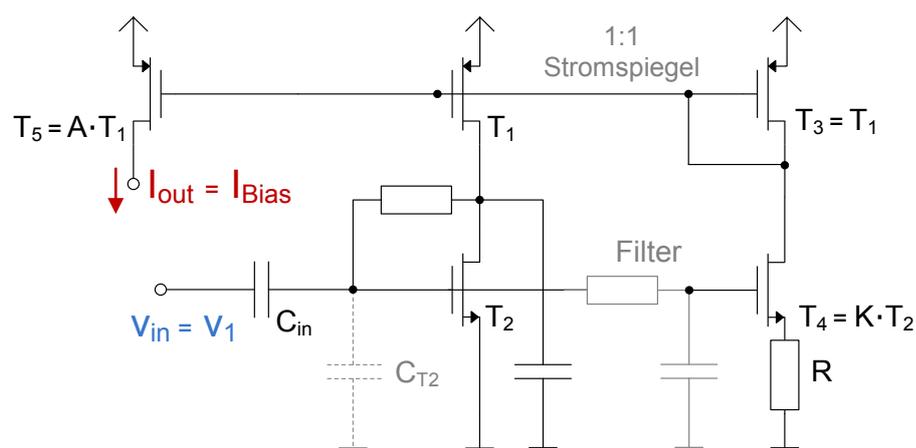


Abbildung 2.23: Amplitudenregelung in Weak Inversion [B12]

Bei der in [B12] vorgestellten Variante, welche äußerst beliebt für Low-Power-Oszillatoren ist, dient die Temperaturspannung U_T als interne Referenz. Wesentlich für die Funktionsfähigkeit ist, dass die beiden Transistoren T_2 und T_4 in Weak Inversion betrieben

werden. Das sinusförmige Oszillatorsignal mit der Amplitude V_{in} gelangt über die Kapazität C_{in} in den Regler und mit Hilfe des Transistors T_5 wird der Biasstrom in den Oszillator eingespeist. Falls keine Oszillation vorhanden und somit v_{in} null ist, stellen sich reine DC-Verhältnisse ein. Im stabilen Arbeitspunkt liefert die Schaltung den Referenzstrom:

$$I_{Bias} = I_{Bias,Start} = \frac{A \cdot U_T}{R} \ln(K) \quad (2.23)$$

Dieser Strom dient zum Starten des Oszillators und wird entsprechend groß gewählt, um den benötigten negativen Widerstand zu erzeugen. Sobald nun die Schwingung anwächst, überlagert sich das Signal v_{in} mit der DC-Komponente der Gatespannung von T_2 . Die Wechsellspannung gelangt jedoch auf Grund des Tiefpassfilters nicht zum Transistor T_4 . Wegen des Eins-zu-Eins-Stromspiegels gebildet von T_1 und T_3 kann der Drainstrom von T_2 aber nicht zunehmen. Stattdessen verringert sich die Gatespannung, was zu einer Abnahme des Ausgangsstromes I_{Bias} führt. Der Strom nimmt so lange ab, bis die Amplitude von v_{in} den gewünschten Wert V_1 einnimmt. Dieser wird vom Verhältnis K und der Spannung $n \cdot U_T$ ($n \dots$ Subthreshold-Slope-Faktor) festgelegt, falls T_2 und T_4 in Weak Inversion verbleiben. Der Regler liefert nun dauerhaft diesen Biasstrom und die Schwingungsamplitude ist stabil [A2].

Falls erforderlich, kann die Amplitude von v_1 durch den kapazitiven Spannungsteiler bestehend aus C_{in} und C_{T2} angepasst werden. Der Regler sieht nun ein abgeschwächtes Eingangssignal und somit vergrößert sich die Schwingungsamplitude. Dennoch handelt es sich bei v_1 üblicherweise um ein relativ kleines Sinussignal, welches dann mittels eines Verstärkers zum Beispiel auf einen Logikpegel gebracht werden muss. Daher sollte bei der Wahl der Amplitude von v_1 ein geeigneter Kompromiss zwischen dem Stromverbrauch des Oszillators zur Aufrechterhaltung einer bestimmten Schwingungsamplitude und dem des Ausgangsverstärkers gefunden werden, um eine gute Effizienz zu erreichen [B1].

Für einige Anwendungen kann der Tiefpassfilter entfallen und somit die Stabilität des Regelkreises verbessert werden. Der Transistor T_4 wird nun mit dem Drain-Anschluss von T_2 verbunden.

Eine ausführlichere Erklärung der Schaltung sowie Dimensionierungshinweise können aus [B1], [B12] oder auch aus [A2] entnommen werden, wobei im letzteren Werk zusätzlich Modifikationen der Schaltung gezeigt werden.

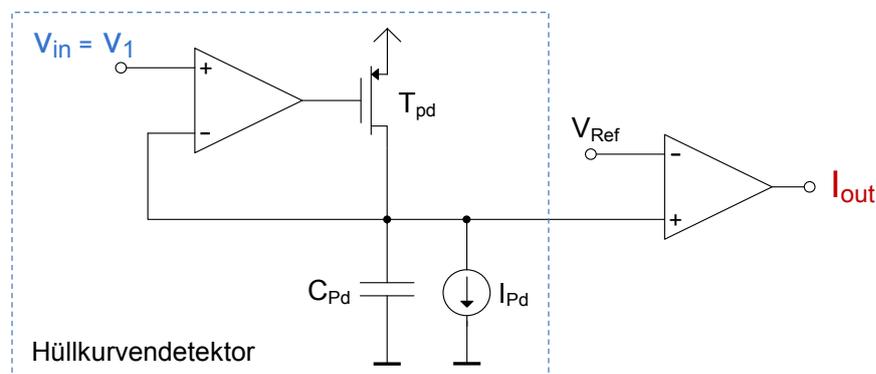


Abbildung 2.24: Amplitudenregelung mittels eines eigenen Hüllkurvendetektors [B13]

Eine andere Möglichkeit die Amplitudenregelung durchzuführen ist in *Abbildung 2.24* in Form eines Blockschaltbildes dargestellt.

Es wird ein eigener Hüllkurvendetektor verwendet, um die Oszillationsamplitude zu erfassen. Dazu wird, um eine höhere Genauigkeit zu erzielen, ein MOS-Transistor in den Rückkopplungszweig einer Operationsverstärkerschaltung gegeben. Man erhält somit eine verbesserte Gleichrichterdiode. Der gemessene Spitzenwert wird im Kondensator gespeichert. Ist die Eingangsspannung v_{in} größer als die Kondensatorspannung, versucht der Operationsverstärker die Differenz auszugleichen. Der Transistor T_{pd} ist eingeschaltet und der Kondensator C_{pd} wird geladen. Wird das sinusförmige Eingangssignal wieder kleiner, ist der Transistor ausgeschaltet, weshalb C_{pd} seine Spannung halten kann. Während dieser Zeit wird der Kondensator jedoch über die Stromquelle I_{pd} mit einer geeigneten Zeitkonstante entladen. Dies entspricht einer Rücksetzfunktion und ist notwendig, um eine generelle Abnahme der Schwingungsamplitude zu erfassen [B13].

Nach der Spitzenwertgleichrichtung erfolgt ein Vergleich mit einer Referenzspannung, um die gewünschte Amplitude festzulegen. Diese genaue DC-Referenz kann entweder intern erzeugt oder auch von außen angelegt werden. Die Spannungsdifferenz wird nun beispielsweise mittels eines Transkonduktanzverstärkers in einen proportionalen Strom umgewandelt. Für eine bessere Flexibilität empfiehlt es sich dessen Verstärkung über einen Strom einstellbar zu gestalten. Der Ausgangsstrom wird dem Pierce-Oszillator über einen Stromspiegel zugeführt. Vorteilhafter kann es auch sein einen Teil des Oszillatorstroms fix einzuspeisen und den Rest von der Regelung zu erhalten. Dabei soll sich der Gesamtstromverbrauch aber nicht wesentlich vergrößern.

Aus Stabilitätsgründen ist zumeist eine zusätzliche Kompensation der Regelschleife erforderlich. Nachteilig bei dieser Methode ist die bei der Gleichrichtung entstehende Welligkeit. Diese ist speziell in einem PLL-System sehr problematisch und diese Art der Amplitudenregelung somit oftmals unbrauchbar, obwohl die Welligkeit eventuell mittels einer Bandbreitelimitierung beziehungsweise einer Glättung abgeschwächt werden kann [B13].

Praktische Realisierung und zusätzliche Erweiterungen des Pierce-Oszillators:

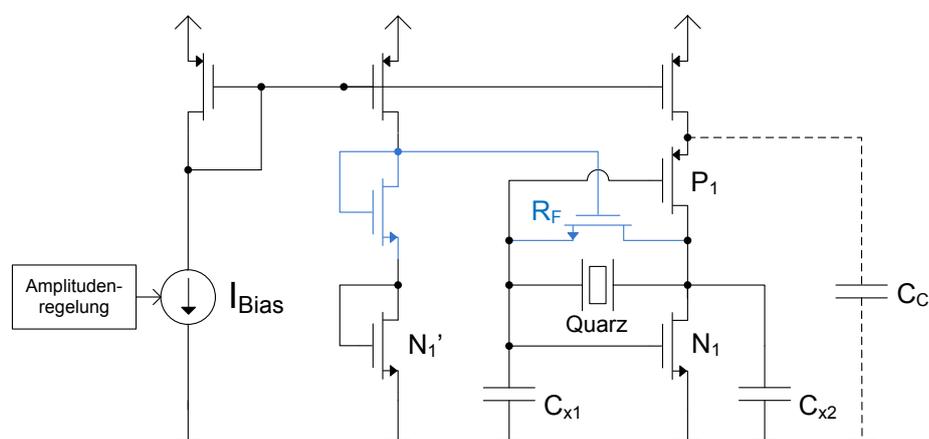


Abbildung 2.25: Praktische Realisierung des Pierce-Oszillators mit Amplitudenregelung

Die in *Abbildung 2.25* vorgestellte Pierce-Oszillatorstruktur mit geregelterm Strom beinhaltet alle Komponenten, um einen geringen Stromverbrauch und eine hohe Frequenzstabilität zu ermöglichen.

Bei der Implementierung werden üblicherweise die hochohmigen Widerstände wie R_F , der zur Festlegung des Inverterarbeitspunkts dient, durch Transistoren in ihrem linearen Arbeitsbereich oder eventuell auch durch Transkonduktanzverstärker [C7] ersetzt. Somit können Widerstandswerte im Megaohm-Bereich mit einem akzeptablen Flächenverbrauch realisiert werden, welcher bei einem klassischen Widerstand auf Grund des geringen Schichtwiderstandes deutlich größer ausfällt [A2].

Eine weitere Möglichkeit den Arbeitspunkt des CMOS-Inverters einzustellen ist, wie in *Abbildung 2.26* ersichtlich, die Gatespannung der beiden Transistoren P_1 und N_1 getrennt voneinander festzulegen [B11].

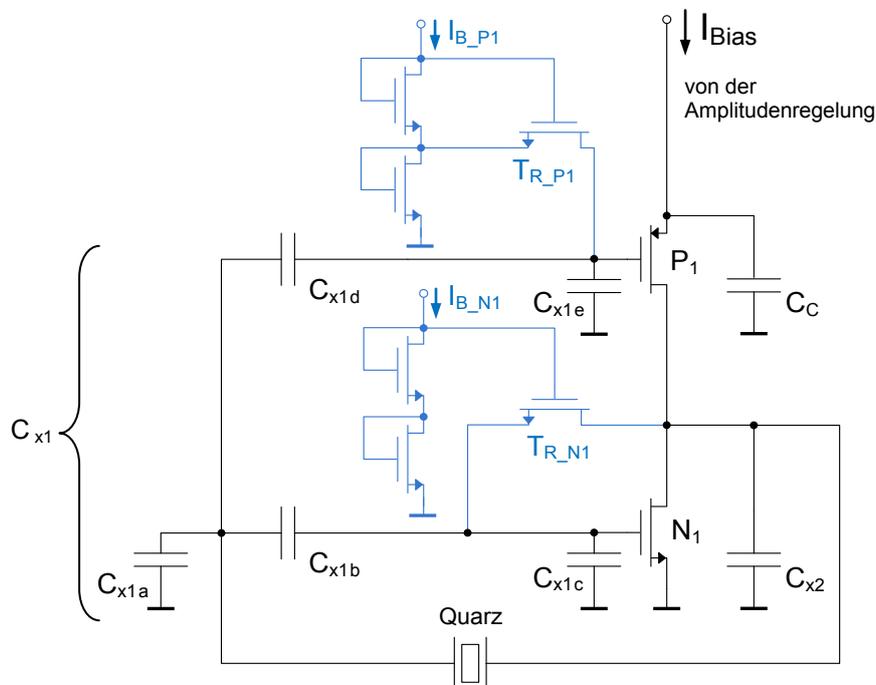


Abbildung 2.26: Pierce-Oszillator mit modifizierter Arbeitspunkteinstellung [B11]

Dadurch wird sichergestellt, dass die MOS-Transistoren P_1 und N_1 , welche den Inverter bilden, dauerhaft in Sättigung verbleiben. Dies ist ein besonders wichtiger Punkt für einen Low-Power-Betrieb, um die Verluste gering zu halten. Der Arbeitspunkt von N_1 stellt sich automatisch auf Grund des Transistors T_{R_N1} zwischen Gate und Drain, welcher als Widerstand arbeitet, ein. Die mittlere DC-Spannung am Gate von P_1 wird über den hochohmigen Transistor T_{R_P1} nahe der NMOS-Schwelspannung gehalten. Beide Biasing-Schaltungen können zudem einzeln mittels Stromquellen angepasst werden. Das Oszillatorwechselsignal gelangt jeweils über einen Koppelkondensator, der als Teil von C_{x1} angesehen werden muss, auf die Gates des Inverters [B11].

Um die für die Funktionalität der Schaltung benötigte Betriebsspannung deutlich zu verkleinern, aber dennoch die Vorzüge des CMOS-Inverters bezüglich des Stromsparens zu ermöglichen, ist die Topologie aus *Abbildung 2.27* hilfreich. Darin wird der PMOS-Anteil des Inverters und der Transistor zum Einprägen des Stromes zu einem einzigen Transistor $P_{1'}$ zusammengefasst. Dies wird durch die Kapazität C_K ermöglicht, welche das sinusförmige Oszillatorsignal auf das gemeinsame Gate des Stromspiegels koppelt. Der Gleichstrom durch den Oszillator wird aber weiterhin durch die geregelte Stromquelle I_{Bias} vorgegeben. Für einen geringen Stromverbrauch wird das Übersetzungsverhältnis des Stromspiegels entsprechend groß und die Impedanz von P_{Bias} hochohmig gewählt. Dadurch wird auch das eingekoppelte Wechselsignal kaum belastet. Die beiden Transistoren $P_{1'}$ und N_1 können demnach AC-mäßig als parallelgeschaltet angesehen werden und die Transkonduktanz wird aufsummiert [B11]. Ebenso ist der Kondensator C_K für Wechselsignale parallel zu C_{x1} und glättet den Stromverlauf [A6].

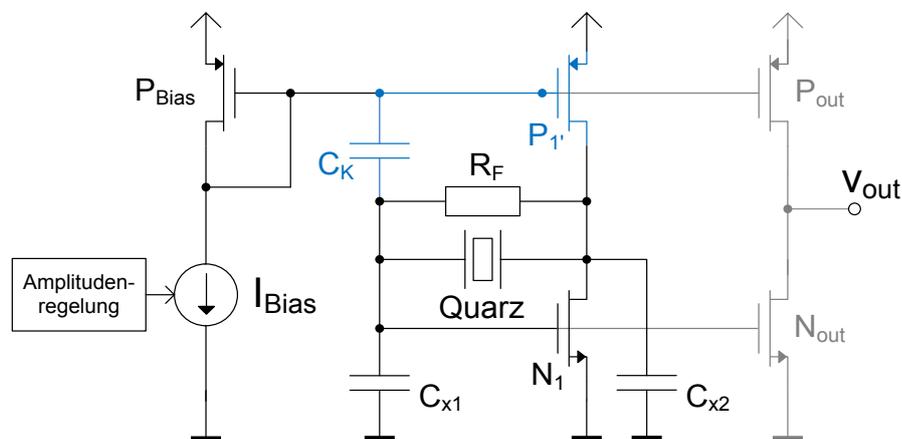


Abbildung 2.27: CMOS-Pierce-Oszillator für Low-Voltage-Anwendungen [B8]

Diese Oszillatorstruktur erlaubt zudem eine relativ einfache und effiziente Signalverstärkung auf einen Rail-to-Rail-Pegel. Dazu wird der CMOS-Inverter mittels gematchten Transistoren dupliziert, wobei die Last am Ausgang die Oszillationsbedingung nicht beeinflusst [A6]. Ein Nachteil der Oszillatorschaltung ist die schlechtere Versorgungsspannungsunterdrückung (engl. PSSR... Power Supply Rejection Ratio) [A3]. Zusätzliche Informationen können aus [B11] entnommen werden.

Dreistufiger Pierce-Oszillator:

Der Verstärker wird nun durch drei kaskadierte Inverter realisiert. Der Widerstand zur Arbeitspunkteinstellung wird typischerweise zwischen den Ein- und Ausgang der Inverterkette gelegt und die einzelnen Inverter können wiederum mit Hilfe des Stromes geregelt werden. Durch den mehrstufigen Verstärker wird eine deutlich größere Verstärkung erzielt und die Startzeit kann unter Umständen verkürzt werden. Dennoch sollte diese Struktur für eine zuverlässige Anwendung nicht eingesetzt werden, da die Gefahr einer parasitären Oszillation bei einer anderen als der vom Quarz vorgegebenen Frequenz besteht. Durch die

beiden zusätzlichen Inverter entstehen nämlich zwei weitere Pole bei ähnlichen Frequenzen, was zu einer potentiell instabilen Schleife führt [A5]. Ohne zusätzliche Maßnahmen [C8] werden auf Grund der hohen Schleifenverstärkung die Schwingbedingungen bei einer weiteren Frequenz erfüllt. Diese unerwünschte Schwingfähigkeit, die zu einem Fehlverhalten des Oszillators führen kann, wird auch bereits durch die Betrachtung der Struktur, welche einem Ringoszillator entspricht, verdeutlicht.

Abschließend kann gesagt werden, dass der vorgestellte einstufige Pierce-Oszillator mit Amplitudenregelung speziell für hochgenaue Low-Power-Anwendungen besonders empfehlenswert ist. Dennoch sollte man aber im Hinterkopf behalten, dass kein Oszillator für alle Aufgaben gleich gut geeignet ist. Unterschiede in der Performance können von der Schaltung und den verwendeten Komponenten stammen. Zudem besitzt das Layout einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss.

2.5 Start-Up-Verhalten

Neben der Sicherstellung eines verlässlichen Starts des Oszillators unter allen vorgesehenen Betriebsbedingungen ist für viele Anwendungen die Kenntnis des genauen Startverhaltens von Bedeutung. Im Speziellen interessiert dabei die Startzeit. Somit kann beispielsweise überprüft werden, ob das System nach einem erfolgten Stromsparmodes, in welchem auch der Oszillator ausgeschaltet wird, wieder rechtzeitig einsatzbereit ist.

Dieses Kapitel befasst sich zunächst mit allgemeinen Zusammenhängen bezüglich des Startverhaltens und zeigt dann mögliche Optimierungsansätze, um die Startzeit zu verkürzen. Die Erklärungen beziehen sich auf die beiden detaillierter beschriebenen Oszillortypen, welche einen nahezu sinusförmigen Stromverlauf im dynamischen Zweig aufweisen.

2.5.1 Allgemeine Zusammenhänge

Damit es zum Entstehen einer Schwingung kommen kann, müssen die im *Kapitel 2.2.1* angegebenen Schwingbedingungen erfüllt sein.

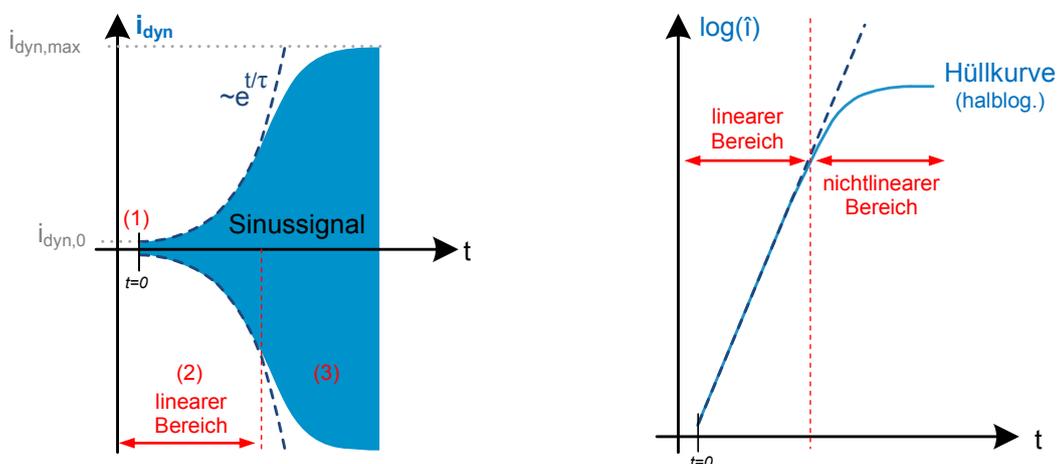


Abbildung 2.28: Prinzipieller Stromverlauf im dynamischen Zweig beim Startvorgang [A10]

Zur genaueren Beschreibung des Startverhaltens wird in der Literatur üblicherweise das Negativ-Impedanz-Modell verwendet. Neben der geforderten Kompensation der Blindwiderstände bestimmt der negative Widerstand der Schaltung, ob das System nach dem Einschalten zu schwingen beginnen kann.

Für einen zuverlässigen Start muss gewährleistet sein, dass der negative Widerstand auch beim Vorhandensein von Prozessvariationen und Temperaturschwankungen ausreichend groß dimensioniert wurde und zudem über den gesamten Start-Up-Aussteuerungsbereich des Quarzes die Anschwingbedingung erfüllt wird [B13]. Der Resonanzwiderstand des Quarzes zeigt nämlich (wie auch die Frequenz) eine Abhängigkeit von der Belastung und kann bei geringen Leistungen einen überhöhten Widerstandswert annehmen oder bei einer gewissen Leistung einen Maximalwert erreichen. Dies ist unter dem englischen Begriff Drive-Level-Dependency (DLD) bekannt [A2]. Ein in diesem Zusammenhang in der Quarzindustrie ebenfalls bekanntes Phänomen sind die sogenannten „schlafenden“ Quarze. Auf Grund des unplanmäßig großen Quarzwiderstandes bei kleinen Belastungen startet der Oszillator zunächst nicht. Bei einer kurzzeitigen mechanischen Anregung durch Vibrationen oder Schock sowie beim Test (Fehleranalyse) mit einer höheren Quarzleistung beginnt der Oszillator jedoch zu schwingen und funktioniert dann auch vorübergehend bei kleineren Leistungen. Nach einer nicht vorhersehbaren Zeit kann der Quarz aber wieder zu „schlafen“ beginnen, speziell wenn der Oszillator zum Beispiel aus Stromspargründen abgeschaltet wird. Die niedriger werdenden Betriebsspannungen und die daraus resultierenden kleineren Quarzleistungen können demnach problematisch für die Funktionalität sein (Oszillator startet nicht) oder zu einem langsameren Start führen [C9].

Sind die Anforderungen für einen Oszillationsstart erfüllt, führt jeglicher Strom, der in den dynamischen Zweig des Quarzes gelangt, zu einer exponentiell anwachsenden Schwingung mit der Zeitkonstante τ . In *Abbildung 2.28* ist der prinzipielle Stromverlauf $i_{\text{dyn}}(t)$ beim Startvorgang ersichtlich. Zu Beginn treten kleine Signalamplituden auf und das Oszillatorsystem kann als linear betrachtet werden. Für die Berechnung sind demnach zunächst die Kleinsignalparameter gültig. Die Grenze für den linearen Bereich wird durch eine bestimmte Abweichung der halblogarithmisch dargestellten Hüllkurve von der Geraden mit der Steigung $1/\tau$ festgelegt [A10]. Mit zunehmender Amplitude wird der Betrieb immer nichtlinearer und die Schwingungsamplitude wird auf einen stabilen Wert begrenzt. Der Startvorgang ist somit abgeschlossen.

Mathematisch kann die auf eins normierte Hüllkurve (Maximalwert ist eins) für die positive Signalpolarität durch folgenden Zusammenhang näherungsweise beschrieben werden [A5]:

$$i_{\text{dyn},\text{norm}}(t) \approx \frac{1}{\sqrt{1 + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}}} \quad (2.24)$$

Daraus kann zunächst die Zeit zum Erreichen einer bestimmten Amplitude abgeleitet werden.

$$t(i_{dyn, norm}) \approx \tau \cdot \left[\ln(K_1) - \ln\left(\frac{1}{i_{dyn, norm}^2} - 1\right) \right] \quad (2.25)$$

Üblicherweise wird als Startzeit jene Zeit definiert bei welcher 90% des Amplitudenendwertes, also der eingeschwungenen Schwingungsamplitude, erreicht werden.

$$t_{90\%} \approx \tau \cdot \left[\ln(K_1) - \ln\left(\frac{1}{0,9^2} - 1\right) \right] = \tau \cdot K_2 \quad (2.26)$$

Der genaue Wert für K_1 lässt sich nur schwierig berechnen, kann aber mittels einer Messung bestimmt werden. Einfacherweise wird dann eine weitere Konstante K_2 eingeführt, welche die anderen konstanten Faktoren beinhaltet [A5].

Die Startzeit ist proportional zur Zeitkonstante τ , welche nun näher untersucht wird. Es existieren unterschiedliche Ansätze um diese herzuleiten, was bei der Betrachtung von [A7], [B7], [B14] und [B15] ersichtlich wird. Das Endergebnis ist jedoch dasselbe. Verwendet man beispielsweise das Negativ-Impedanz-Modell und bringt es auf die in *Abbildung 2.29* gezeigte Form, kann das Gesamtsystem wiederum als Serienschwingkreis aufgefasst werden. Durch Aufstellen der Differentialgleichung zur Berechnung der Eigenschwingung kann die Zeitkonstante abgeleitet werden. Diese entspricht dem Kehrwert des „Dämpfungsfaktors“. Alternativ kann die Berechnung auch im Laplace-Bereich erfolgen. Die beschriebene Vorgehensweise führt zum gleichen Resultat wie beim Auffinden der Polstellen der mittels Impedanzen ausgedrückten Übertragungsfunktion des Oszillators [A7].

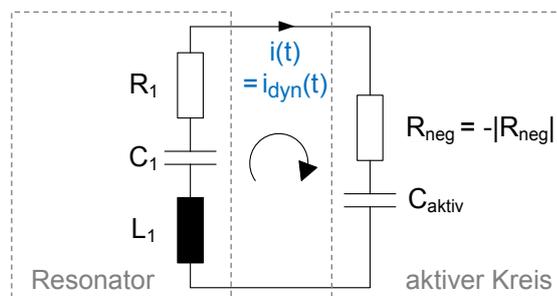


Abbildung 2.29: Negativ-Impedanz-Modell zur Herleitung der Zeitkonstante τ

Der Resonator wird durch seinen dynamischen Zweig und der aktive Schaltungsanteil durch einen negativen Widerstand R_{neg} sowie einen resultierenden kapazitiven Anteil C_{aktiv} beschrieben. Dieser enthält unter anderem die statische Kapazität des Quarzes. Zu beachten ist, dass sich sowohl R_{neg} als auch C_{aktiv} mit zunehmendem Oszillationspegel verändern und dass diese beiden umgerechneten Widerstände genaugenommen auch frequenzabhängig sind. Das heißt, ein berechneter Wert ist im Allgemeinen nur für eine bestimmte Frequenz gültig. Deshalb wird normalerweise der gesamte Formelausdruck eingesetzt [A7].

Zur Schwingungsberechnung gilt es den in *Formel 2.27* angegebenen (modifizierten) Ansatz bezüglich der komplexen Frequenz s zu lösen. Die beiden Kapazitäten werden dabei in C_{eq} zusammengefasst.

$$sL_1 + \frac{1}{sC_{eq}} + R_1 - |R_{neg}| = 0 \rightarrow s_{1,2} \quad \text{mit} \quad C_{eq} = \frac{C_1 + C_{aktiv}}{C_1 \cdot C_{aktiv}} \quad (2.27)$$

Als Lösung erhält man folgenden Ausdruck, der bereits auf eine anschauliche Form gebracht wurde:

$$s_{1,2} = \frac{|R_{neg}| - R_1}{2L_1} \pm j \sqrt{\frac{1}{L_1 C_{eq}} - \left(\frac{|R_{neg}| - R_1}{2L_1} \right)^2} \quad (2.28)$$

Für eine anklingende Schwingung muss das Ergebnis neben einem positiven Realteil auch komplex bleiben. Somit kann als Ergänzung zu den bisherigen Betrachtungen eine weitere Bedingung für den negativen Widerstand angegeben werden [A7].

$$|R_{neg,min}| \leq R_1 < |R_{neg}| < R_1 + \sqrt{\frac{4L_1}{C_{eq}}} \leq |R_{neg,max}| \quad (2.29)$$

Durch Rücktransformation der *Formel 2.28* in den Zeitbereich und die Angabe von Anfangsbedingungen für die Amplitude I_0 und Phase φ_0 für den Zeitpunkt $t=0$ erhält man die Lösung der Differentialgleichung.

$$\begin{aligned} i(t) &= I_0 \cdot e^{\operatorname{Re}\{s_{1,2}\}t} \cdot \cos(\operatorname{Im}\{s_{1,2}\}t + \varphi_0) = \\ &= I_0 \cdot e^{-\frac{|R_{neg}| - R_1}{2L_1}t} \cdot \cos\left(\sqrt{\frac{1}{L_1 C_{eq}} - \left(\frac{|R_{neg}| - R_1}{2L_1}\right)^2}t + \varphi_0\right) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Nochmals explizit angegeben lautet die Zeitkonstante mit der die Schwingung anklingt:

$$\tau = \frac{2 \cdot L_1}{|R_{neg}| - R_1} \xrightarrow{2.29) \ R_{neg,max}} \tau_{min} = \sqrt{C_{eq} \cdot L_1} \quad (2.31)$$

Generell gilt, dass je kleiner die Zeitkonstante ist, desto schneller ist der Startvorgang abgeschlossen. Die Zeitkonstante ist abhängig von den Quarzparametern L_1 und R_1 sowie vom erzielten negativen Widerstand der aktiven Schaltung. Der Absolutwert für den negativen Widerstand beinhaltet dabei sämtliche weiteren Verluste, welche nicht in R_1 erfasst sind. Diese verringern den erzielbaren Widerstandswert für R_{neg} . Eine theoretisch minimal mögliche Zeitkonstante τ_{min} kann durch Verwendung des maximal zulässigen negativen Widerstandes $R_{neg,max}$ hergeleitet werden. Alternative Ausdrücke für die Anschlagzeitkonstante, welche einen zusätzlichen Einblick gewähren, ergeben sich unter Zuhilfenahme der Schwingfrequenz sowie der Betriebsgüte Q_B [A10]. Vereinfachend kann

die idealisierte Annahme getroffen werden, dass die Schwingfrequenz lediglich vom dynamischen Zweig des Quarzes bestimmt wird.

$$\tau \approx \frac{1}{\omega_s^2 C_1} \cdot \frac{2}{|R_{neg}| - R_1} = \frac{2}{\omega_s} \frac{1}{\omega_s \cdot C_1 \cdot (|R_{neg}| - R_1)} \stackrel{\approx Q_B \text{ (als Güte interpretierbar)}}{=} \frac{2Q_B}{\omega_s} \quad (2.32)$$

Demnach bedingt eine höhere Güte, wie sie bei Quarzoszillatoren üblich ist, und eine niedrigere Schwingfrequenz eine größere Zeitkonstante und dadurch eine längere Startzeit. Die Verwendung eines höherfrequenten Quarzes oder einer, falls es die Anwendung erlaubt, geringere Güte kann somit dazu beitragen den Startvorgang zu beschleunigen. Beide Maßnahmen bedingen jedoch einen höheren Stromverbrauch während des Betriebs.

In *Abbildung 2.30* wird nochmals verdeutlicht, dass sich die Zeitkonstante mit steigender Schwingungsamplitude \hat{i} vergrößert, da wie bereits bekannt ist R_{neg} mit zunehmenden Nichtlinearitäten betragsmäßig kleiner wird. Beim Erreichen des stabilen Schwingungszustands tendiert die Zeitkonstante gegen unendlich.

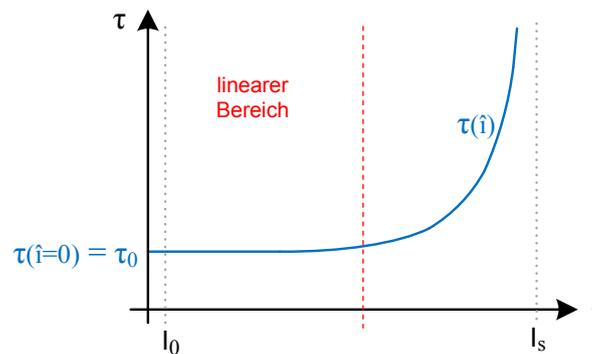


Abbildung 2.30: Veränderung der Zeitkonstante während des Startvorgangs [A3]

Da der genaue Verlauf schwierig erfassbar ist, wird für die Abschätzung der Startzeit die bei der Kleinsignalrechnung bestimmte Zeitkonstante τ_0 verwendet. Abhängig vom Anfangsstrom im dynamischen Zweig des Quarzes ist in der Praxis mit einer Startzeit von 5 bis $15\tau_0$ zu rechnen [B1].

Neben der in *Formel 2.26* gezeigten Berechnung der Startzeit ist die nachfolgende Näherung in der Literatur weit verbreitet ([A1], [A3], [B15]):

$$t_{Start} \approx \tau_0 \ln \left(\frac{I_s}{I_0} \right) \quad (2.33)$$

Man erkennt, dass sowohl eine größere Anfangsamplitude I_0 des Wechselstromes im dynamischen Zweig als auch eine geringere Oszillationsamplitude I_s im eingeschwungenen Zustand zu einem schnelleren Start führen.

Als Ergänzung ist noch die resultierende Zeitkonstante bei Verwendung des Negativ-Admittanz-Modells angegeben. Die Herleitung erfolgt vom Prinzip her gleich wie beim Negativ-Impedanz-Modell, wobei das System nun aber einem Parallelschwingkreis entspricht

und die Berechnung der resultierenden Gesamtkapazität eine andere ist. Diese Beschreibungsweise kann unter Umständen auch für einen Quarzoszillator mit Parallellast, wie es die Pierce-Schaltung ist, eingesetzt werden [A5]. In dieser Arbeit wird dieser Ansatz nicht verwendet.

$$\tau \approx \frac{2 \cdot C'_{eq}}{|G_{neg}| - G_1} \quad (2.34)$$

In *Abbildung 2.28* wurden bereits die drei Phasen, in welche der Startvorgang unterteilt werden kann, angedeutet [B16]. Die erste Phase, welche bisher noch nicht erwähnt wurde, ist sehr kurz und reicht vom Einschalten der Versorgung bis zum Zeitpunkt in dem sich die Arbeitspunkte des Verstärkers eingestellt haben. Im nachfolgenden zweiten Intervall treten Kleinsignalverhältnisse auf und man befindet sich im linearen Verstärkerbereich. Dieser Abschnitt dauert typischerweise am längsten. Die letzte Phase ist von dem nichtlinearen Verhalten der Amplitudenlimitierung geprägt.

Nachdem die wichtigsten Einflussgrößen auf die Startzeit gezeigt wurden, befassen sich die nachfolgenden Abschnitte mit Methoden um einen möglichst schnellen Start zu ermöglichen. Dabei ist es für einen ausgewählten Quarz naheliegend entweder den negativen Widerstand der Schaltung zu vergrößern oder den Anfangsstrom innerhalb der Quarzbandbreite zu erhöhen. Am effektivsten ist eine Kombination der beiden Maßnahmen.

2.5.2 Optimierung von Schaltungsparametern

Mit der Auswahl des Schwingquarzes werden grundlegende Anforderungen an die aktive Schaltung gestellt, um eine Oszillation zu gewährleisten. Bei festgelegten Quarzparametern kann die Startzeit durch den aktiven Schaltungsanteil hauptsächlich mittels des negativen Widerstandes optimiert werden. Diesen gilt es während des Startvorgangs möglichst groß zu machen, indem ein höherer Biasstrom als später zur reinen Schwingungserhaltung notwendig, eingespeist wird.

Diese Aufgabe kann entweder die Amplitudenregelung übernehmen [B12] oder durch eine eigene Startschaltung ([B17], [B2]), welche auch zur Unterstützung der Regelung beim Starten dienen kann, ausgeführt werden. Durch den zusätzlichen Startstrom wird die Steilheit der Transistoren soweit vergrößert bis ein geeignet hoher Wert für den negativen Widerstand erreicht wird. Idealerweise würde man lediglich einen Kompromiss zwischen der Startzeit und dem Leistungsverbrauch erwarten, wobei aber zusätzliche Einschränkungen vorhanden sind, was in *Abbildung 2.31* speziell für den Pierce-Oszillator gezeigt wird. Mehr Freiheiten bezüglich der Einstellung eines größeren negativen Widerstandes bietet üblicherweise eine mehrstufige Struktur.

Bei Verwendung einer Regelung wird der Startstrom mit steigender Amplitude langsam gesenkt, um wie beschrieben die Verluste gering zu halten. Falls eine eigene

und C_{x2} optimiert wurde, bringt eine Veränderung dieser Kapazitäten keine Verbesserung bezüglich einer kürzeren Zeitkonstante. Dies wird durch die Betrachtung von *Abbildung 2.32* verdeutlicht. Zudem gilt es darauf zu achten, dass bei einer Kapazitätsveränderung kein unerwünschter Einfluss auf die Regelschleife der Amplitudenregelung entsteht.

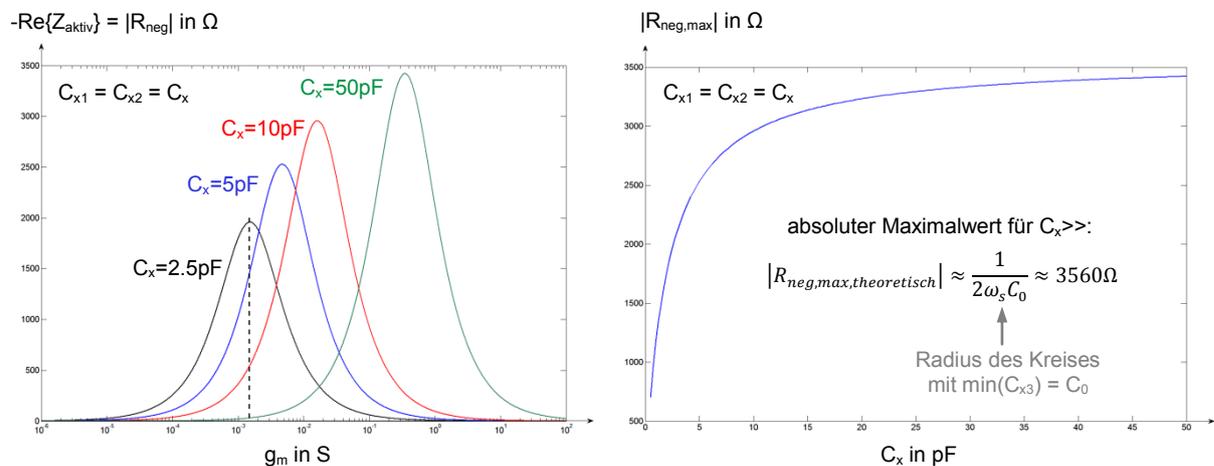


Abbildung 2.32: Abhängigkeit des negativen Widerstandes von g_m (rechts) bzw. des Maximalwertes von C_x (links) (Quarzdaten: $C_1=4,03\text{fF}$, $L_1=13,1\text{mH}$, $C_0=1,02\text{pF}$ \rightarrow $f_s \approx 21,9\text{MHz}$; idealisierte Annahme: $C_{x3} \approx C_0$)

Man erkennt, dass für einen vorgegebenen Wert der Steilheit eine kleinere Kapazität C_x ($= C_{x1} = C_{x2}$) zu einem besseren Startverhalten führt, solange das erzielbare Maximum für diesen Kapazitätswert noch nicht erreicht wurde. Kann jedoch genügend Strom zur Einstellung der optimalen Steilheit geliefert werden, wird mit zunehmender Kapazität der negative Widerstand vergrößert. Diese Maßnahme wird durch den Einfluss der statischen Kapazität begrenzt und eine weitere Erhöhung der Kapazität C_x macht keinen Sinn mehr. Zudem ist dabei mit einem erheblichen Stromverbrauch zu rechnen.

Die für einen einstufigen Pierce-Oszillator theoretisch erzielbare minimale Zeitkonstante kann durch Einsetzen des absoluten Maximalwertes für den negativen Widerstand in die *Formel 2.31* errechnet werden. Dabei kann der Einfachheit halber der Quarzwiderstand R_1 vernachlässigt werden [B1]. Da das Verhältnis C_0/C_1 in etwa 200 bis 250 beträgt, ergibt sich in jedem Fall eine Zeitkonstante von über hundert Oszillationsperioden.

$$\tau_{\min, \text{Pierce}} = \frac{2 \cdot L_1}{|R_{\text{neg,max}}| - R_1} \approx \frac{2 \cdot L_1}{\left| \frac{1}{2 \omega_s C_0} \right|} = \frac{2 \cdot L_1}{\frac{1}{2 \omega_s C_0}} \approx \frac{4 C_0}{\omega_s C_1} \approx \frac{800}{\omega_s} \quad (2.35)$$

Bisher wurden die zusätzlich auftretenden ohmschen Verluste nicht berücksichtigt. Diese verringern wiederum den Absolutwert des negativen Widerstandes und müssen daher gering gehalten werden. Ebenso muss für die CMOS-Variante des Pierce-Oszillators der Einfluss des Koppelkondensators C_C (siehe *Abbildung 2.21*) beachtet werden. Dieser sollte ausreichend groß gewählt werden, damit die Verzerrungen des Ortskreises klein bleiben und der negative

Widerstand nicht zusätzlich vermindert wird [B1]. Weiters sei nochmals darauf hingewiesen, dass lediglich die theoretisch erreichbare untere Grenze für C_{x3} der statischen Quarzkapazität C_0 entspricht. Bei der Realisierung wird dieser Wert jedenfalls durch die Drain-Gate-Kapazität der beiden Transistoren des CMOS-Verstärkers vergrößert. Diese Transistorkapazität skaliert mit der Weite und bewirkt eine Abnahme des maximal möglichen negativen Widerstandes.

2.5.3 Anregung mit einem Eingangssignal

Neben der Maßnahme die Zeitkonstante mit der die Schwingung anklingt zu minimieren, ist es weiters sinnvoll den Anfangspegel bei dem die Oszillation startet zu vergrößern.

Normalerweise erfolgt der Startvorgang entweder bedingt durch das elektronische Rauschen oder auf Grund der transienten Vorgänge beim Einschalten der Betriebsspannung, sprich durch einen Einschaltimpuls. Für diesen Impuls ist es jedoch von wesentlicher Bedeutung, dass spektrale Anteile innerhalb des Resonanzbereichs vom Schwingquarz liegen und somit zusätzliche Energie in diesen gelangen kann [B3]. Dadurch wird ein etwas größerer Anfangswert I_0 für den Wechselstrom im dynamischen Zweig als durch das Rauschen verursacht, erzielt und der Startvorgang beschleunigt sich [A1]. Das untere Limit für die Amplitude des Startstroms kann bei reinem Vorhandensein von thermischem Rauschen folgendermaßen abgeschätzt werden [A2]:

$$I_0 > \sqrt{kT / L_1} = \omega_s \sqrt{kT \cdot C_1} \quad (2.36)$$

Demnach sind für den Start aus dem Rauschen zu Beginn kleine Amplitudenwerte üblich, wobei die exakte Kenntnis des Startwertes eine untergeordnete Rolle spielt, da diese laut *Formel 2.33* logarithmisch in die Startzeit eingeht.

Das Prinzip eines Einschaltimpulses wird in [B7] angewandt und zusätzlich verbessert, indem mittels geeigneter Schaltmaßnahmen ein größerer Startstrom in den Quarz gebracht wird. Dazu wird am Anfang des Startvorgangs, das Potential am Ein- und Ausgang des CMOS-Verstärkers so gewählt, dass beim Einschalten ein möglichst hoher Impuls am Resonator auftritt.

Verfolgt man diesen Ansatz weiter, führt dies zu der Idee den Quarz mittels eines eigens erzeugten Wechselsignals zu stimulieren. Damit Energie in den Resonator gelangt, muss dieser Wechselstrom nahe bei der Schwingfrequenz beziehungsweise innerhalb des schmalen Resonanzbereichs vom Schwingquarz liegen. Dadurch, dass ein bedeutend größerer Anfangswert erzielt werden kann, nimmt die Startzeit deutlich ab. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass eventuell auftretende Widerstandserhöhungen des Quarzes einen geringeren Einfluss haben und das Problem der „schlafenden“ Quarze vermieden werden kann [B18].

Das wesentliche Designkriterium, um eine Beschleunigung zu garantieren, ist die Schwingfrequenz des Oszillators aufzufinden und sicherzustellen, dass der Startstrom unter allen spezifizierten Betriebsbedingungen und auch in den Prozessecken (engl. Corners) idealerweise exakt bei dieser Frequenz eingespeist wird.

Um dies zu erreichen, wird in [B19] ein elektronisch trimmbarer Ringoszillator eingesetzt. Dieser wird nach dem ersten Einschalten einmalig und mit akzeptabler Genauigkeit auf die Resonanzfrequenz des Quarzes kalibriert. In *Abbildung 2.33* ist das Gesamtsystem der Oszillatorschaltung dargestellt. Dieses besteht im Wesentlichen aus der eigentlichen Quarzoszillatorschaltung, welche dem Pierce-Typ entspricht, einem Ringoszillator zur Erzeugung des Stimulus, sowie einer Steuer- und Kalibrierungslogik. Zusätzlich werden Verstärker benötigt, um genügend Strom in den Quarz zu liefern.

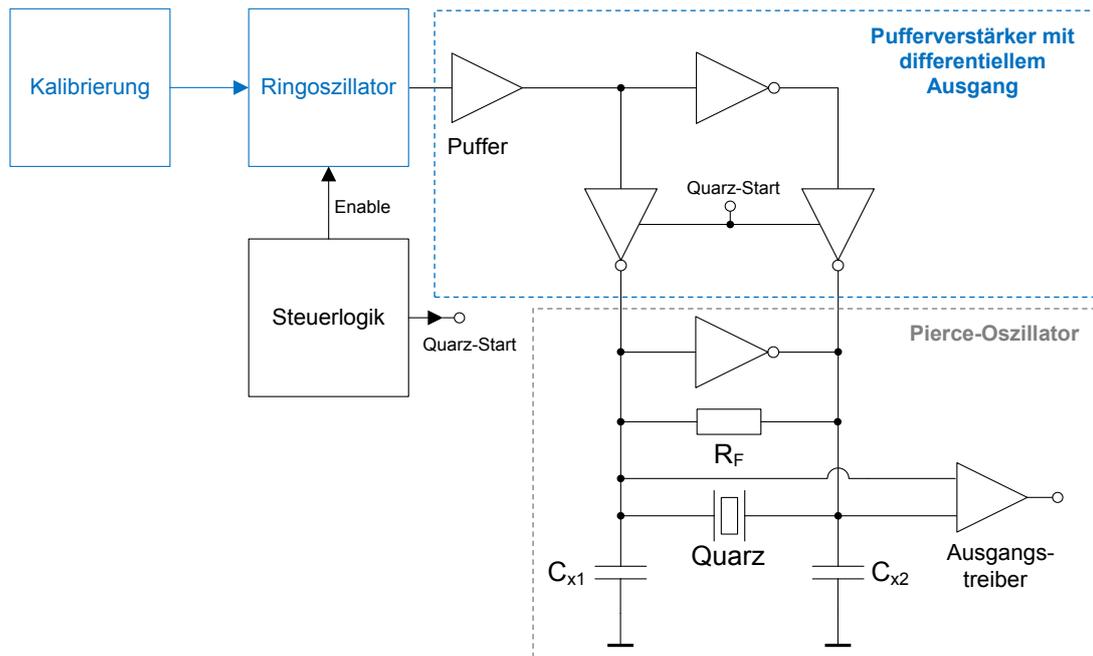


Abbildung 2.33: Oszillatorsystem mit Anlaufbeschleunigung mittels eines kalibrierten Ringoszillators [B19]

Die Realisierung eines stromsparenden und genauen Pierce-Oszillators wurde bereits im *Kapitel 2.4* ausführlich behandelt. Daher ist die in *Abbildung 2.33* angegebene Pierce-Schaltung nur als grundlegende Variante dargestellt, um das Prinzip der Anlaufbeschleunigung, wie es in [B19] gezeigt wird, besser erkennbar zu machen.

Das Signal zur kontrollierten Stimulation des Quarzes wird mittels des Ringoszillators erzeugt. Dieser ist als stromgesteuerte Variante ausgeführt, sodass die Frequenz mittels einer Stromänderung angepasst werden kann. Zudem ist es für die korrekte Funktion erforderlich, dass die erzeugte Frequenz des Ringoszillators möglichst unabhängig von Schwankungen der Versorgungsspannung, von der Temperatur sowie vom Prozess ist. Um die benötigte Spannungsunabhängigkeit zu erzielen, wird die Versorgungsspannung mittels einer Bandgap-Referenz auf einen genauen Wert geregelt. Aufwendiger gestaltet es sich die starke Temperaturabhängigkeit eines Ringoszillators zu kompensieren. Ganz prinzipiell ausgedrückt wird dazu dem frequenzsteuernden Gleichstrom neben einem möglichst konstanten Anteil zusätzlich ein temperaturabhängiger Strom überlagert. Bei höheren Temperaturen wird entsprechend mehr Strom geliefert, um den wegen der dominanten Mobilitätsreduktion langsamer werdenden CMOS-Transistoren entgegenzuwirken. Zu beachten ist aber, dass die

Steigung des Kompensationsstromes über den Frequenzbereich des Ringoszillators unter Umständen verändert werden muss [B19].

Der Einfluss von Prozessvariationen soll durch eine einmalige Kalibrierung minimiert werden. Der Vorgang erfolgt automatisch mittels Digitalschaltungen, indem zwei Zähler abgeglichen werden. Einer dieser Zähler wird vom Quarzoszillator und der andere vom Ringoszillator getaktet. Nun wird der Strom im Ringoszillator so lange verändert bis die Zähler innerhalb einer geforderten Genauigkeit, also fast gleichzeitig, enden und das entsprechende Kalibrierwort abgespeichert. Nebenbei sei erwähnt, dass sich eine geringe Abweichung in der Frequenz bei der Betrachtung des Zeitsignals (Strom im dynamischen Zweig) durch einen Schwebungston bemerkbar macht.

Damit ausreichend Strom in den nahe bei der Serienresonanz angeregten Quarz gelangen kann und gleichzeitig der Ringoszillator nicht belastet wird, ist ein Pufferverstärker notwendig. In möglichst kurzer Zeit soll so viel Strom wie möglich in den dynamischen Zweig geliefert werden. Dazu wird in [B19] ein Verstärker mit einem differentiellen Ausgang verwendet und das Rechtecksignal an die Anschlüsse des Schwingquarzes, welcher bei Serienresonanz seine minimale Impedanz aufweist, gegeben.

Die Anlaufbeschleunigung wird durch eine Steuerlogik gestartet, welche ein Zählwerk enthält, um die zur Anregung erforderlichen Zyklen einzustellen. Nach erfolgter Stimulation wird der Ringoszillator abgeschaltet und der Tri-State-Ausgang des Verstärkers in seinen hochohmigen Zustand gebracht.

Die Leistungsfähigkeit dieses Systems, sprich eine deutliche Reduzierung der Startzeit, wird in [B19] verdeutlicht. Als mögliche Schwachstelle dieser Realisierung kann aber die tatsächlich resultierende Robustheit zum Beispiel in einer Anwendung für den Automotive-Bereich angesehen werden. Zudem gilt es den zusätzlichen Aufwand durch die Kalibrierung und die Notwendigkeit eines Flash-Speichers zu berücksichtigen.

Derselbe Grundgedanke, nämlich den Quarz bei seiner Resonanzfrequenz mittels eines Eingangssignals anzuregen, wird in [B18] verfolgt. Dazu wird ein vor allem bei funktechnischen Anwendungen bereits bestehendes PLL-System verwendet und entsprechend modifiziert. Das prinzipielle Blockschaltbild dieser Startbeschleunigung wird in *Abbildung 2.34* gezeigt.

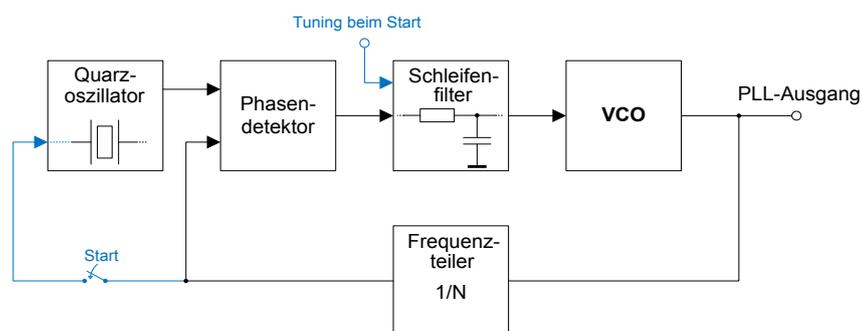


Abbildung 2.34: Oszillatorsystem als Teil einer PLL mit Anlaufbeschleunigung [B18]

Deutlich erkennbar ist die PLL-Struktur bestehend aus der Quarzoszillatorschaltung zur Bereitstellung einer stabilen Referenzfrequenz, dem Phasendetektor als Vergleichsstelle sowie einem Schleifenfilter, um das auf Grund der Regelabweichung resultierende Fehlersignal in ein geeignetes Steuersignal für den VCO (engl. Voltage Controlled Oscillator) umzuwandeln. Dabei werden unerwünschte hochfrequente Anteile unterdrückt und der spannungsgesteuerte Oszillator idealerweise mit einem reinen Gleichsignal angesteuert. Im Rückkopplungszweig der Phasenregelschleife befindet sich ein Frequenzteiler und deshalb kann im eingerasteten Betriebszustand ein Vielfaches der Referenzfrequenz am Ausgang erzeugt werden. Einzelheiten zum Aufbau und zu der Funktionsweise einer PLL-Schaltung können zum Beispiel aus [A8] oder [C10] entnommen werden, sind aber für das Verständnis der Anlaufbeschleunigung für den Quarzoszillator nicht erforderlich.

Am Beginn des Startvorgangs des Oszillators wird die Spannung am Schleifenfilter dermaßen beeinflusst, dass diese den gesamten Steuerbereich durchläuft und der VCO somit sein Frequenzband vollständig passiert. Die jeweilige Frequenz am PLL-Ausgang wird um das Teilverhältnis verkleinert und das Signal dem Quarz zugeführt. Im heruntergeteilten Frequenzbereich ist zwangsläufig die Lastresonanzfrequenz des Schwingquarzes enthalten. Sobald diese erreicht wird, gelangt abhängig von der Amplitude des rückgeführten Signals Energie in den Schwingquarz und ermöglicht somit ein schnelleres Anschwingen. Sobald das Signal am Ausgang des Frequenzteilers den Resonanzbereich des Quarzes verlässt, wird die Anlaufbeschleunigung idealerweise abgeschaltet. Spätestens sollte das Abschalten am Ende des Frequenzbands des VCOs erfolgen.

Dadurch dass bestehende Schaltungsteile verwendet werden können, wird weniger zusätzliche Chipfläche benötigt. Zudem wird eine verbesserte Robustheit erreicht, da die Schwingfrequenz bei jedem Startvorgang aufgesucht wird und somit jedenfalls zusätzliche Energie in den Quarz gelangt. Jedoch gilt es die Zeit bis zum Erreichen der Quarzresonanz und wie schnell der Resonanzbereich wieder verlassen wird, zu beachten. Solange die Resonanzfrequenz nicht erreicht ist, erfolgt nämlich keine zusätzliche Anregung und auch nach dem idealen Abschaltzeitpunkt nimmt die Energie im Quarz abhängig von der Güte wieder ab. Allgemein ist bei einem großen Tuningbereich des spannungsgesteuerten Oszillators, welcher unter Umständen durch eine Bereichsumschaltung zusätzlich vergrößert wird, mit einer verminderten Wirkung der Anlaufbeschleunigung zu rechnen. Es muss somit ein geeigneter Kompromiss zwischen der Robustheit und der in den Quarz gelieferten Energie getroffen werden, welcher sich auf die Startzeit auswirkt.

Das Prinzip der gezielten Stimulation des Quarzes mittels einer Anregeschaltung ist theoretisch auf alle Oszillatortypen anwendbar und somit besonders interessant. Da für einen einstufigen Oszillator, wie in *Abbildung 2.32* gezeigt, der erzielbare negative Widerstand nicht beliebig vergrößert werden kann, eignet sich dieser Ansatz, um selbst bei einer optimierten Schaltung die Startzeit noch weiter zu verkürzen.

2.5.4 Weitere Ansätze zur Startbeschleunigung

Ergänzend sind in diesem Abschnitt noch weitere Vorschläge zur Verkürzung der Startzeit überblicksmäßig aufgezeigt. Zum Teil treten dabei auch Überschneidungen mit den bereits vorgestellten Maßnahmen auf.

Beispielsweise existieren mehrere Patente für das bereits beschriebene Konzept der Generierung eines einzelnen Startimpulses. Dieser kann an unterschiedlichen Stellen der Schaltung durch verschiedene Schaltmaßnahmen ([B7], [C11]) oder auch mittels einem eigenen Pulsgenerator [C12] erzeugt werden. Zwar kann die Wirkung dieser Starthilfe durch eine Vervielfachung der Startimpulse vergrößert werden [C13], jedoch ist im Allgemeinen nicht mit vergleichbaren Anfangswerten wie bei einer gezielten Anregung mit einem Eingangssignal zu rechnen.

Ein weiterer Optimierungspunkt wird in [D4] aufgezeigt. Durch eine Aufteilung der Kapazität C_{x1} am Invertereingang gemäß *Abbildung 2.35* soll die Arbeitspunkteinstellung des CMOS-Verstärker schneller erfolgen. Da diese Zeit aber ohnehin verhältnismäßig kurz ist, ist mit keiner nennenswerten Beschleunigung des Startvorgangs zu rechnen.

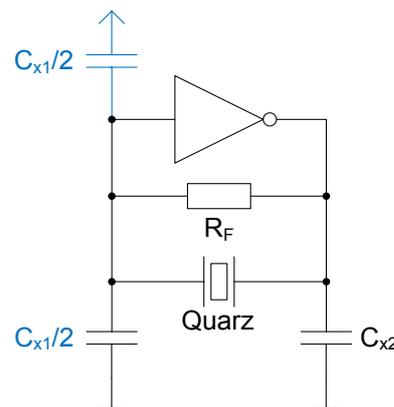


Abbildung 2.35: Aufteilung der Kapazitäten für eine schnellere Arbeitspunkteinstellung des Verstärkers

Ein anderer Ansatz besteht darin die Vorteile einer mehrstufigen Struktur bezüglich des erzielbaren negativen Widerstandes lediglich während des Starts auszunützen. Das Blockschaltbild zu dieser Methode wird in *Abbildung 2.36* gezeigt. Für den zuverlässigen Normalbetrieb des Oszillators ist eine einstufige Pierce-Struktur vorgesehen, in welcher die gezeigten Ansätze für einen frequenzstabilen und stromsparenden Oszillator umgesetzt werden. Zu Beginn des Startvorgangs wird auf einen mehrstufigen Oszillator umgeschaltet. Dieser kann beispielsweise als dreistufige Pierce-Schaltung realisiert werden. Der betragsmäßig größere erreichbare negative Widerstand verkürzt die Zeitkonstante mit welcher die Schwingung anklingt. Wesentlich ist aber, dass die mehrstufige Struktur ausreichend gedämpft wird, damit jegliche parasitäre Oszillation vermieden werden kann. Durch diese Maßnahmen nimmt der erzielbare negative Widerstand ab. Nach dem Startvorgang beziehungsweise beim Erreichen eines Schwellwertes für die Oszillationsamplitude wird auf

den einstufigen Pierce-Oszillator umgeschaltet, da die zusätzliche Verstärkung zur reinen Schwingungserhaltung üblicherweise nicht mehr benötigt wird. Zudem soll die Zuverlässigkeit während des Normalbetriebs verbessert werden. Falls erforderlich kann der Umschaltvorgang sanft erfolgen, indem der Strom für die Inverterverstärker langsam verkleinert wird.

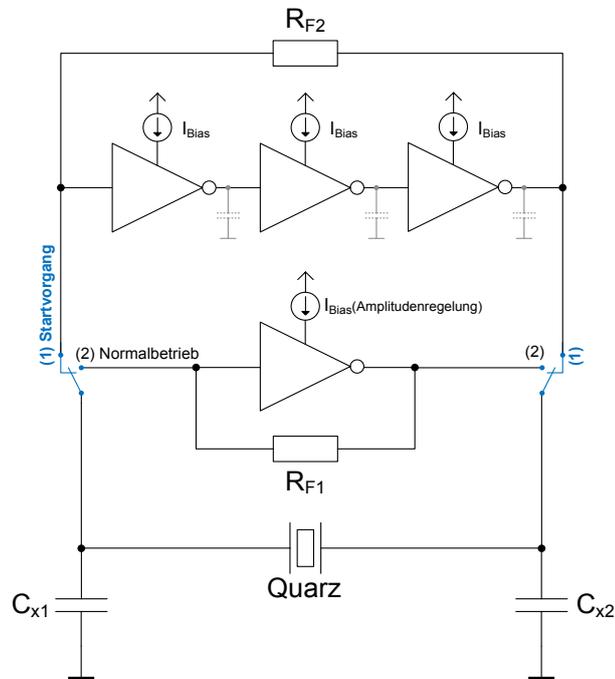


Abbildung 2.36: Verwendung einer mehrstufigen Oszillatortopologie während des Starts

Gelingt es für alle Betriebsbedingungen sicherzustellen, dass keine parasitären Schwingungen erzeugt werden und somit die Schwingfrequenz während des Startvorgangs nahezu unverändert bleibt, kann mittels dieser Methode die Startzeit verringert werden.

3. Design und Implementierung

Nachdem die Grundkenntnisse zur Modellierung eines Schwingquarzes und für den Entwurf eines möglichst stromsparenden Quarzoszillators gezeigt wurden, soll zunächst ein bestehendes Oszillatorsystem untersucht werden. Der Fokus liegt dabei vor allem in der Betrachtung des Startverhaltens. Dabei soll die Auswirkung der vorgestellten Einflussgrößen auf die Startzeit erfasst und geeignete Maßnahmen zur Verkürzung des Startvorgangs getroffen werden. Als hilfreich können sich dafür die angeführten Ansätze und Methoden zur Startbeschleunigung erweisen. Die ausgewählte Verbesserungsvariante wird ausführlich analysiert und eine konkrete Realisierung angegeben. Abschließend wird das resultierende Gesamtsystem und die damit mittels Simulation erreichbare Startzeit gezeigt.

3.1 Untersuchung des bestehenden Oszillatorsystems

Das bestehende Oszillatorsystem dient als genaue Referenzfrequenz in einer PLL-Schaltung, welche für eine Funkanwendung in einem mobilen System gedacht ist. Somit resultieren definierte Anforderungen an die Genauigkeit, Frequenzstabilität sowie an den zulässigen Stromverbrauch. Zudem muss die Funktionalität innerhalb der Spezifikationsgrenzen für den Einsatz im automobilen Bereich sichergestellt werden. Um eine möglichst hohe Lebenszeit des batterieversorgten Systems zu erreichen, ist zum Stromsparen ein Duty-Cycling angedacht. Limitierend wirkt dabei, wie bereits in der Einleitung angeführt, die Startzeit des Oszillators. Generell gilt, dass je schneller ein System aufwachen, seine Aufgabe ausführen und wieder in einen Stromsparmodes versetzt werden kann, desto energieeffizienter ist es. Im Stromsparmodes sind lediglich die notwendigsten Schaltungsteile aktiv. Falls der Quarzoszillator und somit die PLL rechtzeitig startet und dadurch die Reaktion auf ein Ereignis gewährleistet wird, kann dieses Subsystem ebenfalls abgeschaltet werden.

Zuerst wird der Aufbau des Quarzoszillators kurz beschrieben und das derzeitige Startverhalten untersucht. Dadurch soll ersichtlich werden ob eine reine Veränderung von Schaltungsparametern eine Verbesserung bringen kann beziehungsweise wie nahe am Optimum bezüglich der Startzeit die Schaltung bereits liegt. Zu beachten gilt es, dass die Schaltungsparameter nur in einem bestimmten Ausmaß angepasst werden können. Es darf nämlich keine wesentliche Verschlechterung der restlichen Oszillator-Performance oder sogar eine Verletzung der Spezifikation auftreten.

3.1.1 Beschreibung des Aufbaus

Beim gegebenen Quarzoszillator handelt es sich grundlegend um einen Pierce-Oszillator. Um die negativen Effekte einer Selbstbegrenzung der Schwingungsamplitude zu vermeiden und einen möglichst geringen Stromverbrauch bei stabiler Oszillation zu erzielen, ist eine Amplitudenregelung vorhanden. In *Abbildung 3.1* ist das vereinfachte Blockschaltbild des

Oszillatorsystems dargestellt. Dieses ist in einem 130nm-CMOS-Prozess gefertigt, welcher sowohl analoge als auch digitale Bauelemente enthält. Die vorkommenden MOS-Analogbauteile (engl. Analog Devices) sind für Betriebsspannungen bis 3,3V (für ein „IO-Device“) geeignet. Der Oszillator selbst ist für den im Automotive-Bereich geforderten Temperaturbereich von -40°C bis 125°C einsatzfähig und wurde für eine nominale Versorgungsspannung von $V_{\text{DD}}=3,3\text{V}\pm 10\%$ dimensioniert. Zudem ist der Betrieb mit einer gewöhnlichen 3V-Lithiumzelle möglich und die erzeugte Ausgangsfrequenz liegt auf Grund des anwendungsspezifisch ausgewählten Quarzes in etwa bei 21,9MHz.

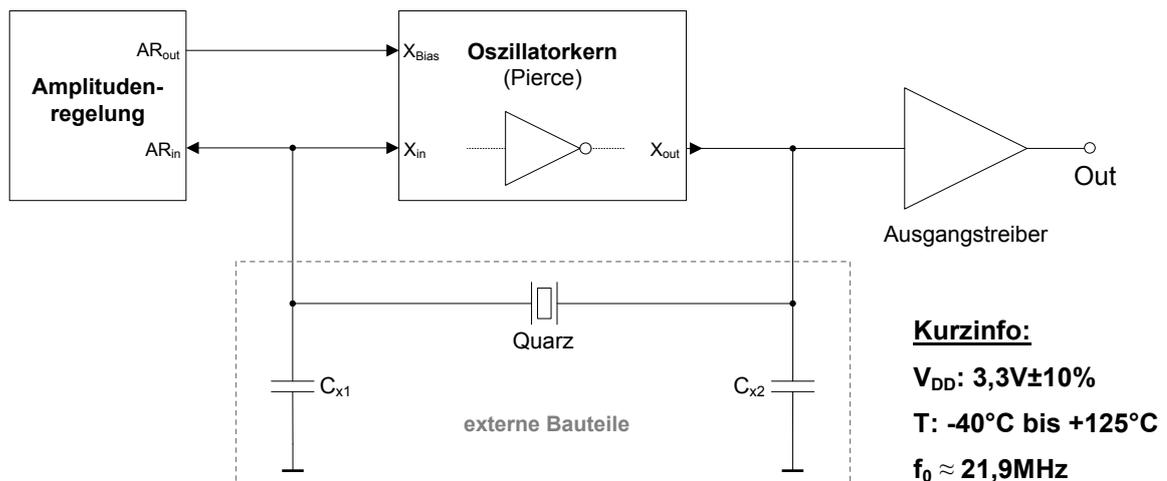


Abbildung 3.1: Blockschaltbild des bestehenden Oszillatorsystems

Um die eigentliche Schaltungsimplementierung für die in *Abbildung 3.1* nicht näher ausgeführten Blöcke nachvollziehen zu können, wird in der folgenden Kurzbeschreibung jeweils auf die am ehesten zutreffende Struktur aus dem *Kapitel 2.4* verwiesen. Darin wurden bereits die wichtigsten Realisierungsformen des Pierce-Oszillators vorgestellt, weshalb eine nochmalige Angabe der Schaltung nicht notwendig ist.

Der Oszillatorkern enthält im Wesentlichen einen stromgesteuerten CMOS-Verstärker. Durch die Verwendung eines einstufigen Verstärkers wird das Problem einer parasitären Schwingung vermieden. Der Arbeitspunkt des PMOS-Transistors dieses Inverterverstärkers wird durch einen separaten Schaltungsteil auf einen optimalen Wert eingestellt und somit ein dauerhafter Betrieb im Sättigungsbereich des MOSFETs ermöglicht. Über einen Koppelkondensator wird lediglich das Wechselsignal, sprich die Oszillatorschwingung, auf das Gate dieses Transistors geleitet. Der erforderliche hochohmige Widerstand zur Arbeitspunkteinstellung des NMOS-Transistors wird durch eine Serienschaltung eines Widerstandes mit einem MOSFET im Widerstandsbereich realisiert. Der effektiv resultierende Widerstand befindet sich zwischen dem Gate- und Drain-Anschluss. Zusammengefasst kann gesagt werden, dass die Schaltung vom Aufbau her mit jener aus *Abbildung 2.26* vergleichbar ist.

Die Amplitudenregelung stellt den für den Oszillatorkern und somit zur Schwingungserhaltung erforderlichen Biasstrom zur Verfügung und ermöglicht eine

konstante und verzerrungsfreie Schwingungsamplitude. Sie entspricht einer modifizierten Version der im Weak-Inversion-Betrieb arbeitenden Regelung aus *Abbildung 2.23*. Während des Startvorgangs wird ein höherer Strom eingespeist, um den negativen Widerstand zu vergrößern. Ein elektronisch einstellbarer kapazitiver Teiler am Reglereingang erlaubt eine Anpassung der Schwingungsamplitude, indem der erfasste Schwingungswert verändert wird. Zusätzlich sind Maßnahmen zur Verbesserung der Stabilität des Regelkreises umgesetzt.

Um das Ausgangssignal auf einen für die weiteren Schaltungsblöcke geeigneten Pegel zu verstärken und zudem den Oszillator nicht zu belasten, ist der Ausgangstreiber in Form eines Pufferverstärkers erforderlich. In der Anwendung wird das sinusförmige Oszillatorsignal auf CMOS-Pegel gebracht, wobei sich sowohl das Signal am Eingang, welches typischerweise eine schönere Sinusform aufweist, als auch wie dargestellt jenes am Ausgang des Oszillatorkerns zur Verstärkung eignen.

Zu den externen Bauteilen, welche nicht auf dem Chip integriert sind, zählen die beiden Kapazitäten C_{x1} und C_{x2} sowie der Quarz. Die funktionalen Kapazitäten sind dementsprechend groß um die geforderte Nominallast, für welche der Quarz vom Hersteller abgeglichen wurde, zu erreichen. Zu beachten ist, dass ein Teil des Kapazitätswertes bereits von der Ein- und Ausgangskapazität des Oszillatorkerns stammt. Optional können einstellbare Kapazitätsbänke am Chip vorhanden sein, damit die gewünschte Nominallast auch beim Auftreten von Bauteiltoleranzen besser erreicht wird und um die Frequenz zu trimmen.

3.1.2 Funktionalität und Startverhalten

Mittels Simulation soll zunächst die korrekte Funktionalität der Oszillatorschaltung für eine ausgewählte spezifizierte Betriebsbedingung beispielhaft überprüft werden. Dabei handelt es sich keineswegs um eine genaue Charakterisierung, da ohnehin bereits bekannt ist, dass der Schaltungsblock die Spezifikation erfüllt. Vielmehr sollen notwendige Einstellungen und Überlegungen, welche die Simulation betreffen, aufgezeigt werden. Als Simulationsumgebung wird die Virtuoso-Plattform der Firma Cadence Design Systems verwendet, in welcher alle benötigten Bauteilmodelle der verwendeten Technologie zur Verfügung stehen.

Für die Schaltungssimulation ist es notwendig den Quarz anhand seiner im Datenblatt angegebenen elektrischen Ersatzdaten zu modellieren. Üblicherweise sind darin für einen Grundtonquarz keine Angaben bezüglich der Bauteilwerte der dritten Oberwelle vorhanden. Laut eindimensionaler Theorie kann als Spulenwert $L_{3,OW}$ jener des Grundtons verwendet werden. Der Wert für die dynamische Kapazität $C_{3,OW}$ muss dementsprechend neunmal kleiner als jener der Grundwelle sein, um die richtige Frequenz nachzubilden [B20]. Einfacherweise kann der Verlustwiderstand $R_{3,OW}$ der dritten Oberwelle gleich groß wie jener im dynamischen Zweig des Grundtons gewählt werden. Ist eine genauere Modellierung erforderlich, müssen die Parameter mittels einer Messreihe ermittelt und anschließend gefittet werden. Die Halterungskapazität des geerdeten Quarzes wurde nicht separat eingezeichnet, da sie als Teil der Kapazitäten C_{x1} und C_{x2} angesehen werden kann.

Die beiden externen Kapazitäten wurden gleich groß gewählt und weisen in der Simulation jeweils einen Wert von $C_{x1} = C_{x2} = C_x = 10\text{pF}$ auf. Dabei handelt es sich um einen Kompromisswert, der zwischen der minimal und maximal zulässigen Lastkapazität liegt. Allgemein gilt, dass die Wahl der Lastkapazität ein wesentlicher Designschritt ist, der gleichzeitig das Frequenzziehverhalten als auch den Stromverbrauch der Schaltung festlegt. Da die Simulationsergebnisse in weiterer Folge zum Vergleich der Startzeit beziehungsweise zur Bewertung des Potentials einer Optimierung herangezogen werden, sollte dieser Wert ebenso wie die gewählten Quarzparameter unverändert bleiben.

Die *Abbildung 3.2* zeigt die prinzipielle Simulationsschaltung, wobei das Versorgungsnetzwerk nicht explizit angegeben wurde. Ebenso wurde der Ausgangstreiber vernachlässigt, da sich dieser sowohl am Eingang als auch am Ausgang des Oszillatorkerns befinden kann und für den Vergleich nicht unbedingt benötigt wird. Sein Einfluss auf die Schaltung in Form der Eingangskapazität ist demnach bereits in einer der funktionalen Kapazitäten berücksichtigt.

Bei der Durchführung einer Corner-Analyse gilt es zu beachten, dass die externen Bauteile wie der Quarz und die Kapazitäten nicht denselben Prozessvariationen unterliegen und im Allgemeinen eine geringere Toleranz (ohne Trimmung) aufweisen. Daher wurden für diese Bauelemente reine Simulationsbauteile mit ihrem Nominalwert ohne Toleranz und Temperaturgang verwendet. Hierbei sei kurz angemerkt, dass das Temperaturverhalten beim Quarz ohnehin auf andere Weise modelliert werden müsste.

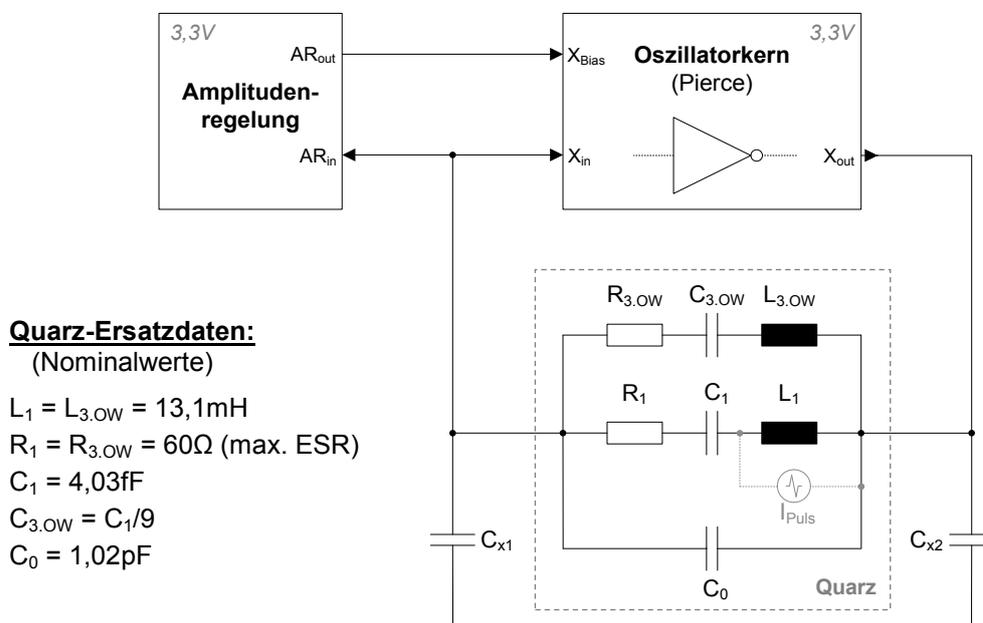


Abbildung 3.2: Simulationsschaltung für das bestehende Oszillatorsystem

Damit ein Oszillatorsystem in der Simulation zu schwingen beginnen kann, ist eine Startbedingung notwendig. Dazu muss für einen Quarzoszillator Energie innerhalb der Bandbreite des Schwingquarzes gelangen. Um die Simulation bei einer reinen Funktionsüberprüfung zu beschleunigen, besteht die beste Methode darin die Induktivität L_1

im dynamischen Zweig der Grundwelle mittels eines kurzen Stromimpulses mit Energie zu versorgen. Dieser Impuls ist dabei besonders effektiv, da er im Quarzinneren wirkt. Er bringt den Vorteil, dass keine Quarzparameter verändert werden müssen und man erhält somit aussagekräftige und realistische Ergebnisse für den stabilen Schwingungszustand des Oszillators. Die Anschwingsicherheit kann durch diese Analyse aber nicht zuverlässig bestimmt werden. Dazu sollte entweder auf eine Untersuchung der offenen Schleife der Oszillatorschaltung oder auf eine Ermittlung des negativen Widerstandes zurückgegriffen werden. Die Betrachtung im Frequenzbereich sollte in der Umgebung der Arbeitsfrequenz bis hin zu den modellierten Oberwellen erfolgen. Ebenso muss auch die Stabilität der Regelschleife der Amplitudenregelung und das vor allem im eingeschwungenen Zustand, überprüft werden.

Da aber der eigentliche Zweck der durchgeführten Simulation eine Begutachtung des Startverhaltens und im Speziellen der Startzeit ist, sind in dieser Arbeit hauptsächlich Ergebnisse, welche den Startvorgang betreffen, dokumentiert. Beim bestehenden Oszillatorsystem erfolgt der Start aus dem Rauschen. Für realitätsnähere Ergebnisse bezüglich der Startzeit sollte der Anregungsstimulus entfallen und stattdessen eine Rauschanalyse im Zeitbereich (engl. Transient Noise Analysis) angewandt werden. Das zur Simulation verwendete Rauschen muss wiederum spektrale Anteile innerhalb der Quarzbandbreite aufweisen, um ein Anschwingen zu ermöglichen.

In *Abbildung 3.3* ist ein typischer Startvorgang unter den angegebenen nominalen Betriebsbedingungen dargestellt.

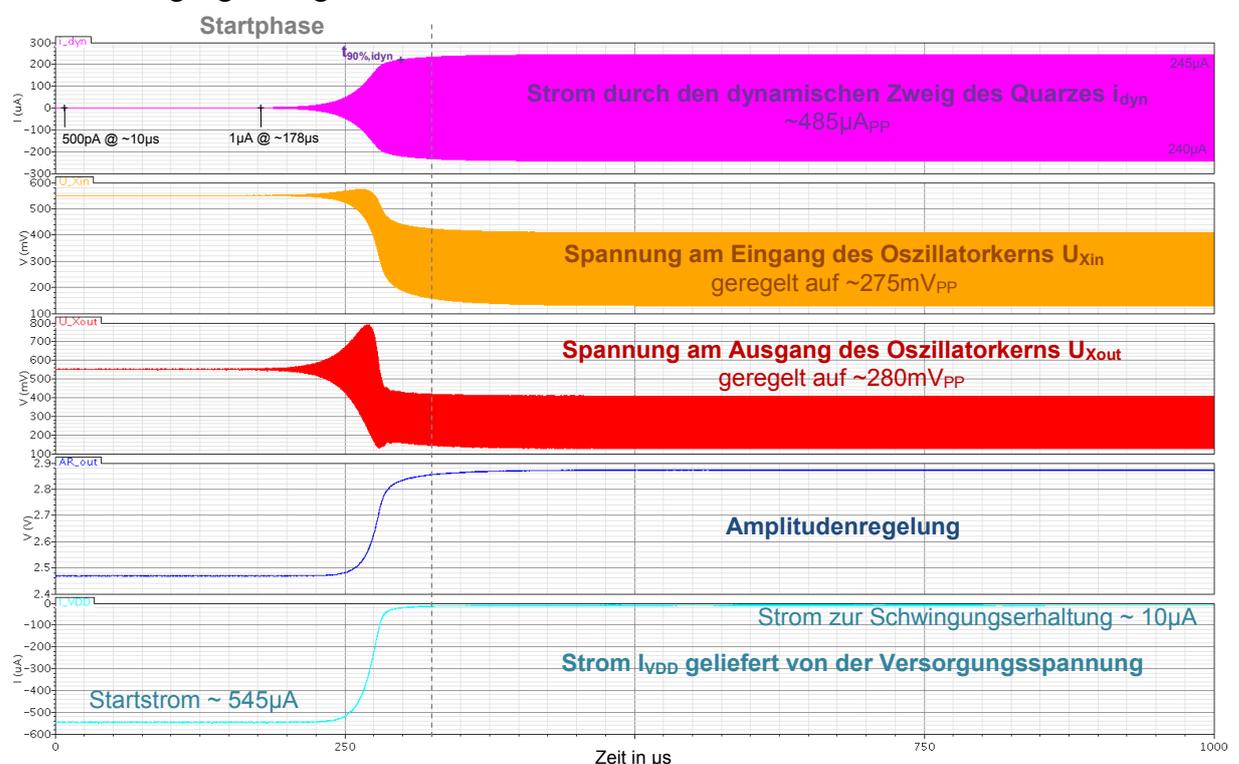


Abbildung 3.3: Simulation des Startvorgangs
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=3,3V$, $T=27^{\circ}C$, Nominalwerte der Bauteile; $C_{x1} = C_{x2} = 10pF$)

Zur Ermittlung der Startzeit wurde in erster Linie der Strom i_{dyn} durch den dynamischen Zweig des modellierten Quarzes verwendet, da dieser laut Theorie die ausschlaggebende Größe ist. Als Messkriterium für die Startzeit wurde das Erreichen von 90% der stabilen Schwingung (aus Hüllkurve ersichtlich) des Stromes angewandt. Beim Strom handelt es sich um ein reines Wechselsignal und die Aussteuerung der Halbwellen kann als nahezu symmetrisch angesehen werden. Zur Bestimmung der Startzeit wurde dennoch jene Hüllkurve verwendet, die den Endwert langsamer erreicht und somit auch die längere Startzeit besitzt. Der Unterschied ist jedoch vernachlässigbar und es ergibt sich eine Startzeit von $t_{90\%,i_{\text{dyn}}} \approx 298,5\mu\text{s}$.

Der Strom im Quarzinneren ist aber lediglich in der Simulation zugänglich. Bei einer tatsächlichen Messung der Startzeit wird daher in der Praxis die zum Strom proportionale Spannung am Schwingquarz verwendet. Deshalb wurde eine zweite Startzeit $t_{90\%,u_{\text{XTAL}}}$ eingeführt, welche mit Hilfe der Spannung am Eingang des Oszillatorkerns U_{Xin} bestimmt wurde. Dabei macht es zwar keinen gravierenden Unterschied ob man die Spannung am Eingang oder am Ausgang des Oszillatorkerns verwendet. Die Startzeit sollte aber erst beim Erreichen der richtigen DC-Arbeitspunkte, welche sich im stabilen Schwingungszustand einstellen, abgelesen werden, was für das Signal am Eingang leichter durchführbar ist. Mit dieser Methode ergibt sich eine Startzeit von $t_{90\%,u_{\text{XTAL}}} \approx 296\mu\text{s}$.

Die Startzeit ist demnach für beide Bestimmungsarten in etwa gleich groß. Es sei noch kurz angemerkt, dass die Endwerte der Signale bei stabiler Schwingung weiters anhand der mittels eines Startimpulses beschleunigten Simulation für ein längeres Zeitintervall von 5ms überprüft wurden. Dabei traten keine Abweichungen auf.

Zu beachten ist, dass man trotz der transienten Rauschanalyse nicht davon ausgehen kann, dass die erreichte Startzeit mit einer tatsächlich gemessenen übereinstimmt. Der Simulator liefert üblicherweise zu gute Ergebnisse für die Startzeit. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Einflüsse des Layouts und zusätzlich auftretende Nichtidealitäten in dieser Simulation nicht erfasst werden. Andererseits ist die simulierte Startzeit aber auch relativ stark von den gewählten Simulationseinstellungen und dabei vor allem von der eingestellten Simulatortoleranz (z.B. Parameter *reltol*) abhängig. Diese sollte auf einen geeignet niedrigen Wert eingestellt und für die weiteren Simulationen beibehalten werden, um einen besseren Vergleich zu erlauben, da eine ungenauere Simulation eine längere Startzeit bewirkt. Die numerische Integrationsmethode bei der Transientenanalyse sollte für die Simulation eines Oszillators auf Trapez (oder eine andere geeignete Berechnung) umgestellt werden, um eine Schwingungsunterdrückung auf Grund der Berechnungsart zu vermeiden. Es kann aber trotzdem davon ausgegangen werden, dass eine Beschleunigung des Startvorgangs in der Simulation auch in der Realität zutrifft und idealerweise sogar um denselben Faktor.

Um nochmals zu zeigen, dass die benötigte Startzeit auch stark von dem Strom im dynamischen Zweig abhängt, sind in *Abbildung 3.3* zusätzlich einige markante Punkte eingezeichnet. Höhere Startwerte für den Strom innerhalb der Quarzbandbreite können durch

einen veränderten Rauschpegel oder durch Schaltimpulse hervorgerufen werden. Ein Großteil des Startvorgangs erfolgt laut Simulation bei niedrigen Amplitudenwerten des Stroms. Würde der Startstrom im dynamischen Zweig beispielsweise $1\mu\text{A}$ betragen wäre die Startzeit idealerweise nur mehr um die $120\mu\text{s}$.

Betrachtet man nochmals die anderen simulierten Signale wird ersichtlich, dass die stabile Schwingungsamplitude am Ein- und Ausgang des Oszillatorkerns als gleich groß angesehen werden kann und einen Wert von in etwa 275mV_{PP} (Spitze-Spitze) aufweist. Die Amplitudenregelung ermöglicht am Anfang des Startvorgangs wie gewünscht einen höheren Gleichstrom in den Inverterverstärker des Pierce-Oszillators. Dies wird auch durch eine Betrachtung des von der Quelle gelieferten Stromes ersichtlich. Den reinen Gleichstrom mit welchem die beiden verstärkenden Transistoren im Oszillatorkern betrieben werden, erhält man auch aus der DC-Analyse und er beträgt $\sim 523\mu\text{A}$. Nach dem erfolgten Startvorgang ist zur reinen Schwingungserhaltung lediglich ein gemittelter Gesamtstrom von $\sim 10\mu\text{A}$ erforderlich. Der im eingeschwungenen Zustand benötigte Strom ist von der Lastkapazität abhängig, wobei sich bei höheren Kondensatorwerten der Stromverbrauch vergrößert.

Nun gilt es zu untersuchen ob mit dem eingestellten Startstrom ein Wert nahe der optimalen Transkonduktanz und somit (beinahe) der größtmögliche negative Widerstand für diese Topologie erreicht wird.

3.1.3 Simulation des negativen Widerstandes

Der negative Widerstand ist, wie in *Kapitel 2.5* gezeigt, eine wesentliche Einflussgröße auf die Zeitkonstante mit welcher die Schwingung anklingt. Je größer sein Wert vom Betrag her gemacht werden kann, desto kürzer ist die Startzeitkonstante. Für einen ausgewählten Quarz bietet die aktive Schaltung die einzige Anpassungsmöglichkeit dieser Zeitkonstante, indem der negative Widerstand verändert wird. Dabei sind jedoch Einschränkungen für eine einstufige Pierce-Topologie, welche den Oszillatorkern des zu untersuchenden Systems bildet, vorhanden. Ein wichtiger Faktor ist es, dass zu Beginn der Oszillation der optimale Startpunkt, sprich die ideale Steilheit für die beiden verstärkenden Transistoren des CMOS-Pierce-Oszillators, bestmöglich eingestellt wird. Dies erfolgt bei unveränderten Längen- zu Weitenverhältnissen der Transistoren des Inverters anhand des eingepprägten Startstromes, welchen im gegebenen System die Amplitudenregelung zur Verfügung stellt.

Die Simulation soll zeigen, wie nahe am Optimum bezüglich des negativen Widerstandes sich diese Schaltungskonfiguration bereits befindet. Da die funktionalen Kapazitäten den bestmöglichen Startpunkt beeinflussen, werden Simulationen für unterschiedliche Werte der Lastkapazitäten C_x durchgeführt. Dadurch erhält man zum einen Informationen darüber wie sich zusätzliche, nicht erfasste Kapazitäten auf den erzielbaren negativen Widerstand auswirken beziehungsweise wie sich das Verhalten für die zulässigen externen Kapazitäten verändert. Man kann eine Aussage darüber treffen, welcher Kapazitätswert für einen definierten Startstrom am besten geeignet ist oder umgekehrt

welcher Strom erforderlich ist, um für eine gegebene Kapazität die beste Performance bezüglich der Startzeitkonstante zu erzielen.

Die *Abbildung 3.4* zeigt den Aufbau für die Simulation des negativen Widerstandes. In der Simulation wurde zudem der Einfluss der ESD-Pads (engl. ESD...Electro Static Discharge) und der dritten Oberwelle des Quarzes untersucht, indem diese entweder vorhanden oder unwirksam waren.

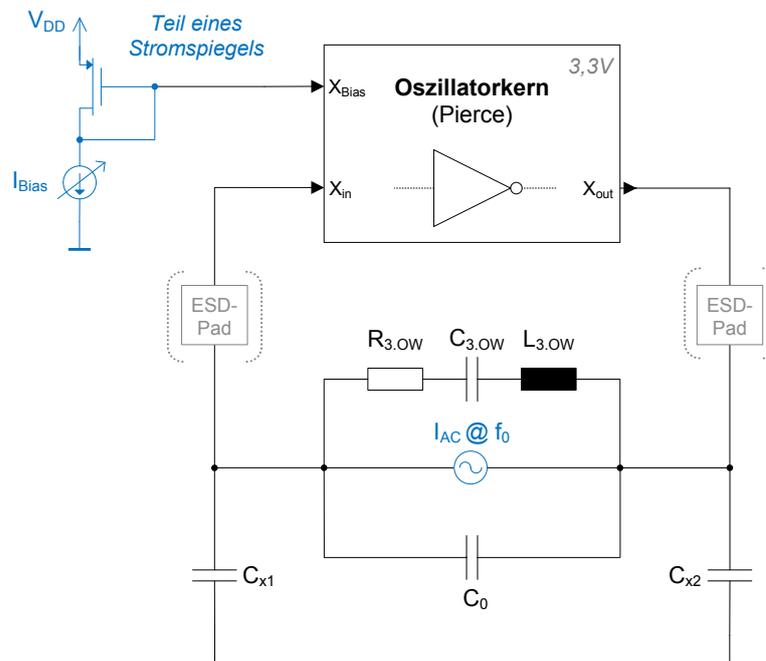


Abbildung 3.4: Simulation des negativen Widerstandes
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=3,3V$, $T=27^{\circ}C$, Nominalwerte der Bauteile; $C_{x1} = C_{x2} = C_x$)

Bevor die Simulationsergebnisse betrachtet werden, sollen zunächst die Vorgehensweise und die getroffenen Annahmen kurz erläutert werden.

Zur Simulation des negativen Widerstandes der Pierce-Schaltung wird der für die Schwingfrequenz verantwortliche dynamische Zweig durch eine AC-Stromquelle ersetzt. Es wird nun aber nicht der Frequenzgang des negativen Widerstandes aufgenommen, sondern das Ziel liegt darin die gezeigten Widerstandsorkurven (siehe *Abbildung 2.31*) darzustellen. Dabei wird die Schaltungsimpedanz Z_{aktiv} in Abhängigkeit von der Steilheit bei der Schwingfrequenz dargestellt. Die Steilheit wird in der Simulation über den Strom beeinflusst. Dazu wird der Eins-zu-Eins-Stromspiegel benötigt, welcher den Gleichstrom I_{Bias} zur Arbeitspunkteinstellung in den Oszillatorkern liefert.

Die Betrachtung der Schaltungsimpedanz erfolgt bei der jeweiligen Schwingfrequenz. Hierzu wurde die Annahme getroffen, dass diese ungefähr der Schwingfrequenz im stabilen Schwingungszustand entspricht und durch eine Veränderung des Stromes und in weiterer Folge des negativen Widerstandes nicht beeinflusst wird. Lediglich bei einer Veränderung der externen Kapazitäten C_{x1} oder C_{x2} wird die Schwingfrequenz neu ermittelt, was üblicherweise auch der dominante Effekt ist. Die benötigte Frequenz kann besonders komfortabel mittels einer PSS-Analyse (engl. PSS...Periodic Steady State) bestimmt werden. Der Vorteil

gegenüber einer rein rechnerischen Abschätzung liegt darin, dass der Einfluss der ESD-Pads oder der Ein- und Ausgangskapazität des Oszillatorkerns einfacher erfasst werden kann. Als Simulationsschaltung zur Ermittlung der Schwingfrequenz dient jene aus *Abbildung 3.2* (dyn. Zweig vorhanden), welche gegebenenfalls um die ESD-Schutzstruktur ergänzt wird.

Zur Bestimmung des negativen Widerstands wird mittels einer parametrischen Analyse der Strom verändert und jeweils die Spannung an den Quarzanschlüssen beziehungsweise an den Anschlüssen der Stromquelle aufgenommen. Aus der Spannungsdifferenz kann über das ohmsche Gesetz der für die Quelle sichtbare Widerstand, welcher gleichbedeutend mit Z_{aktiv} ist, berechnet werden. Typischerweise nimmt man für die AC-Quelle eine Amplitude von 1A an, um die Auswertung zu vereinfachen. Das Ergebnis ist komplex und zur Darstellung des Widerstandsverlaufes erfolgt eine Aufspaltung in den Real- und Imaginärteil. Damit ein Vergleich mit der in der Arbeit kennengelernten Theorie möglich ist und die Ergebnisse aussagekräftig sind, darf die statische Kapazität des Quarzes nicht weggelassen werden.

Die vorgestellte Methode ist eine besonders attraktive, um den negativen Widerstand beim Startvorgang, also die kleinsignalmäßig wirksame Impedanz, zu simulieren, da die Schleife nicht aufgetrennt werden muss [B13].

Simuliert wurde das System für unterschiedliche Lastkapazitäten im Bereich von $C_x=3\text{pF}$ bis 24pF . Als spezielle Punkte wurden dabei der Widerstandswert für die aktuelle Amplitudenregelung ($I_{\text{Bias,AR1}} \approx 520\mu\text{A}$) sowie für eine weitere angedachte Regelung, die in etwa einen doppelt so großen Startstrom liefert ($I_{\text{Bias,AR2}} \approx 1\text{mA}$), betrachtet.

Beispielhaft wurden zwei charakteristische Kurvenverläufe ausgewählt und in *Abbildung 3.5* für einen Vergleich mit der Theorie aufbereitet. Ansonsten werden in dieser Arbeit lediglich die eventuell vorhandenen Veränderungen beziehungsweise eine Tendenz angemerkt.

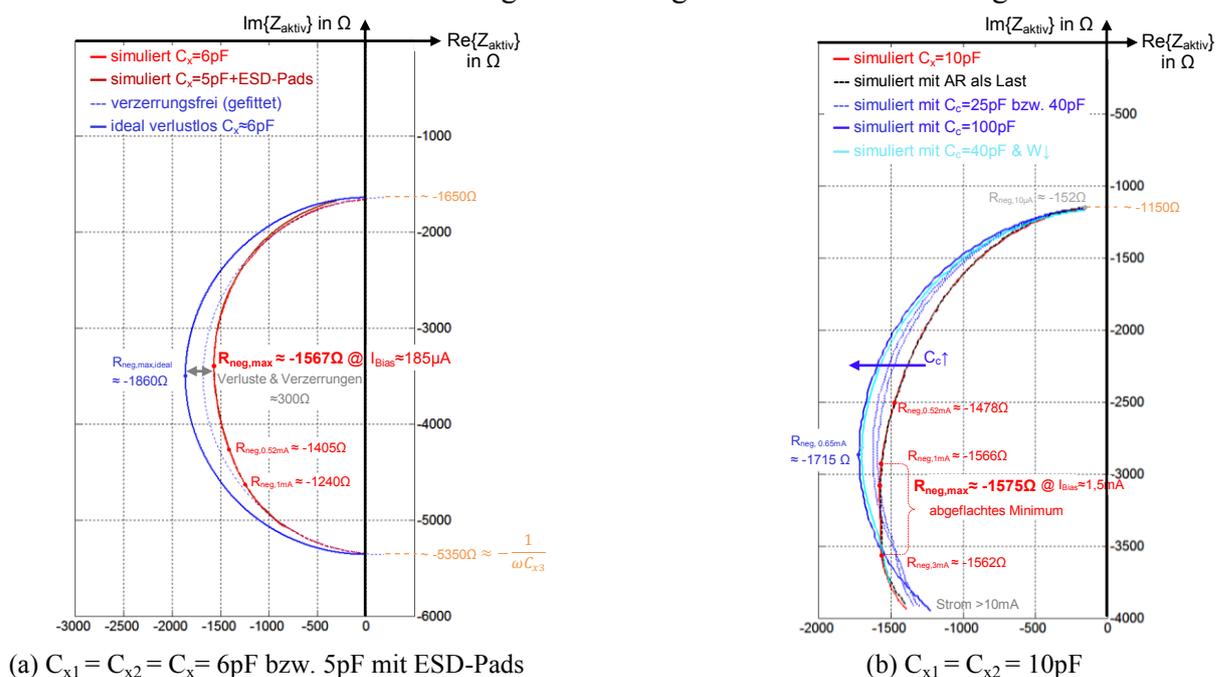


Abbildung 3.5: Simulationsergebnisse für den negativen Widerstand

Der kreisförmige Kurvenverlauf für die Widerstandsorkurve entspricht vor allem bei kleinen Lastkapazitäten C_x relativ gut der gezeigten Theorie. Mit größer werdender externer Kapazität treten jedoch Verzerrungen auf. Dies kann zum Teil daher kommen, dass der Kondensator C_C (siehe *Abbildung 2.26*), welcher den Source-Anschluss des PMOS-Transistors P_1 vom Inverterverstärker wechsignalmäßig auf Masse legt, nicht ausgeführt ist [B1]. Als Folge fällt der erzielbare negative Widerstand betragsmäßig etwas geringer aus und der Kreis verflacht. Um eine Verbesserung zu erreichen, kann der Oszillatorkern um diesen Kondensator ergänzt werden. Allerdings muss diese zusätzliche Kapazität relativ groß sein, um einen merkbaren Nutzen zu erlangen. Der erforderliche Wert kann anhand des Zusammenhangs $\omega_0 \cdot C_C \gg g_{mP1}$ abgeschätzt werden [B11]. Je nachdem wie viel zusätzliche Chipfläche man spendieren will, desto besser kann diese Forderung eingehalten werden. Dass diese Maßnahme eine leichte Verbesserung bringt, ist aus der *Abbildung 3.5b* ersichtlich. Für eine Kapazität $C_C=100\text{pF}$ wird der negative Widerstand um circa 140Ω gesteigert.

Mittels Interpolation kann der Verlauf der Widerstandsorkurve, wie in *Abbildung 3.5a* durchgeführt, vervollständigt werden. Durch den Vergleich mit einem angepassten idealisierten Verlauf (mit demselben Kreisradius) können die Verluste beziehungsweise Verzerrungen ausfindig gemacht werden. Diese verringern den negativen Widerstand betragsmäßig um ungefähr 300Ω . Ebenso kann auf die tatsächlich wirksame Kapazität C_{x3} geschlossen werden, welche den Kreisradius begrenzt. Die statische Kapazität vom Quarz C_0 wird um etwas mehr als 330fF erhöht. Die relativ großen Weiten der beiden Transistoren im Inverterverstärker und die daraus resultierenden Drain-Gate-Kapazitäten bedingen im Wesentlichen diese Zunahme. Dies wird auch durch eine rechnerische Abschätzung dieser Kapazität über die Transistorabmessungen bestätigt, welche beim vorhandenen System um die 290fF als Ergebnis liefert. Eine durchgeführte Weitenreduktion um 30% in Kombination mit einem $C_C=40\text{pF}$ verbessert den Wert für den negativen Widerstand laut *Abbildung 3.5b* um 125Ω auf -1700Ω .

Die ESD-Schutzstrukturen führen zwar zu keinen weiteren Verzerrungen, jedoch wirken sie wie eine zusätzliche Kapazität in der Größenordnung von 1pF bis $1,5\text{pF}$. Eine Berücksichtigung der dritten Oberwelle bei der Simulation hat keine merkbare Auswirkung auf den Kurvenverlauf, weder auf den Real- noch auf den Imaginärteil.

Vergleicht man die beiden Darstellungen fällt auf, dass der benötigte Strom zur Erzielung des optimalen Startpunktes stark mit der Lastkapazität variiert. Werden bei $C_x=6\text{pF}$ um die $185\mu\text{A}$ als Biasstrom für den CMOS-Verstärker benötigt, muss man bei einer Kapazität von $C_x=10\text{pF}$ bereits $1,5\text{mA}$ zur Verfügung stellen. Wird die Schaltung um C_C ergänzt, sinkt der erforderliche Strom aber wieder ab. Weiters ist ersichtlich, dass der Startstrom der verwendeten Amplitudenregelung für eine Kapazität von $C_x=6\text{pF}$ einen Startpunkt oberhalb des idealen Wertes bedingt. Für eine größere Kapazität wie $C_x=10\text{pF}$ ist für den gleichen Strom das Optimum hingegen noch nicht erreicht. Rein anhand des negativen

Widerstandes kann für die verwendete Amplitudenregelung mit einer Kapazität C_x von etwas mehr als 8pF die beste Performance erzielt werden.

Generell wurde bei den Simulationen festgestellt, dass sich der negative Widerstand ohne durchgeführte Verbesserungen in dem Bereich von -1550Ω bis -1580Ω bewegt, wenn das jeweilige Optimum erreicht werden kann. Bei größeren Kapazitätswerten wie beispielsweise $C_x=16\text{pF}$ ist das Betragsmaximum bei einem Biasstrom von 10mA noch nicht erreicht. Die vorhandene Amplitudenregelung würde lediglich einen negativen Widerstand von -1040Ω erzeugen. Um einen Anhaltspunkt zu erhalten, wurde der theoretisch erzielbare Widerstandswert für $C_x=10\text{pF}$ berechnet, wobei die in der Schaltung gegebene Vergrößerung der statischen Kapazität berücksichtigt wurde. Im verlustlosen Fall sollten -2100Ω erreichbar sein. Etwas realitätsnäher ist es ohmsche Verluste (\neq Verzerrungen) zu berücksichtigen. Für Verluste in der Größe von 200Ω beträgt der Widerstand noch -1900Ω .

Wie erwartet, verändert sich die Schwingfrequenz bei unterschiedlichen Lastkapazitäten geringfügig, wobei mit größer werdenden Kapazitätswerten die Frequenz abnimmt und sich der quarzinternen Serienresonanzfrequenz annähert. Dabei steigt jedoch auch der Stromverbrauch an.

Anhand der Simulationsergebnisse für den negativen Widerstand wurde das Stromspiegelverhältnis im Oszillatorkern entsprechend angepasst, um den als optimal befundenen Startstrom von 1,5mA für $C_x=10\text{pF}$ einzuprägen. Dadurch konnte die Startzeit auf $t_{90\%,\text{idyn}} \approx 285\mu\text{s}$ verkürzt werden. Laut Rauschsimulation wird jedoch eine bessere Performance für einen Strom von 3mA in den CMOS-Verstärker erzielt, wobei sich die Startzeit auf $t_{90\%,\text{idyn}} \approx 250\mu\text{s}$ reduziert. Dass sich dieser Strom als besser erweist, kann auch durch eine reine Transientenanalyse mit dem Startpuls zur Anregung überprüft werden. Durch eine Simulation des negativen Widerstandes mit der Amplitudenregelung als zusätzliche Last kann man dieses Verhalten aber nicht erkennen. Wie in *Abbildung 3.5b* ersichtlich, ist die Kreisform rund um das Optimum verflacht. Bei der Reduzierung des Stromes, wie von der Amplitudenregelung durchgeführt, kann demnach bei einem größeren Stromwert über eine längere Zeit ein betragsmäßig größerer Widerstand erzielt werden. Dies gilt solange keine Selbstbegrenzungseffekte auftreten. Da das beschriebene Verhalten aber lediglich gegen Ende des Startvorgangs zutrifft, ist es wahrscheinlicher, dass die aktive Amplitudenregelung die Ursache ist, zumal sich durch eine Veränderung des Stromspiegelverhältnisses auch die geregelte Amplitude verändert.

Dennoch gilt, dass eine weitere Erhöhung des Startstromes wieder zu einer Verschlechterung der Startzeit führt. Weiterführende Überlegungen zu diesem Verhalten sind in dieser Arbeit nicht mehr weiter dokumentiert, da sie nicht für eine erhebliche Reduzierung der Startzeit ausgenützt werden können.

Wendet man die zusätzlich gezeigten Optimierungen also die Weitenreduzierung und die Verwendung der zusätzlichen Kapazität $C_C=40\text{pF}$ an und stellt wiederum den mittels

Simulation im Zeitbereich gefundenen optimalen Strom ein, ergibt sich eine Startzeit von $230\mu\text{s}$, was keine erhebliche Verbesserung bedeutet.

Abschließend sei angemerkt, dass auch der zur Simulation verwendete Rechner einen Einfluss auf die Startzeit besitzt. Alle angegebenen Ergebnisse wurden jedoch mit denselben Simulationseinstellungen auf der gleichen Maschine nacheinander ausgeführt. Nur als Information wurden auf anderen Simulationsmaschinen um bis zu 15% schlechtere Ergebnisse erzielt.

Zusammengefasst erweist es sich besonders bei Spezifikationen, welche Lastkapazitäten über einen größeren Wertebereich erlauben, als schwierig den optimalen Startstrom bezüglich der Startzeit aufzufinden. Von diesem Aspekt gesehen, ist es durchaus sinnvoll die Schaltung auf eine bestimmte Lastkapazität zu dimensionieren und diese während des Startvorgangs bestmöglich beizubehalten. Dabei sollte eine Kapazität gewählt werden für welche der zur Verfügung gestellte Strom ausreicht, um das zugehörige betragsmäßige Maximum des negativen Widerstandes einstellen zu können. Nach erfolgtem Startvorgang oder beim Erreichen eines geeigneten Schwellwertes kann auf die gewünschte Kapazität umgeschaltet werden. Somit können die gestellten Anforderungen an die Frequenzgenauigkeit und den Stromverbrauch im regulären Betrieb eingehalten werden.

Unterschiedliche Betriebsbedingungen und Prozessvariationen beziehungsweise Bauteiltoleranzen führen zu einer Veränderung des negativen Widerstandes. Besonders aufpassen sollte man beim Austausch von Systemkomponenten oder bei Veränderungen der Schaltung, falls dadurch die Kapazität C_x beeinflusst wird. Ebenso spielt die statische Kapazität des Quarzes eine wesentliche Rolle. Zusätzliche parallelgeschaltete Kapazitäten oder die Verwendung eines schlechteren Quarzes mit einer größeren Elektrodenkapazität verkleinern den Kreisradius und führen somit zu einer Verschlechterung. Ergänzend sei darauf hingewiesen, dass der gewählte und in der Simulation verwendete Quarz einen besonders guten Wert für die statische Kapazität besitzt.

Obwohl es für die Startzeit sinnvoll ist den bestmöglichen Startstrom einzustellen, muss man abschätzen inwieweit sich diese Maßnahme auf das Strombudget auswirkt. Berücksichtigt man die Tatsache, dass trotz der zusätzlichen Optimierungen in der Simulation lediglich eine Verbesserung um 30% (Beschleunigungsfaktor 1,3) erzielt wurde, müssen andere Überlegungen getroffen werden, um die Startzeit beispielsweise zu halbieren (Faktor 2) oder sogar noch weiter zu reduzieren. Eine sinnvolle Durchführbarkeit von weiteren Schaltungsanpassungen ohne die Oszillatorstruktur abzuändern ist nur mehr beschränkt möglich und nicht mehr zielführend, da das System mit den gefundenen Einstellungen bereits nahe an seinem Optimum arbeitet.

3.2 Grundkonzept für die Startbeschleunigung

Da eine Optimierung der Schaltungsparameter und die Einstellung des bestmöglichen Startstromes nicht ausreicht um die Startzeit deutlich zu verringern, muss für den Startvorgang die Oszillatorstruktur zusätzlich modifiziert werden. Für eine wesentliche Verbesserung bietet es sich entweder an den Oszillator für den Startvorgang auf eine mehrstufige Struktur zu erweitern und somit den negativen Widerstand betragsmäßig zu erhöhen oder den Quarz gezielt mit Energie zu stimulieren.

Beide Methoden haben ihre Berechtigung, wobei eine Anregung des Quarzes bei seiner Resonanzfrequenz insgesamt gesehen als vorteilhafter befunden wurde. Es besteht lediglich ein geringes Risiko, dass eine parasitäre Schwingung angeregt wird. Das Anschwingproblem bei schlafenden Quarzen kann durch die Anregungsenergie vermindert werden. Interessant ist zudem, dass die Einspeisung von Energie in den Quarz prinzipiell auf jeden bestehenden Quarzoszillatortyp anwendbar ist und damit auch dazu beitragen kann eine mehrstufige Struktur zusätzlich zu beschleunigen.

Idealerweise kann während des Startvorgangs so viel Strom in den dynamischen Zweig des Quarzes gepumpt werden, dass die bestehende Zeitkonstante, mit welcher die Schwingung anklingt, eine untergeordnete Rolle spielt. Dazu muss die Resonanzfrequenz des Schwingquarzes über einen gewissen Zeitraum getroffen werden.

Zur Erzeugung der Schwingung, mit welcher der Quarz stimuliert werden soll, ist ein eigener spannungs- beziehungsweise stromgesteuerter Oszillator vorgesehen. Um eine bessere Robustheit zu erzielen, wird bei jedem Startvorgang ein definierter Tuningbereich des gesteuerten Oszillators durchlaufen. Der Frequenzbereich wird dabei so gewählt, dass die Schwingfrequenz in allen Betriebsbedingungen enthalten ist. In *Abbildung 3.6* ist das grundlegende Konzept zur Startbeschleunigung dargestellt.

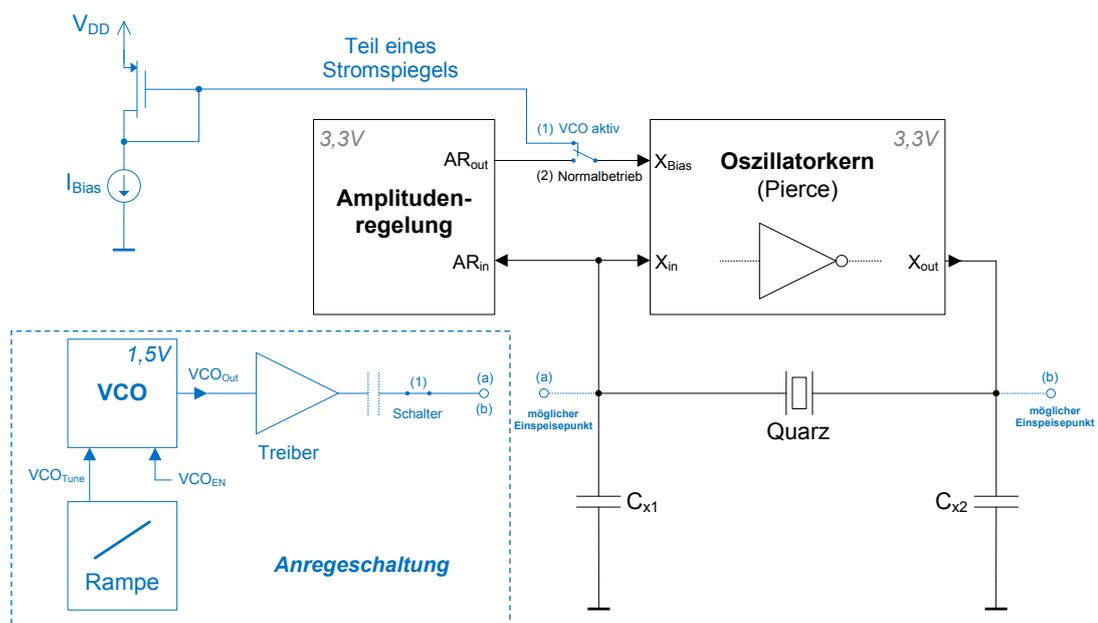


Abbildung 3.6: Konzept zur Startbeschleunigung

Das bestehende Oszillatorsystem wird um die beschriebene Anregeschaltung erweitert. Um den VCO nicht zu belasten und mehr Strom liefern zu können, wird zusätzlich ein Pufferverstärker benötigt. Dabei gilt es zu untersuchen ob eine Einspeisung am Eingang (a) des Oszillatorkerns, am Ausgang (b) oder eine differentielle Stimulation des Quarzes am besten geeignet ist. Bei einer eingangsseitigen Anregung wirkt der invertierende Verstärker im Oszillatorkern unterstützend für den Treiber in der Anregeschaltung und man erhält zudem im Prinzip bereits eine differentielle Aussteuerung an den Quarzanschlüssen. Bei einer Signaleinspeisung am Ausgang könnte man erwarten, dass der Quarz eine filternde Wirkung besitzt und tatsächlich nur jene Komponenten vom Oszillatorkern weiterverstärkt werden, welche sich innerhalb der Quarzbandbreite befinden. Somit würden weniger Verzerrungen und unerwünschte Signalanteile im Oszillatorsystem verbleiben. Nachteilig ist auf jeden Fall, dass gegen einen Verstärkerausgang gearbeitet werden muss. Mehr Aufschluss über den besten Einspeisepunkt soll eine Simulation liefern.

Weiters gilt es zu beachten, dass die Amplitudenregelung solange der VCO aktiv ist, unter Umständen nicht zur Versorgung des Oszillatorkerns mit seinem Biasstrom geeignet ist. Auf Grund der hohen Signalpegel wird lediglich ein geringer Strom eingepreßt, weshalb eine eigene Stromversorgung vorgesehen ist.

Nach der erfolgten Stimulation muss die gesamte Anregeschaltung wieder ausgeschaltet werden. Einfacherweise kann dies nach einem eingestellten Zeitintervall erfolgen, wobei es natürlich besser wäre die Startschaltung gleich nach dem Verlassen der Quarzbandbreite abzuschalten.

Um rasch erste Anhaltspunkte über das Verhalten und die Leistungsfähigkeit der Anregeschaltung zu erhalten, wird für die Simulation ein idealer spannungsgesteuerter Oszillator eingesetzt. Der VCO wird mittels der Hardwarebeschreibungssprache Verilog-A modelliert und als Block in die Simulation eingebunden. Dabei können alle wesentlichen Größen wie die Startfrequenz ω_{0V} bei der Steuerspannung $V_{Tune}=0V$, die Steuerempfindlichkeit K_{VCO} (engl. VCO-Gain) als auch die Ausgangsamplitude mittels Parametern eingestellt werden. Beim idealen VCO hängt die erzeugte Frequenz ω_{Out} linear von der Steuerspannung ab. Dies kann gemäß dem folgenden Zusammenhang beschrieben werden [A8]:

$$\omega_{Out} = \omega_{0V} + K_{VCO} \cdot V_{Tune} \quad (3.1)$$

Im Idealfall liefert der VCO während seiner Einschaltzeit genügend Strom in den dynamischen Zweig, dass die Startphase bereits abgeschlossen ist, sobald der VCO abgeschaltet wird. Somit konnten in Simulationen Startzeiten unter $t_{90\%,idyn} \approx 25\mu s \approx t_{VCO,EN}$ erreicht werden, was einer Beschleunigung um mehr als den Faktor 10 entspricht. Zur Erzielung solcher Ergebnisse ist es notwendig, dass sich der vom VCO durchlaufene Frequenzbereich hauptsächlich innerhalb der Quarzbandbreite befindet. Dazu sind VCO-

Bandbreiten von unter 2MHz erforderlich. Zudem spielt es eine nicht unwesentliche Rolle zu welchem Zeitpunkt und nach welcher Dauer der VCO ausgeschaltet wird.

In *Abbildung 3.7* ist ein etwas realistischerer Fall dargestellt, welcher es erlaubt für die Realisierung erforderliche Kompromisse besser abzuschätzen.

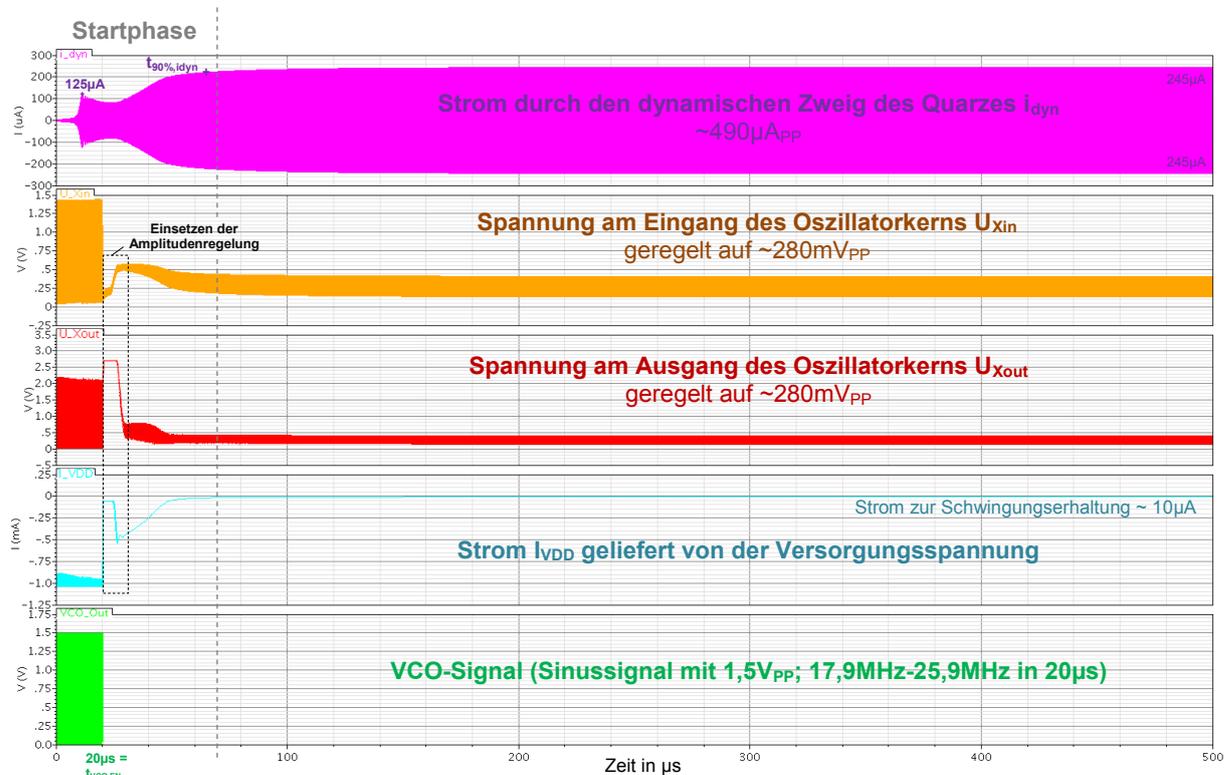


Abbildung 3.7: Simulation mit idealem VCO zur Anregung
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=3,3V$, $T=27^{\circ}C$, Nominalwerte der Bauteile; $C_{x1} = C_{x2} = 10pF$)

Die Simulation wurde mit einem VCO-Frequenzbereich von insgesamt 8MHz durchgeführt, welcher symmetrisch um die Schwingfrequenz von $\sim 21,9MHz$ gewählt wurde. Im spezifizierten Frequenzbereich und auf Grund von Prozessvariationen kann man davon ausgehen, dass ohne eine Trimmung (engl. Trimming) oder spezielle Kalibrierungsmaßnahmen keine erheblich besseren Ergebnisse erreichbar sind, wenn gleichzeitig gewährleistet sein soll, dass die Serienresonanz des Quarzes immer enthalten ist. Somit ist für eine $20\mu s$ lange Anregung ohne spezielle Maßnahmen immerhin eine Startzeit von $t_{90\%,idyn} \approx 65\mu s$ erzielbar (Beschleunigungsfaktor $\sim 4,5$).

Bei der Simulation wurden die ursprünglichen nicht modifizierten Oszillatorblöcke eingesetzt. Ein höherer Strom in den Oszillatorkern während der Anregung mittels des VCOs wird über den separaten Stromspiegel ermöglicht, wobei als Strom 1mA eingestellt wurde. Beachten sollte man auf jeden Fall, dass der ideale VCO keinerlei Rückwirkung besitzt und somit die Ausgangsamplitude konstant halten kann beziehungsweise keinen Treiber benötigt, um ausreichend Strom in den dynamischen Zweig zu liefern. Für die Simulation ist es nun nicht mehr notwendig eine transiente Rauschanalyse durchzuführen, da ein geeigneter

Startstimulus vorhanden ist und da keine merkbaren Unterschiede zur reinen Transientenanalyse feststellbar sind.

Begutachtet man den Strom im dynamischen Zweig, welcher in *Abbildung 3.8* nochmals separat gezeigt wird, fällt auf, dass nach dem Erreichen der Resonanzfrequenz die Stromaufnahme vom dynamischen Zweig wie erwartet erheblich zunimmt. Der ideale Zeitpunkt zum Ausschalten des VCOs ist beim eingezeichneten Maximalwert der Anregung. Nachher gelangt kein zusätzlicher Strom in den Quarz. Die Stimulation erfolgt nicht mehr innerhalb der Quarzbandbreite und es tritt verstärkt ein Verhalten vergleichbar mit einer Schwebung auf. Der Strom im dynamischen Zweig nimmt wieder ab und erst nach dem Abschalten des VCOs wird der Startvorgang fortgesetzt. Bei einer festen Dauer der Anregung muss ein geeigneter Kompromiss für die Ein-Zeit des VCOs gefunden werden. Diese Zeit ist abhängig vom durchlaufenen Frequenzbereich (VCO-Bandbreite) während des Starts. Eine kürzere Anregungszeit bedingt, dass normalerweise weniger Energie in den Quarz gelangt. Andererseits bedeutet das frühere Ausschalten, dass der Strom im Quarz weniger stark abnimmt bevor der Startvorgang wieder fortgesetzt wird. Laut Simulation erweist sich abhängig von der VCO-Bandbreite ein Wert zwischen $10\mu\text{s}$ bis $25\mu\text{s}$ als am besten geeignet.

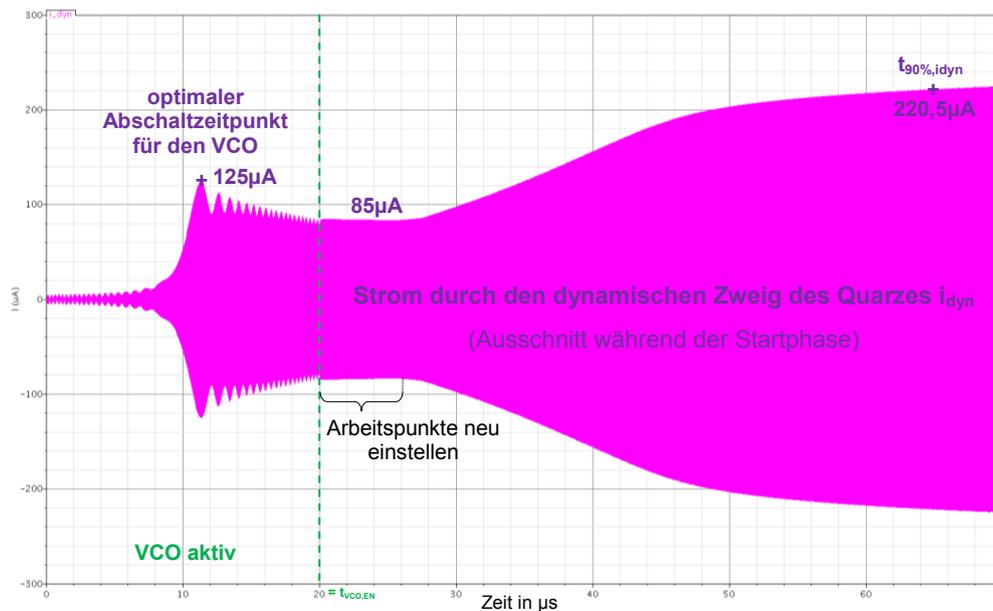


Abbildung 3.8: Strom durch den dynamischen Zweig bei Anregung mittels eines idealen VCOs

Bei der tatsächlichen Implementierung ist auf jeden Fall das Zuschalten der Amplitudenregelung und die damit verbundene Veränderung der Arbeitspunkte zu betrachten. Laut idealisierter Simulation hat eine Einspeisung am Oszillatoreingang die schnellste Startzeit zur Folge. Dieses Verhalten sollte aber nochmals mit dem realen VCO überprüft werden.

Nachdem die Leistungsfähigkeit dieser Variante gezeigt wurde, kann die Auswahl und Implementierung eines für die Anwendung geeigneten spannungsgesteuerten Oszillators vertieft werden.

3.3 VCO-Design

Je nach gewünschtem Frequenzbereich, dem Aufwand eine Frequenzänderung durchzuführen oder zusätzlichen Parametern wie beispielsweise der Frequenzstabilität und dem Stromverbrauch existieren unterschiedliche VCO-Typen, welche sich mehr oder weniger gut für den vorgesehenen Anwendungsfall eignen.

Dieser Abschnitt befasst sich damit eine geeignete Struktur für die Anregung des Quarzes aufzufinden und eine konkrete Implementierung durchzuführen. Die Simulationsergebnisse sollen Aufschluss geben in wie weit die gewünschten Ziele erreicht werden.

Prinzipielle Anforderungen an den benötigten VCO betreffen zunächst die Sicherstellung der Funktionalität für den Automobilbereich unter folgenden Betriebsbedingungen:

- Versorgungsspannung von $1,5V \pm 10\%$
- Temperaturbereich von -40° bis 125°C
- Funktion in allen Prozesscornern für die verwendete 130nm-CMOS Technologie

Als Versorgungsspannung sind 1,5V vorgesehen, um den VCO auch für ein Oszillatorsystem der nächsten Generation verwenden zu können, bei welchem die Betriebsspannung abgesenkt wird. Unter Berücksichtigung der Prozessvariation sollen zunächst ohne eine spezielle Trimmung oder eine Kalibrierung folgende Eigenschaften erfüllt werden:

- Quarzresonanzfrequenz von 21,9MHz im Frequenzbereich des VCOs enthalten
- VCO-Bandbreite $< 15\text{MHz}$ (\rightarrow Simulation mit idealem VCO liefert als Startzeit $\sim 75\mu\text{s}$)

Eine Kalibrierung soll auf Grund des zusätzlichen Aufwandes und der eigentlich nicht vorgesehenen Möglichkeit ein Trimm-Wort abzuspeichern, vermieden werden. Die Toleranzen bei der Erzeugung des Tuningstromes sind in der obigen Angabe nicht inkludiert. Das heißt es kann für die Dimensionierung des VCOs zunächst ein idealer Strom angenommen werden. Bei Verwendung einer realen, nicht getrimmten Tuningrampe darf der benötigte VCO-Frequenzbereich nicht größer als 20MHz sein. Unter diesen Bedingungen sollte als realistisches Ziel eine simulierte Startzeit des Quarzoszillatorsystems von $100\mu\text{s}$ (Beschleunigungsfaktor ~ 3) ermöglicht werden.

Als weitere Forderung ist ein Stromverbrauch für den reinen VCO, das heißt ohne den zusätzlichen Pufferverstärker, von im Mittel weniger als $200\mu\text{A}$ erwünscht. Ein deutlich geringerer Stromverbrauch ist dabei natürlich besser, wenn die Performance in etwa gleich bleibt.

3.3.1 Strukturauswahl und Schaltungsentwurf

Bei einem VCO handelt es sich um einen Oszillator dessen Frequenz über eine Spannung oder einen Strom (eigentlich engl. CCO...Current Controlled Oscillator) verändert werden kann. Idealerweise ist der Zusammenhang zwischen der erzeugten Frequenz und der Steuergröße linear und erfolgt wie in *Formel 3.1* angegeben. Zur Erläuterung der bisher bereits verwendeten Begriffe ist die *Abbildung 3.9* gedacht, die keiner weiteren Erklärung bedarf. Je nach Implementierung kann der VCO-Verlauf mehr oder weniger linear sein.

Üblicherweise werden entweder der Strom, die Versorgungsspannung oder eine Kapazität in Form eines Varaktors dazu verwendet, um die Frequenzänderung durchzuführen. Die VCO-Varianten leiten sich unmittelbar von den Oszillortypen ab und es kann im Wesentlichen zwischen frequenzveränderlichen Ring-, LC- und RC-Relaxationsoszillatoren unterschieden werden [C14]. All diese VCO-Arten können vollständig auf einem Chip integriert werden.

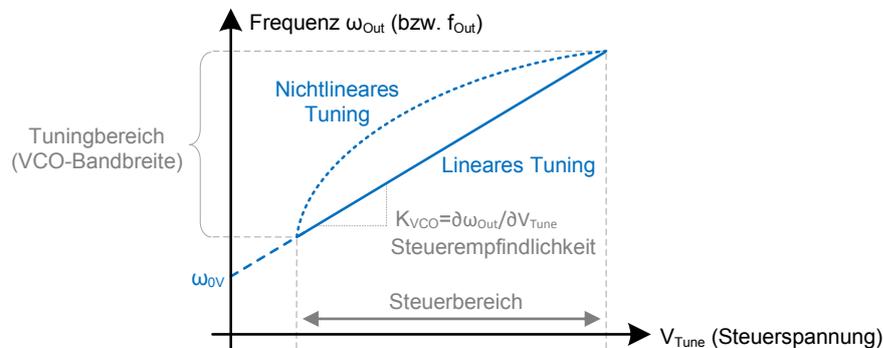


Abbildung 3.9: Begriffserklärung für einen VCO

Bei den LC-Oszillatoren wird, wie der Name bereits aussagt, die Frequenz idealerweise nur durch die Spule und die wirksame Kapazität bestimmt. Da es sich um einen harmonischen Oszillator handelt, sind sinusförmige Ausgangssignale erzielbar. Auf Grund des vorhandenen Resonators wird eine bessere Güte erreicht. Dadurch werden gute Eigenschaften bezüglich des Phasenrauschens ermöglicht, was aber für das gewünschte Einsatzgebiet nicht benötigt wird. Eine höhere Güte wirkt sich zwar auch positiv auf die verursachte Verlustleistung aus, aber gleichzeitig steigt die Startzeit des Oszillators an. Da aber On-Chip-Spulen typischerweise eine geringe Güte in der Größenordnung von 10 bis maximal 20 aufweisen [C15], sind die aufgezählten Effekte nicht besonders stark ausgeprägt. Das Tuning erfolgt über eine spannungsabhängige Kapazität. Hochwertige veränderliche Kapazitäten sind in integrierten Schaltungen schwierig zu realisieren, weshalb oftmals digital steuerbare Kapazitäten eingesetzt werden [C14]. Der wesentliche Nachteil dieser VCO-Struktur ist der große Chipflächenverbrauch und der zusätzliche Aufwand eine geeignete Spule für den vorgesehenen, relativ niedrigen Frequenzbereich zu dimensionieren und zu layouten. Deshalb wird diese Gruppe von VCOs nicht für die Anregung des Quarzes eingesetzt.

Eine flächengünstigere und im Normalfall auch simple Struktur sind die Ringoszillatoren. Die Frequenz ist indirekt proportional zu der Anzahl der Verzögerungsstufen, bei welchen es sich im einfachsten Fall jeweils um Inverter handelt. Es wird eine Inverterkette aufgebaut, deren letzter Inverterausgang auf den Eingang des ersten Inverters zurückgeführt wird. Die Anzahl der Inverter beziehungsweise deren Verschaltung wird dermaßen durchgeführt, dass sich kein stabiler Arbeitspunkt einstellen kann. Dafür ist üblicherweise eine ungerade Anzahl an Invertern notwendig. Diese Einschränkung entfällt bei einer volldifferentiellen Ausführung [A8]. Das Ausgangssignal ist im Normalfall rechteckförmig, wobei die Flanken verflacht sind. Zur Frequenzänderung wird typischerweise die Versorgungsspannung verwendet oder eine Begrenzung der maximalen Stromaufnahme des Inverters durchgeführt („Current Starved

Inverter“) [C14]. Es existieren auch Varianten in denen eine MOS-Kapazität an den Inverterausgängen zum Frequenz tuning verwendet wird [C16]. Nachteilig ist, dass die frequenzbestimmende Verzögerungszeit der Inverter neben der Betriebsspannung und dem Strom auch von weiteren Parametern wie der Temperatur und von Bauteilstreuungen, sprich vom Prozess, zum Teil sogar stark abhängig ist [A4]. Durch eine geschickte Veränderung der Versorgungsspannung kann die Temperaturabhängigkeit der Transistorschwellspannungen eventuell teilkompensiert werden. Gegebenenfalls muss aber zur Erreichung geeigneter Signalpegel ein Level-Shifter eingesetzt werden. Generell ist mit einem etwas höheren Stromverbrauch zu rechnen, welcher abhängig von der Anzahl der Stufen ist. Bei einem zu kleinen Strom wird der mögliche Aussteuerbereich nur langsam oder gar nicht erreicht [C17]. Es kann davon ausgegangen werden, dass auf Grund des für Ringoszillatoren typischen größeren Tuningbereichs weniger Energie für die Stimulation des Quarzes zur Verfügung gestellt wird. Bedenkt man zusätzlich, dass einfache Strukturen nicht ausreichen, um die gewünschte Performance zu erzielen und somit unter Umständen aufwendige Kompensationen oder eine Kalibrierung zur Ausgleichung der großen Frequenzvariationen notwendig sind [B19], ist es besser auf RC-Relaxationsoszillatoren zurückzugreifen.

Diese RC-Oszillatoren können ebenfalls flächensparend und im vorgesehenen Frequenzbereich um die 22MHz auch mit einem verhältnismäßig geringen Stromverbrauch implementiert werden. Die Frequenz wird durch RC-Zeitkonstanten in der Oszillatorschaltung bestimmt. Besonders beliebt ist die Frequenzänderung mittels des Stromes. Typischerweise können kleinere Tuningbereiche als beim Ringoszillator erzielt werden und es sind äußerst robuste aber dennoch nicht zu aufwendige Schaltungskonzepte bekannt. Deshalb ist diese Gruppe von Oszillatoren besonders geeignet für die vorgesehene Anwendung und es werden zwei ausgewählte Ansätze näher betrachtet.

Zunächst wird ein source-gekoppelter astabiler Multivibrator untersucht, welcher in der bipolaren Technologie äußerst bekannt [C18], aber mittlerweile auch als CMOS-Variante zum Beispiel in PLL-Schaltungen durchaus gebräuchlich ist. Die Prinzipschaltung ist in *Abbildung 3.10* dargestellt.

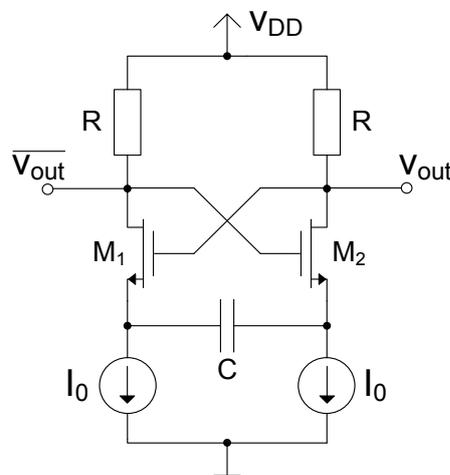


Abbildung 3.10: Grundvariante für den source-gekoppelten Multivibrator

Im Wesentlichen wird ein floatender Timing-Kondensator C umgeladen und dadurch das Umschalten der MOSFETs bewirkt. Durch das Auskreuzen wird erreicht, dass nur jeweils einer der beiden Transistoren, also M_1 oder M_2 , eingeschaltet ist. Zum einfachen Verständnis der Schaltungsfunktion kann man zunächst die Transistoreigenschaften vernachlässigen und die MOSFETs jeweils als ideale Schalter betrachten [B21]. Somit stellt sich für den Fall dass M_1 ein- und M_2 ausgeschaltet ist, am Ausgang eine Spannung von $v_{out}=V_{DD}$ ein. Der Summenstrom beider Stromquellen fließt durch M_1 und den am Drain angeschlossenen Widerstand R. Dadurch ergibt sich in diesem Zweig die Spannung $\overline{v_{out}} = V_{DD}-2 \cdot I_0 \cdot R$. Die Spannung am Source des Transistors M_1 kann als konstant betrachtet werden und laut Knotenregel fließt durch den Kondensator C der Gleichstrom I_0 . Durch den Ladestrom im Kondensator sinkt das Potential am Source von M_2 mit der Steigung I_0/C so lange ab (Maschenregel), bis der Transistor M_2 eingeschaltet wird. M_1 wird ausgeschaltet und die Ausgangsspannung wird zu $v_{out}=V_{DD}-2 \cdot I_0 \cdot R$. Der Stromfluss durch den Timing-Kondensator erfolgt in die andere Richtung und es läuft derselbe Zyklus wie vorhin beschrieben nur mit vertauschtem Verhalten von M_1 und M_2 ab.

Die Oszillationsfrequenz wird also im Idealfall durch die Dauer des Entlade- beziehungsweise Ladevorgangs des Kondensators C (oder genauer gesagt vom effektiv resultierenden Kondensator C_{eff}) bestimmt. Für die in *Abbildung 3.10* angegebene symmetrische Schaltungsanordnung sind diese beiden Zeiten gleich lang. Dadurch kann eine Halbperiode über die Ladung Q des Kondensators ausgedrückt werden.

$$\frac{T}{2} \approx \frac{Q}{I_0} = \frac{C \cdot \Delta V_C}{I_0} = \frac{C \cdot 2 \cdot V_C}{I_0} \quad (3.2)$$

Die Schwingfrequenz des Relaxationsoszillators kann folgendermaßen abgeschätzt werden [C19]:

$$f_{out} = \frac{1}{T} \approx \frac{I_0}{4 \cdot C \cdot V_C} \quad (3.3)$$

Bei V_C handelt es sich dabei um die Spannungsamplitude des Dreiecksignals am frequenzbestimmenden Kondensator C. Zur Veränderung der Frequenz wird zumeist der Ladestrom I_0 beeinflusst. Genauere Dimensionierungshinweise mit einer Berücksichtigung der Transistorparameter und eine Abschätzung der Steuercharakteristik bei einem variablen Strom können aus [C19] entnommen werden. Im Allgemeinen gilt, dass die Steuerkennlinie beim source-gekoppelten Multivibrator eine nichtlineare Funktion des Stromes ist.

In *Abbildung 3.11* ist eine praktisch realisierbare Schaltungsausführung mit zusätzlichen Erweiterungen gezeigt. Bei den durchgeführten Simulationen wurde festgestellt, dass für die Variante mit dem ausgekreuzten PMOS-Transistorpärchen ein besseres Verhalten bei Betriebsspannungsschwankungen rund um den Nominalwert von 1,5V erreicht wird. Dadurch konnte beim Tuning der Frequenz eine etwas geringere Abweichung für die Worst-Case-Betriebsbedingung erzielt werden. Zudem kann bei einem n-Wannen-Prozess das

Drain des gegenüberliegenden Transistors angeschlossen ist. Im Endeffekt fließt also der Widerstand in die Berechnung der Schwingfrequenz ein. Eine präzise Ableitung kann aus [C19] und [C20] entnommen werden, wobei auch der Einfluss der Steilheit des sourcegekoppelten PMOS-Pärchens gezeigt wird.

In *Abbildung 3.12* sind die für diesen Oszillator typischen Signalverläufe für eine Frequenz von ungefähr 21,9MHz dargestellt. Zum Start der Oszillation muss in der Simulation eine Anfangsbedingung festgelegt werden. Dazu kann beispielsweise das Gate-Potential an einem der Transistoren des source-gekoppelten Pärchens auf 0V gelegt werden. Die Oszillation beginnt sofort mit den richtigen Signalpegeln und es ist keine (nennenswerte) Startzeit vorhanden.

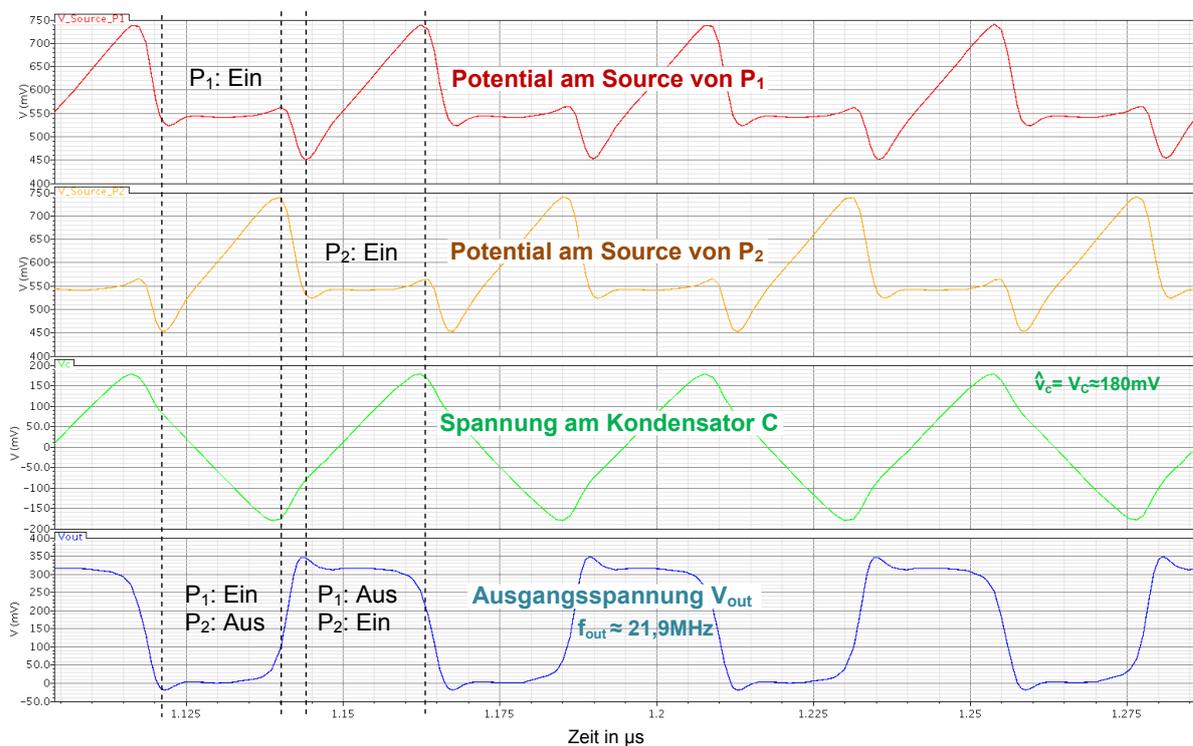


Abbildung 3.12: Simulierte Signalverläufe beim source-gekoppelten Multivibrator (Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5V$, $T=27^{\circ}C$, Nominalwerte der Bauteile; $C = 600fF$, $I_0 \approx 10,8\mu A$)

Bis auf den Einfluss des Schaltvorgangs, sprich ein Über- beziehungsweise Unterschwingen, und die begrenzten Signalanstiegszeiten ist keinerlei Unterschied zur Theorie feststellbar. Die Spannung am Kondensator weist einen dreiecksförmigen Verlauf auf und die Ausgangsspannung ist ein Rechtecksignal. Mittels der *Formel 3.3* erhält man ohne Berücksichtigung der tatsächlich wirksamen Kapazität C_{eff} eine Frequenz von 25MHz. Aus dem Simulationsergebnis kann nun die effektiv wirksame Kapazität abgeschätzt werden, welche einen Wert von $C_{eff} \approx 685fF$ aufweist.

Wird wie beschrieben ein MOS-Transistor anstelle des Widerstandes eingesetzt, muss eine passende Biasspannung zur Verfügung gestellt werden. Bei Erzeugung dieser Spannung mittels eines sogenannten Replica-Biasings, kann idealerweise der Ausgangspegel des

Oszillators vorgegeben und konstant gehalten werden. Dadurch wird die Steuercharakteristik des Stromes bezüglich der Frequenz linearisiert [B21] und die Dimensionierbarkeit der Schaltung erleichtert. Zur Durchführung des Replica-Biasings ist, wie in *Abbildung 3.11* gezeigt, ein Operationsverstärker (OPV) und ein Replikat eines Zweiges des eigentlichen Oszillators erforderlich. Durch eine Skalierung im Sinne einer Verkleinerung kann der Stromverbrauch eingeschränkt werden, wobei sich die erzielbare Genauigkeit etwas verschlechtert. Die Gate-Spannung V_{Bias} des Transistors N_{RS} wird dermaßen beeinflusst, dass die Spannungsdifferenz zwischen den OPV-Eingängen zu null wird. Somit weisen beide Eingänge des Verstärkers dieselbe Spannung V_{Ref} auf. Die genaue und konstante Referenzspannung kann beispielsweise von einer am Chip vorhandenen Bandgap abgeleitet werden. Die Kontrollspannung V_{Bias} liegt an den Lasttransistoren N_{R} an und es stellen sich im Oszillator vergleichbare Arbeitspunkte wie im replizierten Zweig ein. Der Aussteuerbereich von v_{out} wird konstant gehalten und wird bei korrekter Funktionsweise zu V_{Ref} . Somit ist ein Pufferverstärker notwendig, um die Pegel bis an die Betriebsspannungsgrenzen zu verstärken.

Trotz der zusätzlichen Modifikationen konnte laut Simulation die gewünschte Spezifikation bezüglich der minimal erforderlichen Bandbreite, welche notwendig ist damit die Resonanzfrequenz des Quarzes immer im Frequenzband enthalten ist, nicht für alle Worst-Case-Betriebsbedingungen eingehalten werden. Deshalb sind in der Arbeit auch keine konkreten Dimensionierungen angegeben. Generell muss um ohne Kalibrierung oder Trimmung auszukommen, der Steuerbereich des VCOs ausreichend groß gewählt werden, damit auch bei Frequenzveränderungen auf Grund unterschiedlicher Betriebsbedingungen oder Prozessvariationen die Quarzfrequenz erreicht wird. Der dafür notwendige Bereich des Steuerstroms I_{Tune} kann aus einer Worst-Case-Simulation ermittelt werden. Die Auswirkungen unterschiedlicher Betriebstemperaturen und von Prozessvariationen sind verschiedene Frequenzen für einen bestimmten Stromwert, wie beispielsweise dem Startwert des Tunings. Ebenso ist ein Einfluss auf die Steigung der Frequenzsteuerkennlinie gegeben. Als schlechteste und somit die Performance begrenzende Betriebsbedingung wurde für den modifizierten Relaxationsoszillator die Kombination des Fast-Corners bei minimaler Versorgungsspannung ($V_{\text{DD}}=1,35\text{V}$) und maximaler Temperatur ($T=125^\circ\text{C}$) ausfindig gemacht („PVT-Variation“). Um die gewünschte Funktionsweise zu ermöglichen, wird bei idealem Tuningstrom eine Bandbreite von ungefähr 18,5MHz benötigt. Der Slow-Corner ist unproblematisch und befindet sich für denselben Bereich des Steuerstroms, wie er für die schlechteste Betriebsbedingung erforderlich ist, immer innerhalb der Spezifikation.

Da eine weitere gezielte Verbesserung ohne größeren Aufwand nicht als durchführbar befunden wurde, wurde die Oszillatorstruktur beziehungsweise auch die Dimensionierung nicht mehr weiter optimiert.

Stattdessen wurde das bekannte und bewährte Prinzip des Timer-555-Bausteins in geeigneter Weise umgesetzt. Die wesentlichen Vorzüge dieser Struktur sind die äußerst hohe Robustheit

sowie eine unkomplizierte und flexible Einstellbarkeit der Frequenz. Zudem ist ein lineares Tuning mittels des Stroms durchführbar.

Die grundlegende Oszillatorarchitektur, welche einem astabilen Multivibrator entspricht, ist aus *Abbildung 3.13* ersichtlich. Die Frequenz wird bei der gezeigten Standardvariante durch zwei RC-Zeitkonstanten bestimmt.

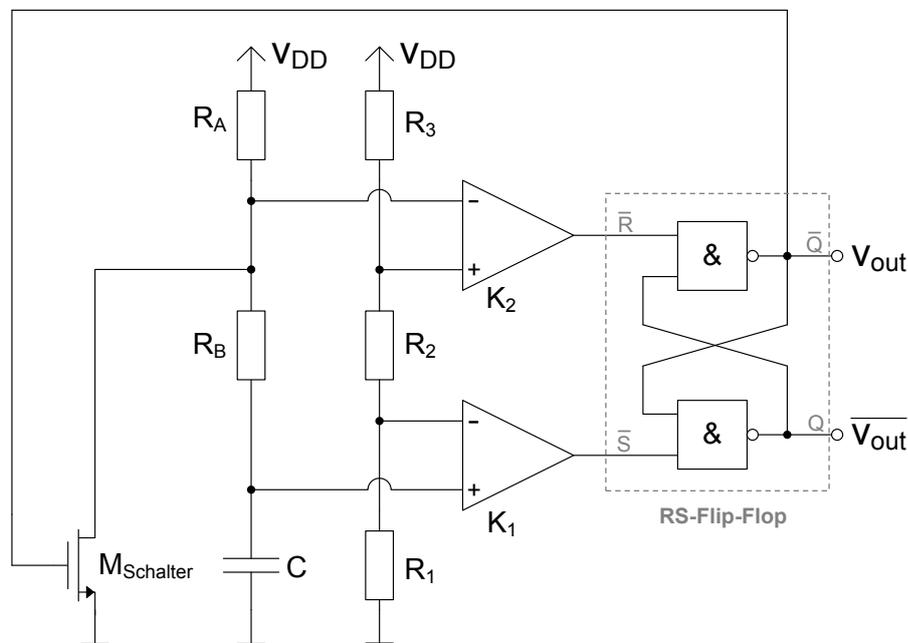


Abbildung 3.13: RC-Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip

Mittels des Spannungsteilers bestehend aus R_1 bis R_3 werden die konstanten Spannungsschwellen für die beiden Komparatoren festgelegt. Üblicherweise werden diese Widerstände gleich groß gewählt und somit ergeben sich Potentialschwellen in der Höhe von $\frac{1}{3}V_{DD}$ beziehungsweise $\frac{2}{3}V_{DD}$. Der verbleibende andere Komparatoreingang ist jeweils mit dem frequenzbestimmenden Kondensator C verbunden. Dadurch dass die Spannungen von der Versorgung V_{DD} abgeleitet werden, wird die Frequenz idealerweise unabhängig von dieser Größe. Mathematisch gesehen kürzt sich V_{DD} aus der Kondensatorlade- und Entladezeit, welche zusammengenommen die Periode T der Schwingung festlegt, heraus.

Für den Fall, dass das RS-Flip-Flop gesetzt ist und somit v_{out} beziehungsweise der invertierende Ausgang des Flip-Flops \bar{Q} den Low-Zustand einnimmt, wird der Kondensator über die Serienschaltung der Widerstände R_A und R_B geladen. Der als digitaler Schalter fungierende Transistor $M_{Schalter}$ ist während dieser Zeit ausgeschaltet. Der Ladevorgang wird so lange ausgeführt bis die obere Schaltschwelle, welche sich beim Komparator K_2 befindet, überschritten wird. Dies erfolgt nach der Zeitdauer t_{Laden} :

$$t_{Laden} = R_{Laden} \cdot C \cdot \ln \left(\frac{V_{DD} - 1/3 V_{DD}}{V_{DD} - 2/3 V_{DD}} \right) = (R_A + R_B) \cdot C \cdot \ln(2) \quad (3.4)$$

Den angegebenen Ausdruck erhält man, indem in die bekannte Formel für den Ladevorgang eines Kondensators [A4] die Schaltschwellen als Rand- beziehungsweise Anfangsbedingung eingesetzt werden und die resultierende Formel auf die Zeit umgeformt wird.

Der Komparator K_2 erzeugt einen Rücksetz-Puls für das Flip-Flop und v_{out} nimmt den High-Zustand an. Der NMOS-Transistor schaltet durch und der Kondensator wird über den Widerstand R_B und genau genommen auch den Einschaltwiderstand des Transistors $M_{Schalter}$ entladen. Nach der Zeit $t_{Entladen}$, welche sinngemäß (d.h. Entladevorgang) wie die *Formel 3.4* hergeleitet werden kann, wird die untere Schaltschwelle befindlich beim Komparator K_1 erreicht.

$$t_{Entladen} = R_{Entladen} \cdot C \cdot \ln \left(\frac{2/3 V_{DD}}{1/3 V_{DD}} \right) \approx R_B \cdot C \cdot \ln(2) \quad (3.5)$$

Das Flip-Flop wird wieder gesetzt und der gesamte beschriebene Zyklus beginnt erneut. Das Ausgangssignal v_{out} weist einen rechteckförmigen Verlauf mit der in *Formel 3.6* (idealerweise) beschriebenen Frequenz f_{out} auf [A11]. Die Spannung am Kondensator ist geprägt durch die exponentiellen Lade- und Entladevorgänge zwischen den Schaltschwellen.

$$f_{out} = \frac{1}{T} = \frac{1}{t_{Laden} + t_{Entladen}} \approx \frac{1}{(R_A + 2R_B) \cdot C \cdot \ln(2)} \quad (3.6)$$

Ein weiterer Vorteil dieser Struktur ist, dass der Einsatz des RS-Flip-Flops eine perfekte, nicht schwingfähige Schalthysterese ermöglicht. Das Flip-Flop bildet zusammen mit den beiden Komparatoren einen sogenannten Präzisions-Schmitt-Trigger [A10]. In *Abbildung 3.13* ist das Flip-Flop mittels NAND-Gattern realisiert. Prinzipiell können auch NOR-Gatter zur Ausführung des Flip-Flops eingesetzt werden, wobei die entgegengesetzten Signalpolaritäten bei der Ansteuerung durch den Komparatorausgang zu beachten sind. Die Eingänge bei der NOR-Variante des Flip-Flops, welche das Setzen und Rücksetzen auslösen, sind nun nicht mehr invertiert. Das Funktionsprinzip des Flip-Flops kann anhand einer Wahrheitstabelle überlegt oder beispielsweise in [A4] oder [A11] nachgelesen werden.

Jedoch gilt es zu beachten, dass die vorgestellte Standardvariante keinen echten Low-Voltage-Betrieb ermöglicht, da der Headroom eingeschränkt ist. Wird die Betriebsspannung wie in der Spezifikation vorgesehen verkleinert, rücken die Komparatorschwellen, welche den Spannungsbereich für den Kondensator vorgeben, vom Absolutwert her gesehen zusammen. Die Schaltung ist somit weniger robust. Zur Veranschaulichung weist die Spannungsdifferenz der Schaltschwellen bei einer nominalen Versorgungsspannung von $V_{DD}=3,3V$ einen Wert von $V_{DD}/3=1,1V$ auf. Bei einer Versorgung von $1,5V$ ist der Abstand nur mehr $0,5V$. Zwar können die Widerstände, welche die Schaltschwellen vorgeben, angepasst und somit ein anderes Teilverhältnis eingestellt werden. Der Betrieb sollte aber dennoch nicht zu nahe an den Betriebsspannungsgrenzen erfolgen.

Deshalb wird die Architektur modifiziert und somit ein problemloser Einsatz für eine Low-Voltage-Anwendung mit einer Betriebsspannung von bis zu 0,9V ermöglicht [A12]. Die wesentliche Änderung besteht darin, dass die Schaltung, wie in *Abbildung 3.14* dargestellt, zwei getrennte RC-Glieder besitzt. Diese werden abwechselnd bis zum Erreichen einer vorgegebenen Schaltschwelle V_{Ref} geladen. Nach Überschreiten der Schaltschwelle wechselt das RS-Flip-Flop seinen Zustand. Der aufgeladene Kondensator (z.B. C_1) wird mittels des MOSFET-Schalters entladen, während am anderen Kondensator (z.B. C_2) bereits der Ladevorgang gestartet wird. Die Dauer der Entladung hat keinen Einfluss auf die Frequenz f_{out} , welche durch die beiden Ladevorgänge bestimmt wird. Unter der Bedingung, dass beide Ladezweige gleich dimensioniert sind und dass V_{Ref} von der Betriebsspannung V_{DD} abgeleitet wird, ergibt sich idealerweise folgende Oszillatorfrequenz:

$$f_{\text{out}} = \frac{1}{T} = \frac{1}{2 \cdot t_{\text{Laden}}} = \frac{1}{2 \cdot R \cdot C \cdot \ln \left(\frac{V_{\text{DD}}}{V_{\text{DD}} - V_{\text{Ref}}} \right)} = \frac{1}{2 \cdot R \cdot C \cdot \ln(x)} \quad (3.7)$$

$V_{\text{Ref}} = x \cdot V_{\text{DD}}$

Die modifizierte Oszillatorvariante bringt zudem den Vorteil, dass zwei vom Typ und der Dimensionierung identische Komparatoren eingesetzt werden können. Hingegen müssen bei der Standardvariante die Komparatoren üblicherweise eine unterschiedliche Eingangsstufe (PMOS und NMOS) besitzen und weisen somit im Allgemeinen verschiedene Verzögerungszeiten auf.

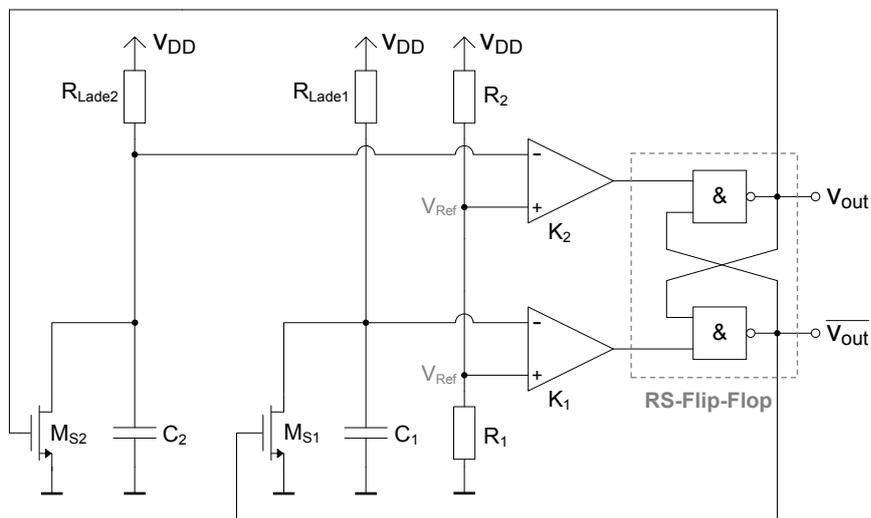


Abbildung 3.14: Low-Voltage-Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip [A12]

Die weiteren Vorzüge dieser Schaltungsausführung sind eine bessere Symmetrie sowie ein noch schnellerer Start. Es entfällt die Zeit bis die Kondensatorspannung innerhalb des Bereiches der beiden Komparatorschwellen gelangt. Zudem bietet die Low-Voltage-Schaltung mehr Möglichkeiten eine Kalibrierung durchzuführen [A12].

Die Referenz V_{Ref} , welche den gemeinsamen Vergleichspegel der Komparatoren bildet, sollte so konstant wie möglich gehalten werden, vor allem falls V_{Ref} zum Biasing von eventuell vorhandenen Kaskoden eingesetzt wird. Die Spannung kann beispielsweise von einer am Chip vorhandenen Bandgap-Referenz abgeleitet werden.

Somit steht eine weitere Variante für einen robusten Oszillator, welcher auch bei niedrigen Spannungen einsatzfähig ist, zur Verfügung. Diese Schaltungstopologie soll nun entsprechend umgesetzt und zu einem gesteuerten Oszillator erweitert werden, damit die spezifizierte Designaufgabe bestmöglich gelöst werden kann.

3.3.2 Implementierung und Simulationsergebnisse

In diesem Abschnitt wird die konkrete Schaltungsausführung eines stromgesteuerten Low-Voltage-Oszillators nach dem Timer-555-Prinzip beschrieben. Neben einigen wissenswerten Hinweisen und Überlegungen zur Dimensionierung wird die Einhaltung der Spezifikation anhand einer Simulation überprüft.

In *Abbildung 3.15* ist die tatsächlich realisierte Architektur angegeben, welche zusätzliche Optimierungen beinhaltet.

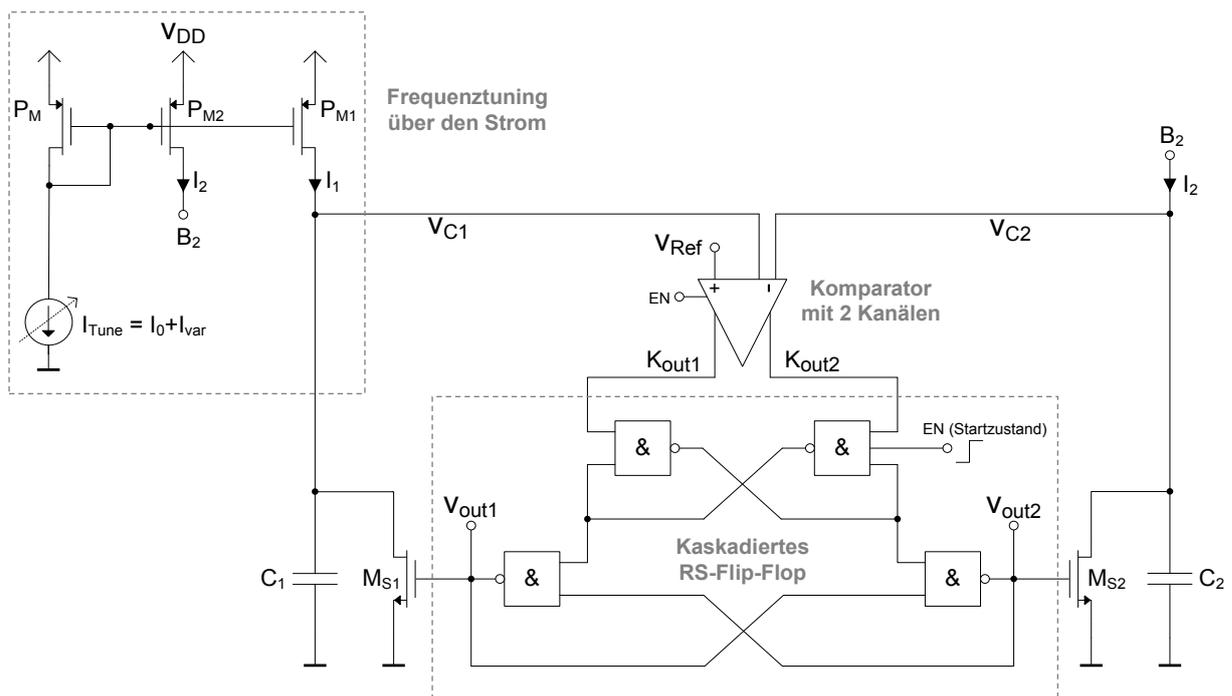


Abbildung 3.15: Stromgesteuerter Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip

Um die Frequenz zu verändern, wird der Ladestrom des Kondensators C_1 beziehungsweise C_2 verändert. Aus dem RC-Oszillator wird somit ein stromgesteuerter Oszillator. Die Einprägung des Tuningstromes erfolgt typischerweise über einen Stromspiegel, der für eine bessere Genauigkeit auch kaskodiert werden kann. Die Startfrequenz wird durch den Anfangsstrom I_0 vorgegeben und für das Frequenz tuning wird ein variabler Strom I_{var} , welcher idealerweise

eine Stromrampe ist, eingesetzt. Die *Formel 3.8* zeigt aus welchen Größen sich die erzeugte Ausgangsfrequenz zusammensetzt.

$$f_{out} = \frac{1}{T} = \frac{1}{2 \cdot t_{Laden}} \approx \frac{I_{Tune}}{2 \cdot C \cdot V_{Ref}} \quad \text{für } C_1 = C_2 = C \quad (3.8)$$

Die beiden Komparatoren werden aus Stromspargründen zu einem einzigen Komparator mit zwei Kanälen zusammengefasst [A12]. Ein Teil des eingesparten Stromes kann auch dazu verwendet werden die Geschwindigkeit des Komparators zu erhöhen. Diese Ausführungsweise ist zulässig, da unter normalen Betriebsbedingungen die beiden Eingänge die Referenzspannung nicht gleichzeitig überschreiten, was damit zusammenhängt, dass die beiden Kondensatoren C_1 und C_2 abwechselnd geladen werden.

Weiters wurde die Verstärkung (engl. Gain) des RS-Flip-Flops erhöht, indem zwei Flip-Flops kaskadiert wurden. Dies bringt eine leichte Verbesserung in der Performance ohne den Schaltungsaufwand beziehungsweise die benötigte Chipfläche erheblich zu vergrößern. Tatsächlich für die Funktionsweise notwendig ist die Kaskadierung lediglich bei einem Ultra-Low-Voltage-Betrieb. Bei kleiner werdender Betriebsspannung nimmt die Verstärkung des Flip-Flops ab. Dadurch verringert sich auch die Verstärkung der positiven Rückkopplungsschleife. Der Entladepfad bildet eine negative Rückkopplung, welche für den korrekten Betrieb und für das Erhaltenbleiben der Hysterese nicht überwiegen darf [A12].

Zur Erzielung eines sauberen und definierten Startverhaltens, wird ein Enable-Signal verwendet. Bis zum Start weist dieses Signal einen Low-Pegel auf. Die Komparatorausgänge werden dadurch auf einen High-Pegel gelegt. Weiters beeinflusst das Enable-Signal den Zustand des RS-Flip-Flops. Die Einspeisung des Signals erfolgt über ein Dreifach-NAND-Gatter. Im Endeffekt resultieren dadurch an den Transistorschaltern unterschiedliche Ansteuerpegel. Die korrekte Funktionsweise dieser Erweiterung wurde mittels Simulation überprüft.

Da die Anforderungen an den Stromverbrauch des Oszillators eher gemäßigt sind, müssen keine weiteren Maßnahmen zur Reduzierung der Stromaufnahme, wie beispielsweise eine Kommutierung des Ladestromes oder eine Begrenzung des Querstromes der Gatter getroffen werden. Während des Startvorgangs dominiert bei Einhaltung der VCO-Spezifikation der vom restlichen Pierce-Oszillatorsystem benötigte Strom.

Bei der Dimensionierung der VCO-Schaltung wurde die Annahme getroffen, dass im System ein Biasstrom von nominal $10\mu\text{A}$ zur Verfügung steht. Von dieser Stromquelle sollen im Endeffekt alle benötigten Biasströme abgeleitet werden. Bei der simulationsunterstützten Dimensionierung wird zunächst eine ideale Stromquelle verwendet. In weiterer Folge wird diese Quelle durch eine zur Verfügung gestellte On-Chip-Bandgap-Referenz ersetzt, welche auch zur Erzeugung des stabilen Referenzsignals für den Komparator eingesetzt wird.

Dimensionierung des Spannungskomparators:

Zur Realisierung des zweikanaligen Spannungskomparators wurde die Simple-OTA-Struktur als ausreichend befunden. Dabei ist durchaus bekannt, dass mit dieser einfachen Topologie bei vernünftiger Dimensionierung lediglich eine geringe Verstärkung in der Größenordnung von 20dB bis 40dB erzielt werden kann. Die Verwendung eines mehrstufigen OTA-Verstärkers ist dennoch nicht notwendig, da dem Komparator ohnehin ein Logikgatter nachgeschaltet ist. Dieses unterstützt den OTA-Komparator nach dem Erreichen der Gatterschaltsschwelle mit seiner hohen Verstärkung. Dadurch werden am Gatterausgang typischerweise steile Flanken erzielt und zudem der bei dieser OTA-Struktur begrenzte Aussteuerbereich (engl. Swing) auf die Betriebsspannungsgrenzen erweitert. Zum gesamten Komparatorsystem mit Hysterese zählt neben dem Simple-OTA auch das nachgeschaltete RS-Flip-Flop.

Um einen Komparator zu erhalten, wird der Transkonduktanzverstärker (engl. OTA... Operational Transconductance Amplifier) bei offener Schleife, also in Open-Loop-Konfiguration betrieben (Open-Loop-Komparator). Bei der Dimensionierung gelten ähnliche Ansätze wie beim Verstärkerdesign, wobei der wesentliche Unterschied darin liegt, dass keinerlei Rücksicht auf die Stabilität genommen werden muss. Eine Kompensation, welche die Bandbreite und somit die Geschwindigkeit einschränkt, ist also nicht vorgesehen und unerwünscht [A13].

Für einen Simple-OTA, dessen Struktur aus *Abbildung 3.16* ersichtlich ist, gelten folgende grundlegende Zusammenhänge für die DC-Kleinsignalspannungsverstärkung A_0 (Open Loop Gain) und das Verstärkungsbandbreite-Produkt GBW [C21]:

$$|A_0| = G_m \cdot R_{out} \approx g_m \cdot (r_{ds,N_{d2}} \parallel r_{ds,P_{M4}}) \quad \text{für } g_m = g_{m,N_{d1}} = g_{m,N_{d21}} = g_{m,N_{d22}} \quad (3.9)$$

Die gesamte Transkonduktanz G_m des source-gekoppelten Transistorpaares (Differential-Pair) entspricht jener eines Einzeltransistors. Der Ausgangswiderstand R_{out} ergibt sich im Wesentlichen durch eine Parallelschaltung der im Ausgangszweig wirksamen Drain-Source-Widerstände.

$$R_{out} = r_{up} \parallel r_{down} \approx r_{ds,P_{M4}} \parallel r_{ds,N_{d2}} \quad \text{für } P_{M41} = P_{M42} = P_{M4} \text{ bzw. } N_{d21} = N_{d22} = N_{d2} \quad (3.10)$$

Das GBW beziehungsweise die Bandbreite werden vom dominanten Pol f_{pd} bestimmt, welcher typischerweise am Ausgang^{*)} des OTAs (lastkompensiert) liegt. Die wirksame Lastkapazität C_{Lw} setzt sich aus der angeschlossenen Last und der Knotenkapazität der Schaltung am Ausgang zusammen. Die Last kann beispielsweise die Eingangskapazität einer Folgestufe sein.

$$GBW = |A_0| \cdot f_{pd} \stackrel{*)}{=} \frac{g_m}{2\pi \cdot C_{L,w}} \quad \text{in [Hz]} \quad (3.11)$$

Das GBW dient auch zur Abschätzung der Transitfrequenz f_u (Unity Gain Frequency). Für ein System mit lediglich einem Pol, also bei einem Verhalten wie ein Tiefpass erster Ordnung, entspricht das GBW der Transitfrequenz. Ansonsten wirken sich zusätzlich die nicht

dominanten Pole mehr oder weniger stark aus. Je nachdem wie gut die Näherung durch den Tiefpass mit der Ordnung eins zutrifft, treten Abweichungen zwischen GBW und f_u auf. Die gezeigten Formeln sollen als Anhaltspunkt dienen welche Schaltungsparameter beeinflusst werden müssen, um eine bestimmte Eigenschaft gezielt verändern zu können.

Als Referenzspannung für die Schaltschwelle des Komparators ist eine konstante Spannung von $V_{Ref}=800mV$ vorgesehen. Diese Überlegung folgt aus dem gesamten VCO-System und dient dazu eine ausreichende Robustheit der Schaltung zu erlangen. Zudem ist noch genügend Spielraum bei einer Verkleinerung der Betriebsspannung beispielsweise durch Versorgungsschwankungen vorhanden. Bei der endgültigen Realisierung wird diese Spannung von einer Bandgap-Referenz abgeleitet. Dazu wird der konstante Bandgap-Strom über einen Widerstand in eine Spannung umgesetzt. Der verwendete Widerstand ist, um ein gutes Matching zu erreichen, von derselben Struktur und vom gleichen Material wie jener Widerstand in der Bandgap und weist auch die selbe Orientierung auf.

Wegen des Wertes der Referenzspannung wurde die Eingangsstufe, sprich das Differential-Pair, mittels NMOS-Transistoren realisiert. Die Spannung V_{Ref} , welche als eingangsseitige Gleichtaktspannung für den OTA angesehen werden kann, liegt in etwa bei der halben nominalen Betriebsspannung. Von diesem Aspekt würden beide Transistortypen ungefähr gleich gut arbeiten. Jedoch müssen die PMOS-Transistoren zur Erzielung der gleichen Steilheit um den Faktor zwei bis drei größer als die NMOS-Bauteile ausfallen. Dies führt zu einer größeren Eingangskapazität des Komparators, was vermieden werden sollte. Der Einfluss dieser nichtlinearen Kapazität sollte in der Oszillatorschaltung wesentlich geringer als die Wirkung der beiden Ladekondensatoren C_1 und C_2 sein, welche mit jeweils 125fF gewählt wurden. Prinzipiell gilt, dass NMOS-Transistoren hin zur Betriebsspannung V_{DD} besser leiten.

In *Abbildung 3.16* ist der implementierte OTA-Komparator mit den verwendeten Transistorabmessungen angegeben.

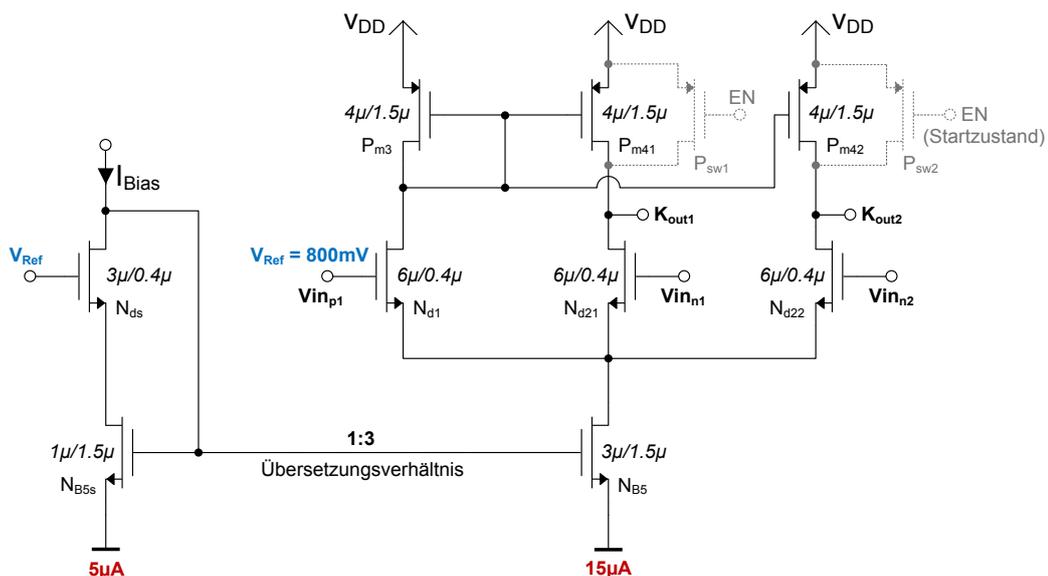


Abbildung 3.16: Simple-OTA-Komparator mit zwei Kanälen

Der realisierte OTA-Komparator besitzt ausgangsseitig zwei identische Kanäle. Ansonsten sind die typischen Schaltungsteile eines Simple-OTA erkennbar.

Ein Hauptelement ist das Differential-Pair, welches die differentielle Spannung an den Eingängen in einen Differenzstrom umsetzt. Für eine gute Stromeffizienz ist ein g_m/I_D in der Größenordnung von 15 bis 20 vorgesehen. Um die Eingangskapazität des Komparators möglichst gering zu halten, sollen die Transistorabmessungen nicht zu groß sein. Deshalb werden die Eingangstransistoren mit der minimalen Länge für den eingesetzten, speziell für Analoganwendungen vorgesehenen Transistortyp ausgeführt. Diese beträgt $L_{\min}=0,4\mu\text{m}$ und ermöglicht prinzipiell eine höhere Geschwindigkeit der Schaltung.

Der Transistor M_{B5} , welcher Bestandteil eines Stromspiegels ist, bewirkt, dass die Summe der Ströme in den Zweigen des eigentlichen OTAs konstant bleibt und trägt zur Unterdrückung von Gleichtaktsignalen bei. Die Einspeisung des Biasstromes erfolgt über einen kaskodierten Stromspiegel. Dadurch wird eine bessere Übersetzungsgenauigkeit als bei einem gewöhnlichen Stromspiegel erzielt. Zum Biasing der Kaskode wird wiederum die Referenzspannung verwendet. Der Transistor N_{ds} ist ein skaliertes Replikat der Transistoren der differentiellen Eingangsstufe und dient dazu die Auswirkung der Kanallängenmodulation zu verringern, indem die Drain-Source-Spannung v_{DS} der beiden Transistoren N_{B5} und N_{B5s} angeglichen wird. Die dazu erforderliche Weite wurde mittels DC-Simulation angepasst. Dadurch dass die Transistoren des Stromspiegels nicht mit minimaler Länge ausgeführt sind, wird der Ausgangswiderstand des Spiegels erhöht. Dies verbessert ebenfalls die Eigenschaften des Stromspiegels und führt zu einem geringeren Übersetzungsfehler. Wichtig ist auf jeden Fall, dass die Skalierung des Stromes nur über die Weite erfolgen sollte, da ansonsten die Threshold-Spannungen verändert werden. Von der vom Gesamtsystem zur Verfügung gestellten Biasstromquelle gelangt ein Strom von $I_{\text{Bias}} = 5\mu\text{A}$ in die OTA-Struktur. Dieser Strom wird mit einem Übersetzungsverhältnis von 3 in die Zweige der Eingangsstufe gespiegelt. Der größere Strom von $15\mu\text{A}$ soll dazu beitragen die Geschwindigkeit der Schaltung zu erhöhen. Dadurch soll die Verzögerungszeit (engl. Propagation Delay) des Komparators möglichst gering gehalten werden, da diese Größe eine starke Prozessabhängigkeit aufweist, welche in weiterer Folge zu Frequenzvariationen des VCOs führt. Die Geschwindigkeit beziehungsweise die Verzögerungszeit eines Komparators wird entweder durch das lineare Verhalten der Schaltung oder durch die Slew-Rate bestimmt. Ist die lineare Antwort des Systems limitierend, trägt eine höhere Bandbreite zur Verringerung der Verzögerung bei. Für das Großsignalverhalten wirkt die Slew-Rate, die Fähigkeit der Schaltung die Lastkapazität zu laden und entladen, begrenzend. Beide Größen können jedoch durch einen höheren Strom und durch die geringe wirksame Lastkapazität verbessert werden [C22]. Die angeschlossene Lastkapazität entspricht der Eingangskapazität eines NAND-Gatters und kann in jedem Fall mit einem Wert kleiner als 50fF angenommen werden.

Die aktive Last der Schaltung wird durch den PMOS-Stromspiegel gebildet. Am Ausgang der Schaltung entsteht somit ein hochimpedanter Punkt und damit auch ein

dominanter Pol [C15]. Deswegen handelt es sich beim Simple-OTA um einen einstufigen Verstärker, da alle anderen auftretenden Impedanzen lediglich in der Größenordnung von $1/g_m$ liegen und keine nennenswerte Verstärkung verursachen [A6]. An dieser Stelle sei noch angemerkt, dass ein geringerer Stromfluss den Ausgangswiderstand vergrößert und somit im Widerspruch zu einer hohen Geschwindigkeit steht. Eine weitere Aufgabe dieses Stromspiegels ist es, das differentielle Signal in einen gemeinsamen Strom umzuwandeln (Differential to Single-Ended Conversion). Durch die Diodenkonfiguration von P_{m3} und die damit verbundene quadratische Kennlinie wird zudem eine gute Arbeitspunkteinstellung ermöglicht.

Die angedeuteten Transistoren P_{sw1} und P_{sw2} fungieren als digitale Schalter mit dem Sinn, dass die Komparatorausgänge beim Starten des VCOs immer auf dem High-Potential liegen. Sie sind mit dem Weiten-zu-Längen-Verhältnis von $1\mu\text{m}/0,4\mu\text{m}$ dimensioniert.

Mittels einer DC-Simulation können die Arbeitspunkte der Schaltung für eine Gleichtaktspannung (Common Mode Voltage) von $V_{\text{Ref}}=800\text{mV}$ an den Transistorausgängen überprüft werden. Alle Transistoren sollen in Sättigung arbeiten. Nachstehend sind einige ausgesuchte Transistorparameter der in *Abbildung 3.16* dargestellten, bereits angepassten Implementierung angegeben.

Differential-Pair:	$g_m \approx 138\mu\text{S}$	$g_m/I_D \approx 18,5$	$g_{ds} \approx 4,5\mu\text{S}$	$(N_{d1} = N_{d21} = N_{d22})$
Stromspiegellast:	$g_m \approx 44\mu\text{S}$	$g_m/I_D \approx 5,9$	$g_{ds} \approx 235\text{nS}$	$(P_{m3} = P_{m41} = P_{m42})$
Biasing-Stromspiegel:	$g_m/I_D \approx 6,3$			$(N_{B5} = 3 \cdot N_{B5s})$

Mit diesen Angaben kann beispielsweise der Ausgangswiderstand der Schaltung ($R_{\text{out}} \approx 211\text{k}\Omega$) oder die DC-Verstärkung ($A_0 \approx 29,3\text{dB}$) berechnet werden. Eine höhere Verstärkung A_0 bewirkt, dass sich die minimal erfassbare Eingangsspannung verkleinert und dadurch im Allgemeinen die Auflösung vergrößert wird.

Das Verhältnis g_m/I_D der Stromspiegel kann unter Umständen verkleinert werden, wobei dies im Endeffekt für die Anwendung nicht als notwendig erschien.

Mittels einer AC-Simulation wurde das Bodediagramm der offenen Schleife ermittelt und daraus die tatsächliche DC-Verstärkung A_0 mit $29,35\text{dB}$ sowie die Transitfrequenz der Schaltung f_u mit ungefähr 500MHz bestimmt. Die Vorgehensweise erfolgte wie bei einem gewöhnlichen OTA-Verstärker. Für die DC-Arbeitspunkteinstellung wird die Schaltung mit Rückkopplung betrieben und als Common-Mode-Pegel V_{IC} wird die Referenzspannung V_{Ref} an beide Eingänge angelegt. Für die AC-Simulation wird die Schaltung ohne Rückkopplung, also bei offener Schleife, betrieben. Als Last wurde die Eingangskapazität eines NAND-Gaters angeschlossen.

Durch einen DC-Sweep einer Spannungsquelle am negativen Eingang des OTAs wurde der systematische Offset der Schaltung für $V_{\text{IC}}=800\text{mV}$ bestimmt. Damit sich am Ausgang die halbe Betriebsspannung einstellt, ist eine Offsetspannung von $V_{\text{Offset}} \approx 0,6\text{mV}$ erforderlich. Allgemein gilt dass je symmetrischer die Schaltung ist, desto geringer ist auch

der Offset. Der gesamte Offset der Schaltung setzt sich aus dem Mismatch des Differential-Pairs (z.B. Threshold-Mismatch) und dem der Stromspiegellast zusammen [C15]. Sind die Ströme in beiden Zweigen exakt gleich groß, ist die Schaltung offsetfrei. Beim gezeigten Simple OTA sind beispielsweise die Drain-Source-Spannungen im PMOS-Stromspiegel unterschiedlich. Diese Eigenschaft kann durch den Einsatz einer High-Swing-Kaskode verbessert werden, was aber nicht erforderlich war. Zur Erhöhung der DC-Verstärkung würde diese Kaskode aber kaum beitragen, da lediglich der ohnehin bereits große Widerstand der Stromspiegellast erhöht wird und die Verbesserung in der Parallelschaltung unwesentlich ist. Eine weitere Kaskode um auch den anderen Widerstandsanteil der Parallelschaltung zu erhöhen, ist wegen des eingeschränkten Spannungs-Headrooms nicht erwünscht.

Eine für die Anwendung besonders wichtige Größe ist die Verzögerungszeit des Komparators und zwar für eine ansteigende Signalfanke. Da diese Zeit auch von zusätzlichen Größen wie der angelegten Spannungsdifferenz an den Eingängen, sprich dem Overdrive, abhängt, wurde die Verzögerung im VCO-Gesamtsystem bestimmt. Dadurch kann auch gleich die Latenzzeit t_{pd} des eigentlichen Komparators mit Hysterese ermittelt werden. Diese entspricht der Zeitspanne die vergeht nachdem die Differenzspannung v_{diff} am Eingang zu null wird, bis der Ausgang des ersten RS-Flip-Flops durchschaltet. In *Abbildung 3.17* sind die in der VCO-Schaltung auftretenden zeitlichen Verzögerungen bei einer Schwingfrequenz von $\sim 21,9\text{MHz}$ eingezeichnet, wobei die Komparatorverzögerung $t_{pd}=2,71\text{ns}$ beträgt.

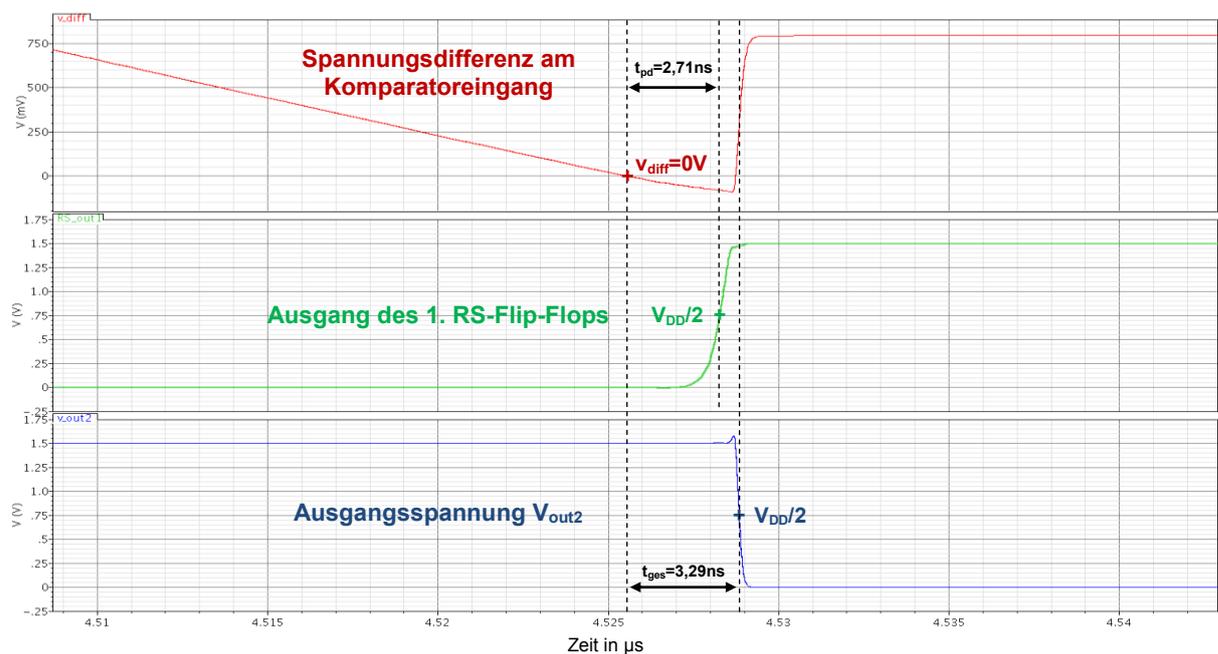


Abbildung 3.17: Zeitliche Verzögerungen im VCO-System bei $\sim 21,9\text{MHz}$
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5\text{V}$, $T=27^\circ\text{C}$, Nominalwerte der Bauteile)

Eine Eingangsspannungsdifferenz von null bewirkt, dass der invertierende Komparator seinen Ausgang K_{out1} auf das Low-Potential gibt. Dadurch ändert sich der Zustand am angeschlossenen NAND-Gatter beziehungsweise im ersten RS-Flip-Flop. Das weitere

nachgeschaltete Flip-Flop führt dazu, dass die Ausgangsspannung V_{out2} zu null wird und somit der Kondensator C_2 geladen wird.

Weitere Schaltungsteile des VCOs:

Die beiden digitalen Schaltertransistoren M_{S1} und M_{S2} werden mit einem $W/L = 1\mu\text{m}/0,4\mu\text{m}$ realisiert. Die Ladekondensatoren C_1 und C_2 besitzen, wie bereits erwähnt, einen Kapazitätswert von jeweils 125fF und sind als MIM-Kapazitäten (engl. MIM...Metal-Insulator-Metal) ausgeführt. Dadurch sollen qualitativ hochwertige Kondensatoren mit geringen parasitären Anteilen zur Verfügung gestellt werden.

Die Flip-Flops bestehen aus NAND-Gattern, welche aus der Bauteilbibliothek (Standard Library) entnommen werden können. Dies bringt den Vorteil, dass bereits ein fertiges Layout vorhanden ist. Der Aufbau der Gatter ist aus *Abbildung 3.18* ersichtlich.

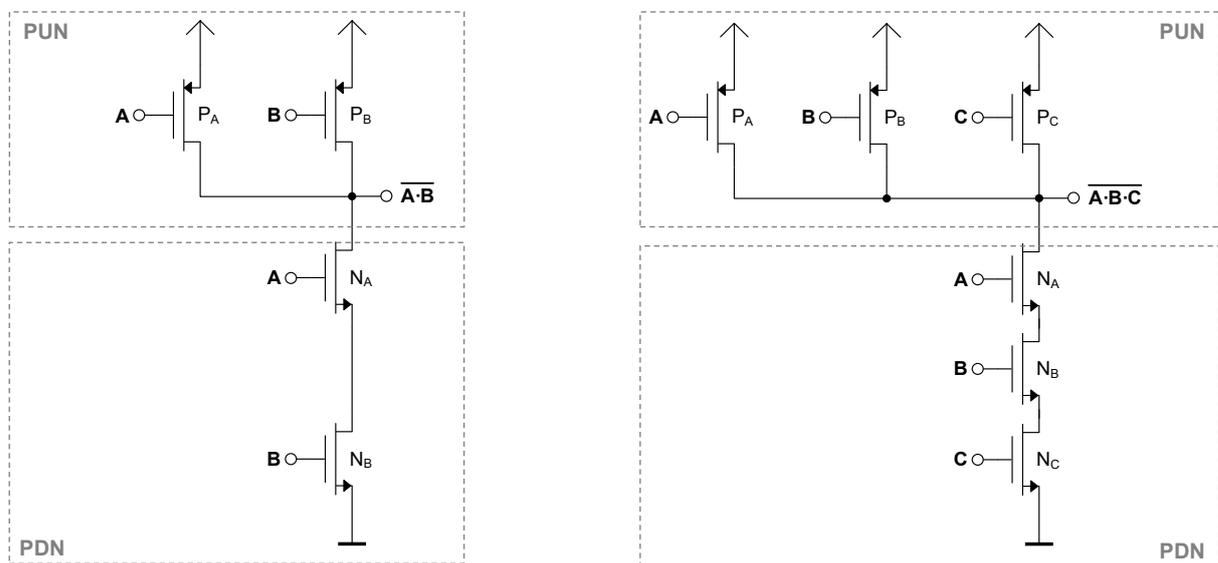


Abbildung 3.18: Innenschaltung der CMOS-NAND-Gatter bei positiver Logik

Alle Transistoren in der Gatterinnenschaltung haben jeweils die Funktion eines digitalen Schalters. Die mit gleichem Namen bezeichneten Eingänge sind miteinander verbunden. Im Pull-Down-Netzwerk (PDN) befinden sich ausschließlich NMOS-Transistoren. Sobald an allen Eingängen beziehungsweise an den Gates der Transistoren ein High-Pegel anliegt, wird der Ausgang auf Low durchgeschaltet. Ansonsten sperrt mindestens ein Transistor im PDN. Die PMOS-Transistoren im Pull-Up-Netzwerk (PUN) weisen das umgekehrte Verhalten auf. Sie müssen also mit einem Low-Pegel angesteuert werden, damit sie leiten. Durch die Parallelschaltung im PUN ist es ausreichend, dass ein einziger PMOS-Transistor durchschaltet, damit der Ausgang einen High-Pegel aufweist. Die beiden Netzwerke bilden also ein CMOS-NAND-Gatter in positiver Logik. Generell gilt, dass für eine bestimmte Logikfunktion eine Serienschaltung im PDN zu einer Parallelschaltung im PUN wird und umgekehrt. Weitere Erklärungen und Informationen zu den logischen Funktionen mittels MOS-Transistoren können in [A4] nachgelesen werden. Bei der konkreten Ausführung der

Schaltung weisen die PMOS-Transistoren eine um den Faktor 1,5 bis 2 größere Weite als die NMOS-Typen auf. Dies berücksichtigt die unterschiedliche Ladungsträgermobilität der beiden Bauteiltypen und soll dazu beitragen den Ausgangswiderstand für die Zustände High und Low anzugleichen.

Somit sind alle wesentlichen Bestandteile des Oszillators nach dem Timer-555-Prinzip bekannt. Um die Funktionsweise zu überprüfen und nochmals zu verdeutlichen, sind in *Abbildung 3.19* die wichtigsten Signalverläufe bei einer Frequenz von $\sim 21,9\text{MHz}$ dargestellt.

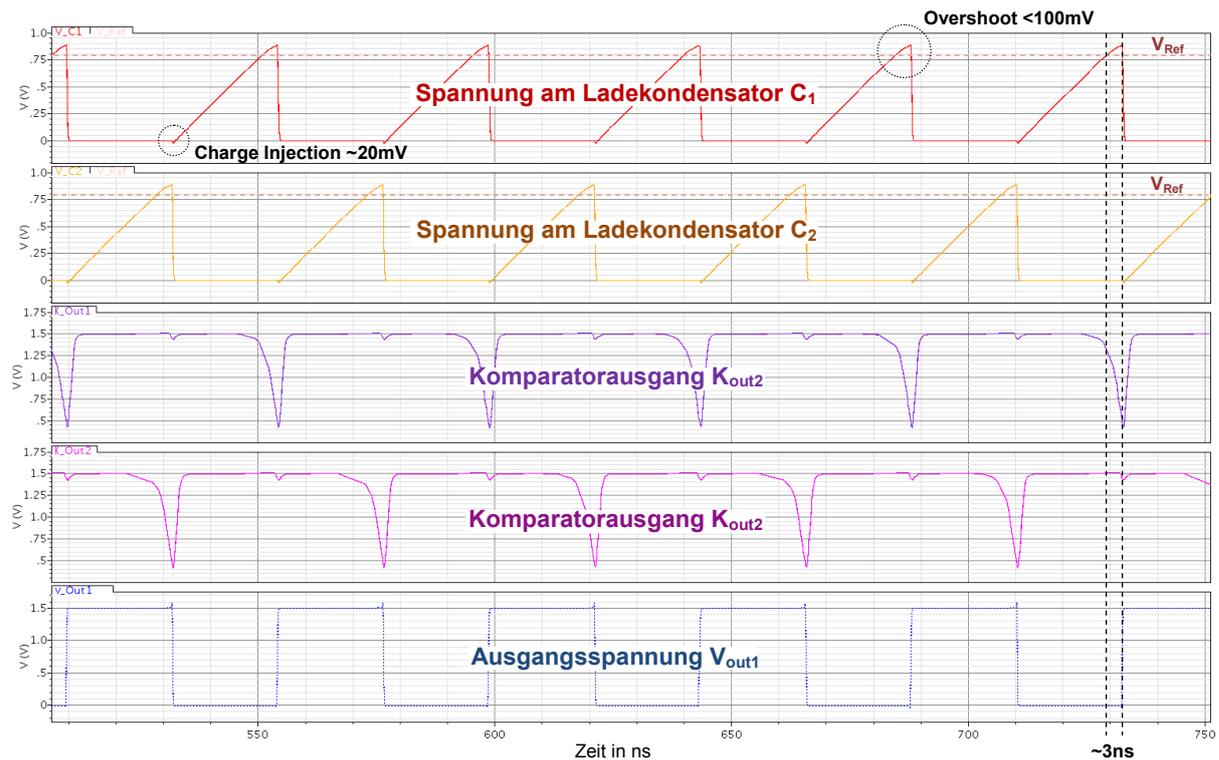


Abbildung 3.19: Simulierte Signalverläufe des implementierten VCO-Systems bei $\sim 21,9\text{MHz}$ (Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5\text{V}$, $T=27^\circ\text{C}$, Nominalwerte der Bauteile)

Das Laden der beiden Kondensatoren erfolgt wie gewünscht abwechselnd und auf Grund des Konstantstromes mit einer linearen Steigung. Der auftretende Überschwinger (engl. Overshoot) im Signal ist unproblematisch. Wesentlich für die Genauigkeit ist, wann die Laderampen starten. Die Freigabe soll dabei möglichst schnell erfolgen, da die MOS-Laufzeiten eine starke Prozessabhängigkeit besitzen. Weiters ist eine Ladungsinjektion (engl. Charge Injection), welche von den Schaltern stammt, erkenntlich. Diese liegt in der Größenordnung von in etwa 2,5% und ist damit vernachlässigbar. Überschreitet die Laderampe die vorgegebene Referenzspannung, erzeugt der invertierende Komparator einen kurzen Puls und dadurch verändert sich der Zustand des Flip-Flops. Dieser Umschaltvorgang ist auch am anderen Ausgangskanal des Komparators als kurzer und geringer Einbruch der Spannung ersichtlich. In weiterer Folge wird jener Kondensator, der mit seiner Spannung die Referenz überschritten hat, entladen und der andere Kondensator startet mit seiner Laderampe. An den Entladevorgang werden keine speziellen Anforderungen gestellt. Das

Ausgangssignal entspricht den vom Flip-Flop gespeicherten Zuständen und weist daher einen rechteckförmigen Verlauf auf.

Um die Frequenz des Ausgangssignals zu verändern, wird der Ladestrom der beiden Kondensatoren variiert. Mittels einer Corner-Analyse kann die Auswirkung von Schwankungen der Prozessparameter auf die Tuningkennlinie des gesteuerten Oszillators für die unterschiedlichen spezifizierten Betriebsbedingungen ermittelt werden. In *Abbildung 3.20* ist die PVT-Variation des Verlaufs $f(t)$ für eine ideale lineare Stromtuningrampe dargestellt. Ansonsten werden alle Bauteile von den Parameterschwankungen beeinflusst. In der Zeit von $10\mu\text{s}$ wird der Ladestrom I_{Tune} ausgehend von $1\mu\text{A}$ auf $3,7\mu\text{A}$ erhöht und somit ein bestimmtes Frequenzband des VCOs durchlaufen.

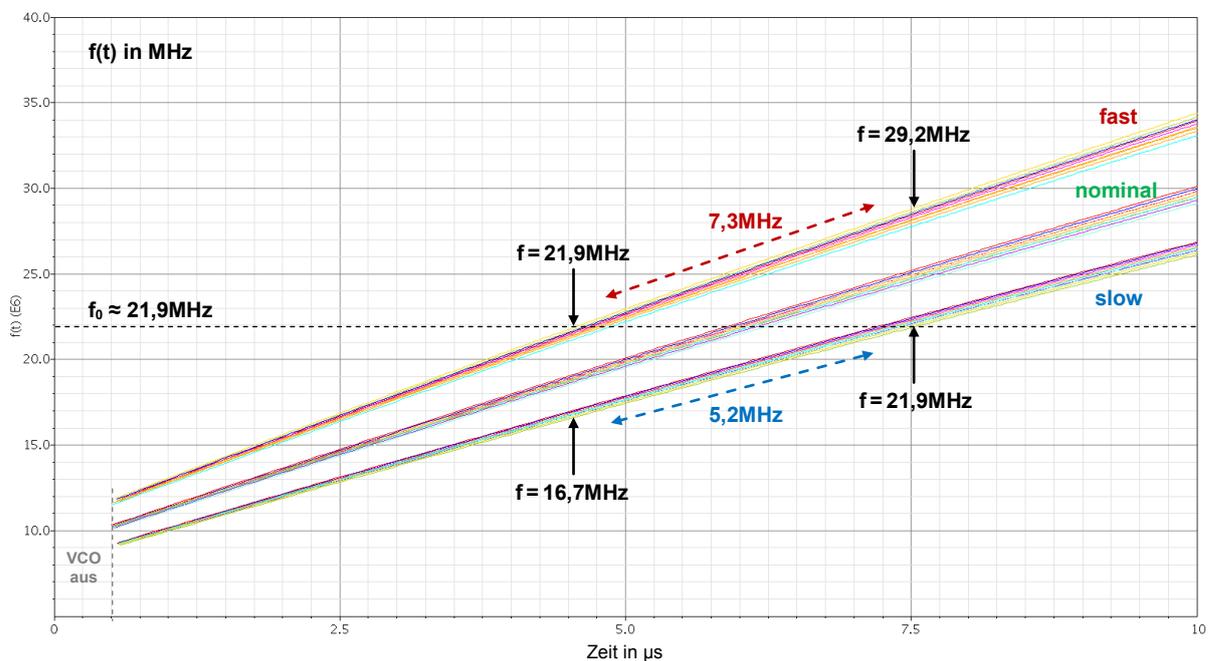


Abbildung 3.20: Simulierte Tuningkennlinie bei einer idealen Stromrampe zur Frequenzsteuerung (Betriebsbedingungen: $V_{\text{DD}}=1,5\text{V}\pm 10\%$, Temperaturbereich = -40°C bis 125°C , Simulation über alle Corner)

Die obere Frequenzgrenze wird durch den Fast-Corner bei der minimalen Versorgungsspannung $V_{\text{DDmin}}=1,35\text{V}$ und der minimalen Temperatur $T_{\text{min}}=-40^\circ\text{C}$ gebildet. Die untere Frequenzgrenze entsteht auf Grund des Slow-Corners und zwar bei der maximalen Versorgungsspannung $V_{\text{DDmax}}=1,65\text{V}$ und bei der höchsten spezifizierten Temperatur $T_{\text{max}}=125^\circ\text{C}$. Es ist ersichtlich, dass die Prozessecken unterschiedliche Steigungen besitzen und die Frequenzabweichung daher bei höheren Frequenzen zunimmt. Die Schaltung weist im eingesetzten beziehungsweise dargestellten Frequenzbereich ein gutes Verhalten bezüglich Versorgungs- und Temperaturschwankungen auf. Diese Veränderung der Betriebsbedingungen verursacht im Worst-Case einen Frequenzunterschied von weniger als $1,5\text{MHz}$. Das Temperaturverhalten könnte durch die Verwendung eines PTAT-Stromanteils (PTAT...Proportional to Absolute Temperature) im Ladestrom weiter verbessert werden. Dieser wird von der Bandgap, welche zur Erzeugung der Referenzspannung eingesetzt wird,

ebenfalls zur Verfügung gestellt. Obwohl der zusätzliche Aufwand gering ist, wurde auf diese Maßnahme verzichtet, da die Eigenschaften bereits ausreichend sind.

Damit die Schwingfrequenz des Quarzes von $f_0 \approx 21,9\text{MHz}$ unter allen Betriebsbedingungen enthalten ist, wird ein VCO-Frequenzbereich (VCO-Bandbreite) von mindestens $7,3\text{MHz}$ benötigt. Dies ergibt sich aus dem erforderlichen Tuningstrom damit f_0 für die beiden schlechtesten Bedingungen (Slow, Fast) erreicht wird. Zu diesem Wert kann noch eine gewisse Toleranz von zum Beispiel 1MHz hinzugegeben werden, wobei die geforderte Spezifikation (VCO-Bandbreite $<15\text{MHz}$) mit diesem VCO-Typ besonders gut eingehalten wird.

Um den reinen PVT-Einfluss der aktiven Teile der Schaltung zu zeigen, dient die *Abbildung 3.21*. Bei dieser Corner-Simulation wurden alle Ströme, die beiden Ladekapazitäten C_1 und C_2 sowie die Referenzspannung V_{Ref} als ideal angenommen. Der resultierende Verlauf dieser Tuningkennlinie kann theoretisch durch Trimmung erreicht werden.

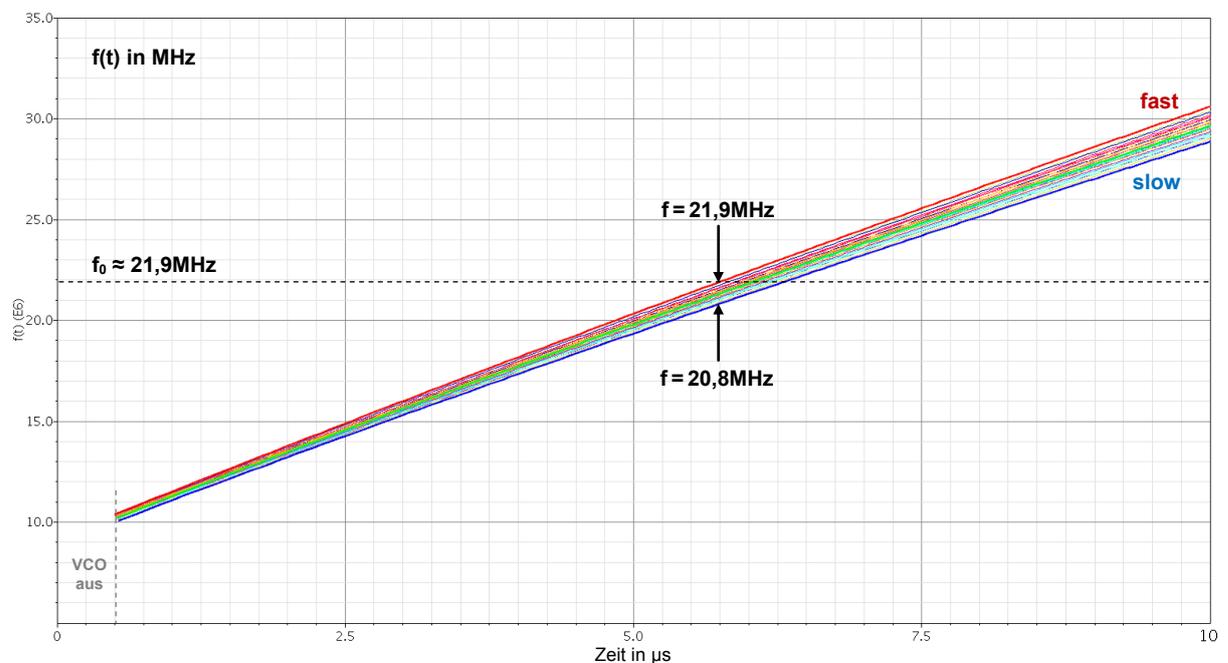


Abbildung 3.21: Simulierte Tuningkennlinie bei idealen Strömen, Ladekapazitäten und idealer V_{Ref} (Betriebsbedingungen: $V_{\text{DD}}=1,5\text{V} \pm 10\%$, Temperaturbereich = -40°C bis 125°C , Simulation über alle Corner)

Da nun die Variation der Kondensatoren, welche typischerweise in der Größenordnung von $\pm 10\%$ bis $\pm 20\%$ liegt, entfällt, ist die Abweichung bei der Resonanzfrequenz f_0 des Quarzes nicht größer als $1,1\text{MHz}$. Diese VCO-Schaltung würde einen äußerst großen Anfangsstrom in den Quarz liefern und die Startzeit des Oszillators erheblich verkürzen.

Um eine Tuningrampe ohne großen Schaltungsaufwand zu erzeugen, wird ein Stromspiegel mit einem Ladekondensator verwendet. Der Ladevorgang wird durch einen digitalen MOSFET-Schalter gestartet beziehungsweise die Spannung am Kondensator wieder zurückgesetzt. Dadurch wird der variable Anteil des Tuningstroms I_{var} erzeugt. Dieser wird

am Ladekondensator mit dem konstanten Strom I_0 , welcher von einem gewöhnlichen Stromspiegel stammt, zusammengeführt. Der konstante Anteil I_0 dient dazu die Anfangsfrequenz des VCOs einzustellen. In *Abbildung 3.22* sind die Schaltung zur Erzeugung der Tuningrampe sowie der dadurch entstehende Stromverlauf angegeben.

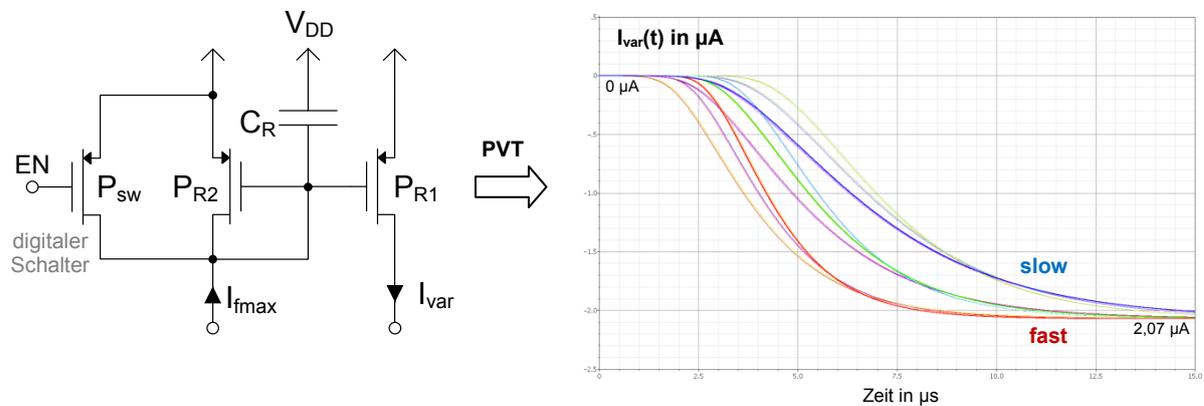


Abbildung 3.22: Erzeugung der Tuningrampe

(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5V\pm 10\%$, Temperaturbereich = $-40^{\circ}C$ bis $125^{\circ}C$, Simulation über alle Corner)

Der Tuningstrom I_{var} erreicht nach der Zeit von etwa $15\mu s$ seinen Endwert von ungefähr $2\mu A$. Dieser Wert entspricht (ohne Berücksichtigung der Übersetzungsungenauigkeit) dem zugeführten Konstantstrom I_{fmax} , welcher beim Tuning die maximal erreichbare Frequenz vorgibt. Die Prozessabhängigkeit des Kondensators verursacht einen Zeitfehler. Der Endwert wird also nach unterschiedlichen Zeitspannen erreicht. Die erzeugte Tuningrampe weist nun einen nichtlinearen Verlauf, welcher das MOSFET-Verhalten wiedererkennen lässt, auf. Prinzipiell werden von der Rampe nur geringfügige Linearitätsanforderungen erwartet. Ein flaches Durchqueren der Quarzbandbreite ermöglicht einen höheren Startstrom im dynamischen Zweig des Schwingquarzes. Das wesentliche Kriterium ist, wie bereits mehrfach angeführt, dass die Schwingfrequenz f_0 des Quarzes unter allen Betriebsbedingungen enthalten ist.

Unter Verwendung dieses Stromes zur Frequenzveränderung ergibt sich die in *Abbildung 3.23* dargestellte Tuningkennlinie. Der nichtlineare Stromverlauf spiegelt sich in der Kennlinie wieder. Für die Corner-Simulation wurden alle Bauteile als real, also mit einer PVT-Abhängigkeit, gewählt. Unter diesen Voraussetzungen wird mit dem eingestellten Strom in den $15\mu s$ ein VCO-Frequenzband von weniger als $17MHz$ durchlaufen, was die Spezifikation des VCOs inklusive Tuningrampe erfüllt. Theoretisch möglich mit dieser Struktur ist ein Frequenzbereich von $13,8MHz$. Da die Quarzfrequenz bereits vor den $15\mu s$ erreicht wird, kann entweder die Kapazität C_R im Tuningstromspiegel angepasst werden oder der VCO in seiner Anwendung bereits früher abgeschaltet werden. Zudem kann das Verhalten der Schaltung weiter verbessert, sprich die benötigte VCO-Bandbreite verringert werden, indem die Stromspiegel kaskodiert werden.

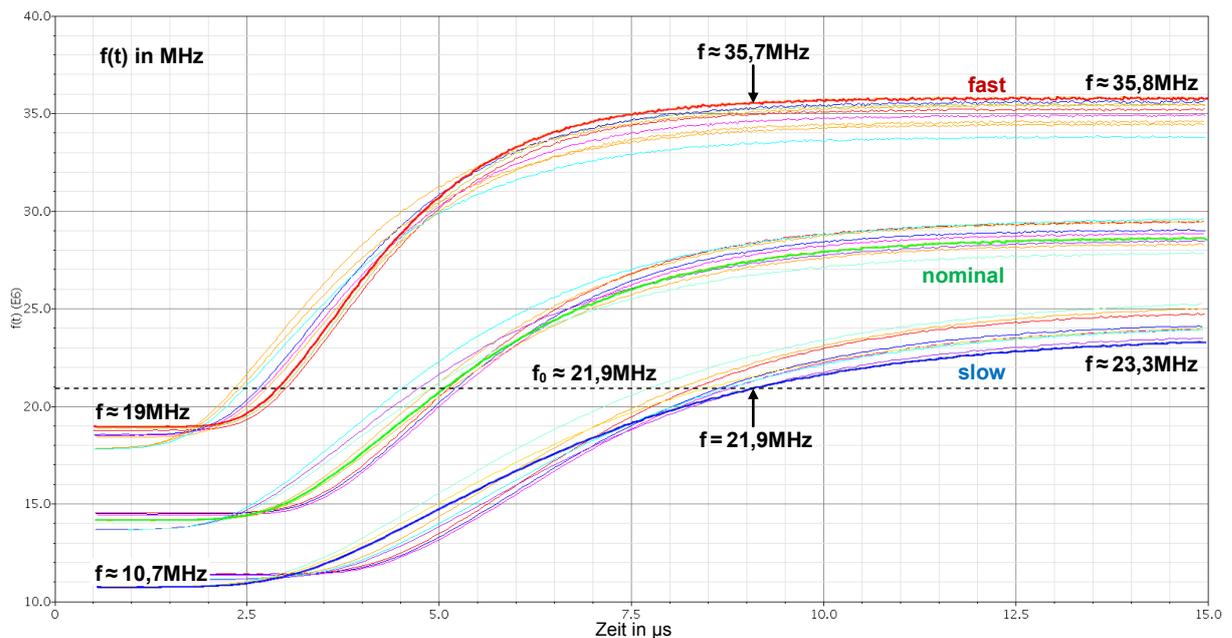


Abbildung 3.23: Simulierte Tuningkennlinie bei realer Rampenerzeugung
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5V\pm 10\%$, Temperaturbereich = $-40^{\circ}C$ bis $125^{\circ}C$, Simulation über alle Corner)

Das gesamte VCO-System inklusive der Tuningrampe, der internen Verteilung der Biasströme und der Umsetzung des Bandgap-Stromes in die Referenzspannung weist gemittelt über die VCO-Einschaltdauer einen Stromverbrauch um die $50\mu A$ auf. Die Schaltung trägt also wie gewünscht nur unwesentlich zum gesamten Verbrauch des Oszillatorsystems während des Starts bei.

Um die Auswirkungen von Mismatch in der Schaltung zu erfassen, wurde eine Monte-Carlo-Analyse mit 200 Durchläufen ausgeführt. Generell gilt, dass die Aussagekraft des Ergebnisses mit der Anzahl der Simulationsdurchläufe steigt. Um den tatsächlichen Worst-Case der Tuningkennlinie abzuschätzen, kann das Ergebnis der Monte-Carlo-Analyse zu den ermittelten Eckpunkten (Slow-Corner, Fast-Corner) der Corner-Simulation hinzugezählt werden.

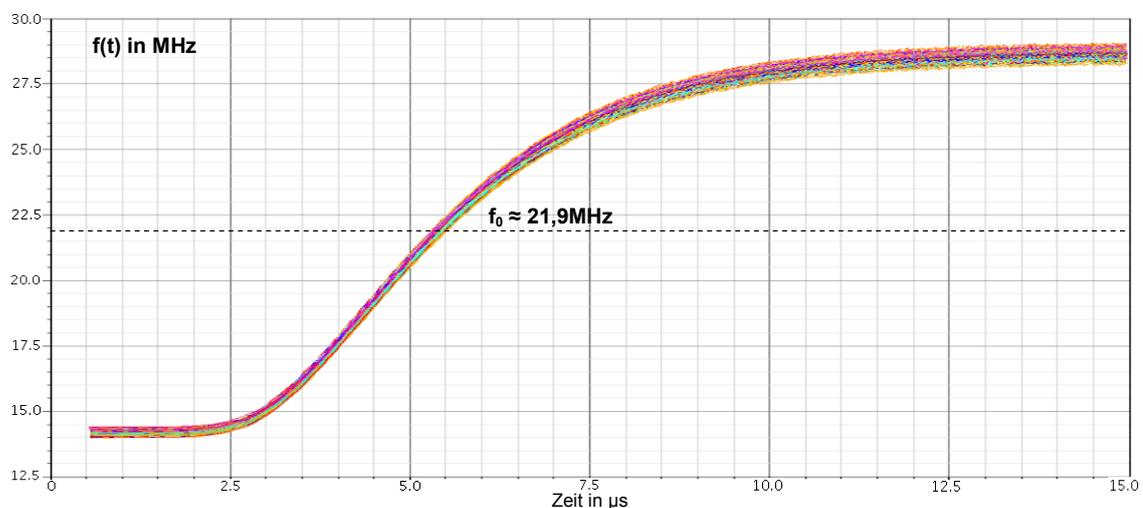


Abbildung 3.24: Monte-Carlo-Analyse der Tuningkennlinie bei realer Rampenerzeugung
(Betriebsbedingungen: $V_{DD}=1,5V$, Temperatur = $27^{\circ}C$, Monte-Carlo-Simulation nur mit Mismatch)

Durch die Kombination der beiden Simulationen werden die Auswirkungen von Mismatch und der PVT-Variationen erfasst. Der dominante Einfluss auf die Tuningkennlinie stammt von den Prozess-Cornern. Der Mismatch ist, wie auch in *Abbildung 3.24* ersichtlich, vernachlässigbar. Außerdem ist in der Spezifikation noch ausreichend Spielraum vorhanden.

Da also laut Simulation alle gestellten Anforderungen an den Low-Voltage-VCO ausreichend erfüllt werden, kann dieser in das Quarzoszillatorsystem integriert werden.

3.4 Gesamtsystem mit zusätzlichen Schaltungsteilen

Um den VCO funktionstüchtig in das Quarzoszillatorsystem einzugliedern, sind einige zusätzliche Erweiterungen erforderlich, welche in diesem Abschnitt angeführt werden. Den Abschluss des Kapitels bildet das Simulationsergebnis für den Startvorgang bei einer Anregung des Quarzes mit dem implementierten VCO. Dadurch wird der erreichte Beschleunigungsfaktor ersichtlich.

3.4.1 Aufbau

Der Aufbau des bestehenden Pierce-Oszillatorsystems wurde bereits ausreichend beschrieben. In *Abbildung 3.25* ist jene Systemkonfiguration dargestellt, mit der die besten Eigenschaften bezüglich der Startzeit erzielt wurden. Zusätzlich sind noch Ansätze angegeben, welche bei geeigneter Ausführung zu gleichwertigen Ergebnissen führen beziehungsweise eine weitere Verbesserung bringen können.

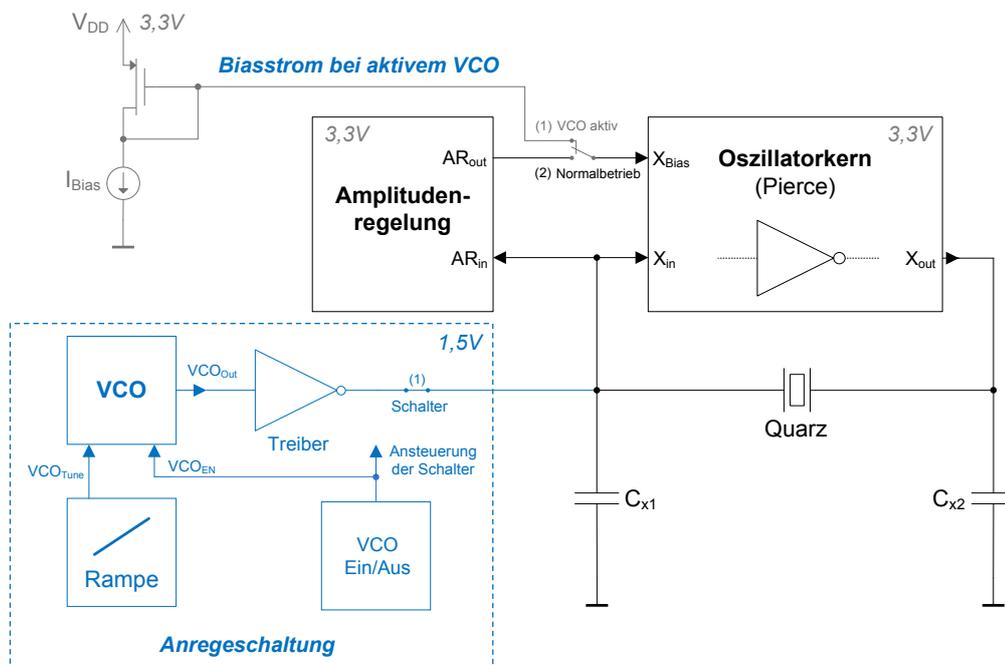


Abbildung 3.25: Vollständiges Oszillatorsystem mit Startbeschleunigung

Wesentlicher Bestandteil um die Startzeit zu verkürzen, ist die separate Anregeschaltung, welche für eine bestimmte Zeitdauer zugeschaltet wird. Wie bereits bei der Stimulation des Quarzes mit dem idealen VCO festgestellt wurde, befindet sich der beste Einspeisepunkt am Eingang X_{in} des Pierce-Oszillators. Dadurch kann ohne großen Aufwand ein um mehr als den Faktor 10 größerer Startstrom als bei einer Anregung am Ausgang X_{out} in den dynamischen Zweig des Quarzes gebracht werden. Eine eigene differentielle Signalführung ist nicht erforderlich, da dies wegen des Inverterverstärkers im Pierce-Oszillator ohnehin bereits der Fall ist. Das gewünschte Frequenzband des VCOs nach dem Timer-555-Prinzip wird mittels der Rampe, gebildet von einem Stromspiegel mit Ladekondensator, durchlaufen.

Zur Pufferung des Signals des VCOs wird ein Inverter mit großer Treiberstärke eingesetzt. Dadurch wird erreicht, dass der Ausgang des gesteuerten RC-Oszillators nahezu unbelastet bleibt und gleichzeitig ein großer Strom in den Quarz gebracht wird. Der einzelne Inverter kann auch durch eine Inverterkette ersetzt und das Signal somit schrittweise hochgepuffert werden. Da der VCO ein Rechtecksignal am Ausgang zur Verfügung stellt, wird auch die dritte Oberwelle des Quarzes geringfügig stimuliert. Dies ist allerdings unproblematisch, da die Schwingung auf Grund der geringeren Güte des dynamischen Zweiges der dritten Oberwelle nicht aufrechterhalten werden kann und somit wieder abklingt. Die Signaleinkopplung kann „hart“, das heißt ohne einen Koppelkondensator, erfolgen, da sich die Arbeitspunkte der Schaltung während des Startvorgangs ohnehin verändern. Ansonsten muss der Kapazitätswert ausreichend groß gewählt werden und der Kondensator nach dem Startvorgang auf jeden Fall weggeschaltet werden, da er die Stromaufnahme im eingeschwungenen Zustand erhöht.

Ein weiterer wichtiger Teil der Startschaltung ist die Abschaltung des VCOs beziehungsweise die Umschaltung des Betriebsmodus. Im realisierten Oszillatorsystem erfolgt dieser Vorgang nach einem fixen Zeitintervall. Da auf dem Chip keine definierte Zeitbasis wie zum Beispiel ein Zähler zu Verfügung steht, wird die gewünschte Zeitspanne von einer Kondensatorladerampe abgeleitet. Der zugeführte Strom sowie der Kapazitätswert bestimmen die Dauer bis der Kondensator einen bestimmten Spannungswert erreicht, welcher das Umschalten eines Schmitt-Triggers bewirkt. Eine konkrete Realisierungsmöglichkeit ist in *Abbildung 3.26* dargestellt.

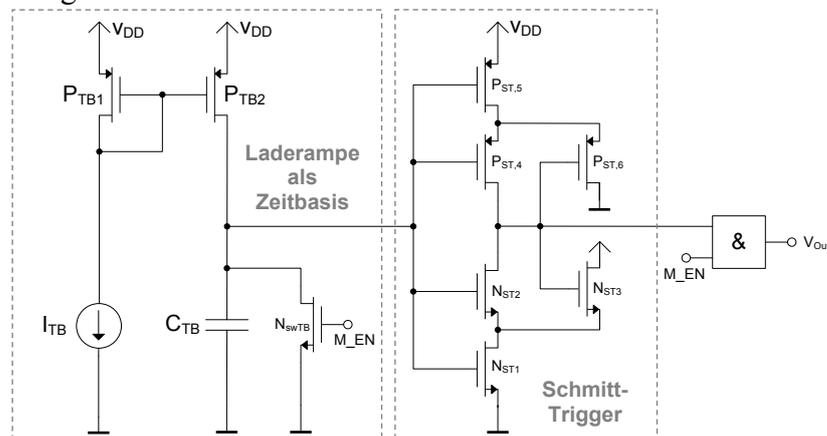


Abbildung 3.26: Abschaltung des VCOs

Der CMOS-Schmitt-Trigger und die Laderampe als Zeitbasis wurden dermaßen eingestellt, dass die Startschaltung nach einer Zeit von nominal $12,5\mu\text{s}$ abschaltet. Vorgesehen sind auch noch weitere unterschiedliche Abschaltzeiten, um eine bessere Anpassbarkeit der Schaltung zu erlauben. Die Dimensionierungsformeln für die Schaltpunkte eines Schmitt-Triggers und die daraus resultierende Hysterese können aus [C22] entnommen werden. Durch das übergeordnete Enable-Signal M_EN (Master-Enable) wird die Aktivität der automatischen Abschaltung gesteuert und in weiterer Folge auch die gesamte Anregeschaltung einbeziehungsweise ausgeschaltet. Solange das Eingangssignal des Schmitt-Triggers, welches der Ladespannung des Kondensators C_{TB} entspricht, einen Low-Pegel aufweist, sind die Transistoren P_{ST4} , P_{ST5} und N_{ST3} eingeschaltet. Der Ausgang des Triggers ist auf einem High-Pegel und die verbleibenden Transistoren des Schmitt-Triggers sind ausgeschaltet. Bei Zunahme der Eingangsspannung beginnt der Transistor N_{ST2} zu leiten und N_{ST3} zu sperren. Das positive Feedback bedingt, dass N_{ST2} immer weiter eingeschaltet wird bis zusätzlich N_{ST1} ein ist und der Ausgang zu null wird [C22]. Dadurch wird der VCO abgeschaltet und zusätzlich die Schalter dermaßen angesteuert, dass der Normalbetriebszustand des Oszillators eingenommen wird. Der Startvorgang wird nun vom ursprünglichen Oszillatorsystem mit Amplitudenregelung fortgesetzt bis sich der stabile Schwingungszustand einstellt.

Bei der Abschaltung nach einem festen Zeitintervall wird typischerweise nicht der optimale Zeitpunkt getroffen. Dieser liegt beim Höchstwert jenes Stromes, welcher im dynamischen Zweig durch die Anregung mittels des VCOs hervorgerufen wird. In der Realität kann dieser Strom nicht direkt erfasst werden, da er innerhalb des Quarzes auftritt. Daher ist die Erkennung des Maximalwertes während der Anregung nicht trivial und auf jeden Fall mit einem größeren Schaltungsaufwand verbunden.

Alle Schalter sind als Transmissionsgatter, kurz T-Gates, ausgeführt. Durch die Parallelschaltung eines NMOS-Transistors (Low-Side-Schalter) mit einem PMOS-Transistor (High-Side-Schalter) entsteht bei komplementärer Ansteuerung ein analoger Schalter über den gesamten Versorgungsspannungsbereich. Die *Abbildung 3.27* zeigt den Aufbau eines Transmissionsgatters.

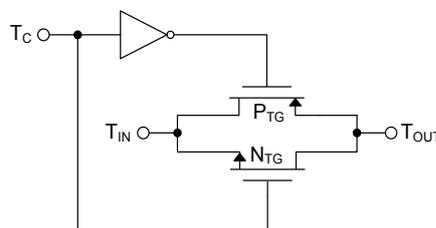


Abbildung 3.27: Transmissionsgatter

Das Signal wird zwischen den beiden Anschlüssen T_{IN} und T_{OUT} durchgeschaltet oder getrennt. Die Steuerung des Schalters erfolgt über den Eingang T_C , dessen Signal mit entgegengesetzter Polarität auf die Gates der Transistoren gelangt. Die Substratanschlüsse der Transistoren sind mit den jeweils erforderlichen Versorgungsgrenzen (NMOS: GND,

PMOS: V_{DD}) verbunden, damit die Diode zwischen dem Substrat- und Kanalanschluss nicht leitend werden kann [A4].

Damit die Anregeschaltung wie auch gewünscht vom Inverterverstärker im Pierce-Oszillatorkern unterstützt wird, muss die Wirkung der Amplitudenregelung während der Stimulation des Quarzes unterdrückt werden. Für mehr Flexibilität bei der Wahl des Biasstromes für den Oszillatorkern wird dieser über einen eigenen Stromspiegel eingespeist. Der Stromspiegel ist lediglich während der Anregungsphase aktiv und wird, um etwas Strom zu sparen, mit einem großen Übersetzungsverhältnis ausgeführt. Für eine effektive Stimulation des Quarzes ohne jedoch den Stromverbrauch deutlich zu vergrößern, ist es empfehlenswert einen Biasstrom von 1mA bis 1,5mA in den Pierce-Oszillator zu liefern. Anhand der durchgeführten Simulation wurde festgestellt, dass der Startvorgang schneller erfolgt, wenn die Amplitudenregelung nicht vollständig abgeschaltet wird. Der Eingang der Regelung erfasst somit das Oszillatorsignal, wobei jedoch von der Amplitudenregelung kein Biasstrom in den Pierce-Kern geliefert wird. Eine weitere denkbare Variante zur Einprägung des erforderlichen Stromes für die Arbeitspunkte des Oszillators ist es den zusätzlichen Stromspiegel wegzulassen und stattdessen den Eingang der Amplitudenregelung auf Masse zu schalten. Die Regelung liefert ihren größtmöglichen Startstrom. Falls der zur Verfügung gestellte Strom nicht ausreichend ist, muss das Übersetzungsverhältnis in den Oszillator angepasst werden.

Weitere im Blockschaltbild nicht dargestellte Elemente der Schaltung auf welche auch nicht näher eingegangen wird, sind die zur Verfügung gestellte Bandgap-Referenz sowie diverse digitale Schalter, welche zur Unterbrechung der Biasstromzuführung bei Nichtverwendung der Komponenten dienen.

Somit sind alle erforderlichen Bestandteile der Startschaltung bekannt und der mit dieser Struktur erzielbare Beschleunigungsfaktor kann durch eine Simulation ermittelt werden.

3.4.2 Erzielter Beschleunigungsfaktor

Anhand der Simulation des Startverhaltens kann ungefähr abgeschätzt werden, welcher Beschleunigungsfaktor ohne jegliche Trimmung erwartet werden darf. Die tatsächliche Startzeit und der resultierende Beschleunigungsfaktor können jedoch lediglich aus einer Messung beziehungsweise einer Messreihe gewonnen werden. In *Abbildung 3.28* ist der Startvorgang bei Verwendung der beschriebenen Anregeschaltung dargestellt. Das Oszillatorsystem wird nach $1\mu\text{s}$ eingeschaltet. Der VCO wird bei seiner nominalen Betriebsspannung von 1,5V und das restliche Oszillatorsystem bei 3,3V betrieben.

Um eine zusätzliche Verbesserung zu erzielen, wurde das Stromübersetzungsverhältnis in den Oszillatorkern vergrößert. Dadurch erhöht sich zwar der Stromendwert im dynamischen Zweig, aber die Startzeit beziehungsweise das Startverhalten kann dennoch verbessert werden. Der bei aktiver Amplitudenregelung gelieferte Strom ermöglicht nun einen

größeren negativen Widerstand und man gewinnt den zusätzlichen Vorteil, dass auf Grund des geringeren Unterschiedes zwischen dem vom separaten Stromspiegel eingeprägten Biasstrom und dem Startstrom der Amplitudenregelung das Umschalten zwischen den Betriebsmodi besser erfolgt. Der Arbeitspunkt verändert sich dabei deutlich weniger und der Startvorgang wird somit schneller fortgesetzt.

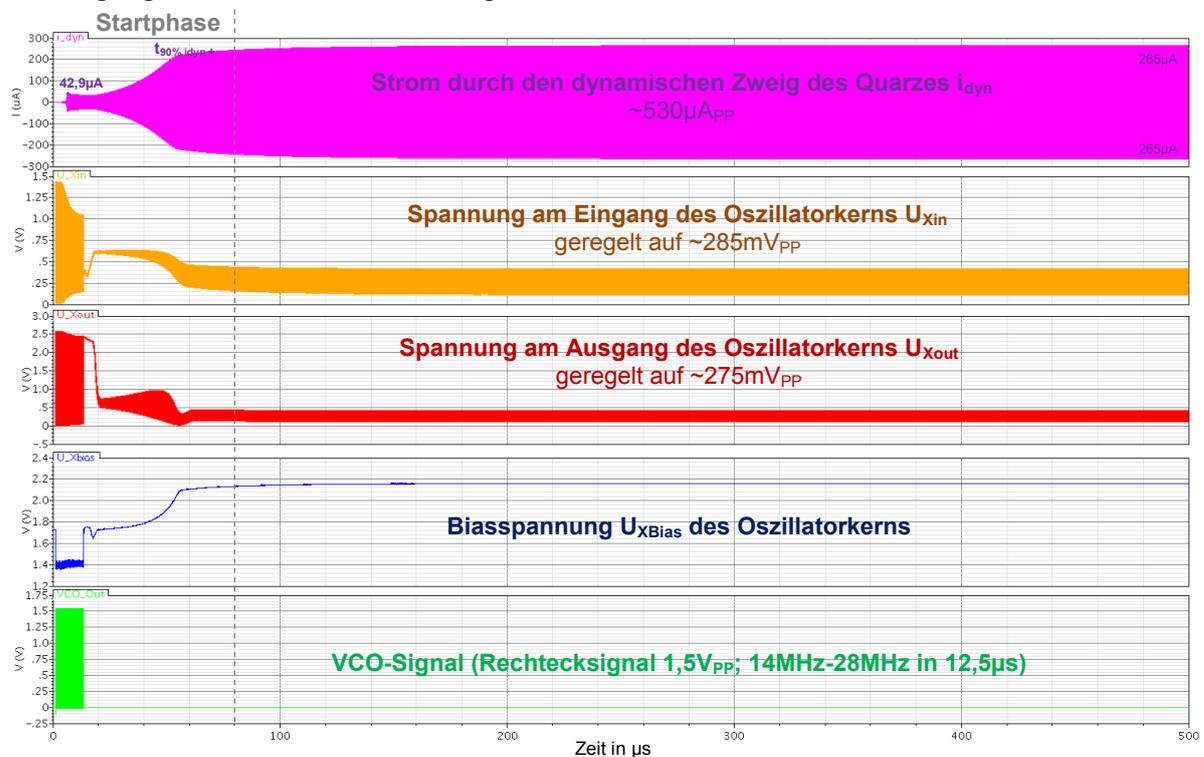


Abbildung 3.28: Simulation des Startverhaltens mit der implementierten Startbeschleunigung (Betriebsbedingung: $T=27^{\circ}\text{C}$, Nominalwerte der Bauteile; $C_{x1} = C_{x2} = 10\text{pF}$)

Die Anregeschaltung ist für $12,5\mu\text{s}$ aktiv und kann einen Anfangsstrom von $I_0=42,9\mu\text{A}$ in den dynamischen Zweig des Quarzes liefern. Bereits anhand dieses Wertes kann der Beschleunigungsfaktor mittels der *Formel 2.33* abgeschätzt werden. So kann die Startzeit im Vergleich zu einem normalerweise rein durch Rauschen nicht erreichbaren Anfangsstrom von $1\mu\text{A}$ um den Faktor 3,1 gesteigert werden.

Die relevanten Signale im eingeschwungenen Zustand der Schaltung bleiben durch die Anregeschaltung und die zusätzliche Modifikation nahezu unverändert. Der von der Schaltung im stationären Schwingungszustand aufgenommene Strom liegt in etwa bei $11\mu\text{A}$. Die dargestellte Biasspannung U_{XBias} des Oszillatorkerns ermöglicht es das Einsetzen der Amplitudenregelung besonders gut zu erfassen. Das Signal ist proportional zur Stromaufnahme des Oszillatorkerns. Während der Anregung des Oszillators mittels des VCOs liegt der zusammengezählte Stromverbrauch der Schaltung im Mittel bei $1,5\text{mA}$ (nicht aus *Abbildung 3.28* ersichtlich).

Durch die nicht getrimmte Anlaufbeschleunigung kann in der Simulation eine Startzeit $t_{90\%,i_{\text{dyn}}}$ von ungefähr $71\mu\text{s}$ erreicht werden. Dies entspricht einem Beschleunigungsfaktor des ursprünglichen Systems von mehr als 4, was eine erhebliche Verbesserung bedeutet.

Über die Corner betrachtet und bei einer gleichzeitigen Veränderung der Temperatur beziehungsweise der Versorgungsspannungen innerhalb der Spezifikation beträgt der Worst-Case für die Startzeit in etwa $80,5\mu\text{s}$, was gleichbedeutend mit einem Beschleunigungsfaktor von ungefähr 3,7 ist. Die PVT-Variation hat keinen besonders großen Einfluss auf die Schaltung, da sich der Endwert des Stromes im dynamischen Zweig als auch die Einschaltdauer des VCOs und damit der Anfangsstrom mitverändern. Im Endeffekt weichen dadurch die Ergebnisse für die Startzeit weniger stark voneinander ab.

Die vorgestellte Art der Anregung des Quarzes bei seiner Resonanzfrequenz erweist sich also anhand der Simulationsdaten als eine besonders wirksame und auch robuste Lösung.

4. Schlussfolgerung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die wichtigsten Eigenschaften und Anforderungen für einen stromsparenden und hochgenauen High-Performance-Oszillator gezeigt und untersucht.

Weiters wurde ein vielversprechender Ansatz zur Verbesserung des Startverhaltens umgesetzt. Die angewandte Startbeschleunigung überzeugt unter anderem durch ihre Robustheit, den relativ geringen Schaltungsaufwand und die klare Struktur der erforderlichen Systemkomponenten. In der Simulation können die erwarteten Ziele, sprich eine wesentliche Beschleunigung des Startvorgangs, für einen Pierce-Oszillator erfüllt werden. Die tatsächliche Leistungsfähigkeit des Systems ist, wie bereits erwähnt, aber nur durch Messungen feststellbar. Dadurch wird auch ersichtlich inwieweit die Simulationsergebnisse für den startbeschleunigten Quarzoszillator mit den Messwerten übereinstimmen.

Falls die Ergebnisse ausreichend sind, müssen keine weiteren Maßnahmen getroffen werden. Ansonsten empfiehlt es sich zunächst durch Trimmung das erforderliche Frequenzband des VCOs zu verkleinern. Dadurch wird der Startstrom im dynamischen Zweig weiter erhöht. Optimalerweise ist sogar der Einfluss des negativen Widerstandes auf die Startzeit vernachlässigbar, wobei aber natürlich ein gewisser Minimalwert für den negativen Widerstand erforderlich ist, um ein sicheres Anschwingen zu ermöglichen.

Wird eine weitere Verkürzung der Startzeit angestrebt, kann dies in nennenswerter Weise lediglich durch die Kombination einer mehrstufigen Oszillatorstruktur mit einer Anregeschaltung erfolgen. Der mehrstufige Oszillator besitzt einen zusätzlichen Freiheitsgrad zur Vergrößerung des negativen Widerstandes und die Stimulation des Quarzes bei seiner Resonanzfrequenz erhöht den Anfangsstrom im dynamischen Zweig. Allerdings gilt es den zusätzlichen Aufwand und die optimale Abstimmung der beiden Systemkomponenten zu berücksichtigen.

Ist aber mit dem in dieser Arbeit implementierten System wie simuliert ein Beschleunigungsfaktor von 3 bis 4 erzielbar, müssen keine zusätzlichen Modifikationen durchgeführt werden. Die gesamte Oszillatorschaltung kann zu einer merkbaren Energieersparnis und zu einer Verkürzung der Reaktionszeit des Systems beitragen.

5. Literaturverzeichnis / Quellenangabe

- [A1] B. Neubig, W. Briese, *“Das große Quarzkochbuch”*, Franzis-Verlag, 1997
- [A2] E. Vittoz, *“Low-Power Crystal and MEMS Oscillators: The Experience of Watch Developments”*, Series: Integrated Circuits and Systems, Springer, 1st Edition, 2010
- [A3] E. Vittoz, *“Low-Power High Precision Crystal Oscillators”* CSEM, 2001
- [A4] H. Hartl, E. Krasser, G. Winkler, W. Pribyl, P. Söser, *“Elektronische Schaltungstechnik”*, Pearson Studium, 1. Auflage, 2008
- [A5] A. Brückler, *“Crystal Oscillator Fundamentals”*, Infineon-Schulungsunterlagen, 2004
- [A6] W. M. Sansen, *“Analog Design Essentials”*, Series: The Springer International Series in Engineering and Computer Science, Springer, 2006
- [A7] M. Flatscher, *“A Bulk Acoustic Wave Based Ultra Low-Power Transmitter”*, Dissertation, Institut für Elektronik, Technische Universität Graz, 2011
- [A8] B. Razavi, *“Design of Analog CMOS Integrated Circuits”*, Series: Electrical Engineering, McGraw-Hill, International Edition, 2001
- [A9] J. R. Vig, *“Quartz Crystal Resonators and Oscillators for Frequency Control and Timing Applications – A Tutorial”*, US Army Communications-Electronics Research, Development & Engineering Center Fort Monmouth, USA, 2004
- [A10] U. Tietze, C. Schenk, E. Gamm, *“Halbleiter-Schaltungstechnik”*, Springer, 13. Auflage, 2010
- [A11] E. Böhmer *“Elemente der angewandten Elektronik – Kompendium für Ausbildung und Beruf”*, Vieweg-Verlag, 12. Auflage, 2000
- [A12] R. Schledz, *“Low Frequency Oscillator for 58nm Standard Library”*, Qimonda/ Infineon-Schulungsunterlagen, 2006
- [A13] P. Allen, D. Holberg, *“CMOS Analog Circuit Design”*, Oxford University Press, 2nd Edition, 2002
- [B1] E. Vittoz, M. Degrauwe, *“High-Performance Crystal Oscillator Circuits: Theory and Application”*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 23, No. 3, pp. 774-783, 1988
- [B2] J. Tan, K. A. Ng, Y. P. Xu, *“An Integrated Low Power One-Pin Crystal Oscillator”*, IEEE Asia Pacific Conference on Circuits and Systems, APCCAS 2008, pp. 1352-1355, 2008
- [B3] N. M. Nguyen, R. G. Meyer, *“Start-Up and Frequency Stability in High-Frequency Oscillators”*, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 27, No. 5, pp. 810-820, 1992
- [B4] G. Gonzalez, *“Foundations of Oscillator Circuit Design”*, Artech House Inc., 2007

- [B5] V. Singh, “*Discussion on Barkhausen and Nyquist Stability Criteria*”, Analog Integrated Circuits and Signal Processing, Vol. 62, No. 3, pp. 327-332, Springer, 2010
- [B6] E. Nordholt, C. Boon, “*Single-Pin Integrated Crystal Oscillators*”, IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol. 37, No. 2, pp. 175-182, 1990
- [B7] A. Rusznyak, “*Start-Up Time of CMOS Oscillators*”, IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol. 34, No. 3, pp. 259-268, 1987
- [B8] W. Thommen, “*An Improved Low Power Crystal Oscillator*”, Proceedings of the 25th European Solid-State Circuits Conference, ESSCIRC '99, pp. 146-149, 1999
- [B9] J. T. Santos, R. G. Meyer, “*A One-Pin Crystal Oscillator for VLSI circuits*”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 19, No. 2, pp. 228-236, 1984
- [B10] R. Cerda, “*Pierce-Gate Crystal Oscillator, An Introduction*”, Microwave Product Digest Magazine, 2008
- [B11] D. Aebischer, H. Oguey, V. Von Kaenel, “*A 2.1-MHz Crystal Oscillator Time Base with a Current Consumption under 500nA*”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 32, No. 7, pp. 999-1005, 1997
- [B12] E. Vittoz, J. Fellrath, “*CMOS Analog Integrated Circuits Based on Weak Inversion Operation*”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 12, No. 3, pp. 224-231, 1977
- [B13] A. M. Scalpi, “*Crystal Oscillator Design and Negative Resistance*”, Cypress Semiconductors, analogZONE, 2008
- [B14] A. V. Grebennikov, “*Stability of Negative Resistance Oscillator Circuits*”, International Journal of Electrical Engineering Education, Vol. 36, pp. 242-254, Manchester University Press, 1999
- [B15] J. Q. Lu, Y. Tsuzuki, “*Analysis of Start-Up Characteristics of Crystal Oscillators*”, Proceedings of the 45th Annual Symposium on Frequency Control, pp. 360-363, 1991
- [B16] Y. Tsuzuki, T. Adachi, J. W. Zhang, “*Fast Start-Up Crystal Oscillator Circuits*”, Proceedings of the 49th IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 565-568, 1995
- [B17] Z. Xianwen, W. Zhigong, X. Jian, T. Lu, “*A Fast Start-Up, Low-Power Differential Crystal Oscillator for DRM/DAB Receiver*”, 12th IEEE International Conference on Communication Technology (ICCT), pp. 1027-1030, 2010
- [B18] A. Brückler, A. Dollinger, “*Crystal Oscillator Start-Up Accelerator*”, The IP.com Journal, Vol. 3, No. 10, 2003
- [B19] S. A. Blanchard, “*Quick Start Crystal Oscillator Circuit*”, Proceedings of the 15th Biennial University/Government/Industry Microelectronics Symposium, pp. 78-81, 2003
- [B20] S. M. Yoon, N. J. Cho, K. Kanazawa “*Analyzing Spur-Distorted Impedance Spectra for the QCM*”, Journal of Sensors, Vol. 2009, Article ID 259746, 2009

- [B21] B. J. Song, H. Kim, Y. Choi, W. Kim, “*A 50% Power Reduction Scheme for CMOS Relaxation Oscillator*”, The First IEEE Asia Pacific Conference on ASICs, AP-ASIC '99, pp. 154-157, 1999
- [C1] H. Barkhausen, “*Lehrbuch der Elektronen-Röhren und ihrer technischen Anwendungen*”, 3. Band: Rückkopplung, Hirzel Verlag Leipzig, 1935
- [C2] E. M. Cherry, D. E. Hooper, “*Amplifying Devices and Low-Pass Amplifier Design*”, Wiley, New York, 1968
- [C3] G. Reinhold, R. Cerda, “*Temperaturkompensierte Quarzoszillatoren: TCXO ist nicht gleich TCXO*”, Design & Elektronik, pp. 44-46, 2009
- [C4] M. Horn, N. Dourdoumas, “*Regelungstechnik*”, Pearson Studium, 2004
- [C5] M. E. Frerking, “*Crystal Oscillator Design and Temperature Compensation*”, Van Nostrand Reinhold Company, 1978
- [C6] A. Niknejad, “*Crystal Oscillators (XTAL)*” Lecture Notes: Integrated Circuits for Communication, University of California, Berkeley, 2009
- [C7] E. Lingstaedt, “*Verstärkerschaltung*”, Deutsches Patent DE 3737 862 C2, 1987
- [C8] K. Wessendorf, “*Triple Inverter Pierce Oscillator Circuit Suitable for CMOS*”, US Patent 7183868, 2004
- [C9] A. Lee, “*Sleeping Crystals and DLD (Drive Level Dependency)*”, <http://www.HongKongCrystal.com>, Hong Kong X'tals Limited, 2000
- [C10] W. F. Egan, “*Frequency Synthesis by Phase Lock*”, John Wiley & Sons, 2nd Edition, 1999
- [C11] K. Ouyang, K. Lofgren, G. Shearer, “*Crystal Oscillator Circuit for Fast Reliable Start-Up*”, US Patent 4704587, 1986
- [C12] R. Yin, “*Low Current Crystal Oscillator with Fast Start-Up Time*”, US Patent 5805027, 1996
- [C13] V. Christ, “*Fast Starting Circuit for Crystal Oscillators*”, US Patent 7554414, 2006
- [C14] P. E. Allen, “*Lecture 100 - Voltage-Controlled Oscillators*”, Short Course Notes: CMOS Phase Locked Loops, <http://www.aicdesign.org>, 2003
- [C15] D. Draxelmayr, “*Analog Integrated Circuit Design*”, Lecture Notes, 2007
- [C16] H. Shizhen, L. Wei, W. Yutong, Z. Li, “*Design of a Voltage-Controlled Ring Oscillator based on MOS Capacitance*”, Proceedings of the International Multi Conference of Engineers and Computer Scientists, Vol. 2, pp. 1526-1528, 2009
- [C17] X. Zhao, R. Chebli, M. Sawan “*A Wide Tuning Range Voltage-Controlled Ring Oscillator Dedicated to Ultrasound Transmitter*”, Proceedings of the 16th International Conference on Microelectronics, pp. 313-316, 2004

- [C18] P. Gray, P. Hurst, S. Lewis, R. G. Meyer, *“Analysis and Design of Analog Integrated Circuits”*, John Wiley & Sons, 4th Edition, 2001
- [C19] I. G. Finvers, I. M. Filanovsky, *“Analysis of a Source-Coupled CMOS Multivibrator”*, IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol. 35, No. 9, pp. 1182-1185, 1988
- [C20] A. Buonomo, A. Lo Schiavo, *“Analysis of Emitter (Source)-Coupled Multivibrators”*, IEEE Transactions on Circuits and Systems Part I: Regular Papers, Vol. 53, No. 6, pp. 1193-1202, 2006
- [C21] M. Auer, *“Analog Integrated Circuit Design and Simulation II”*, Lecture Notes, 2010
- [C22] P. E. Allen, *“Chapter 8 - Comparators”*, Short Course Notes: CMOS Analog Circuit Design, <http://www.aicdesign.org>, 2006
- [D1] *“Datasheet: TDA 5240 SmartLEWIS™ RX+ Wireless Receiver”*, <http://www.infineon.com>, Infineon Technologies AG, 2010
- [D2] *“Datasheet: TDA 5250 D2 ASK/FSK 868MHz Wireless Transceiver”*, <http://www.infineon.com>, Infineon Technologies AG, 2007
- [D3] *“Postervorlage: TPMS CoC IFAT”*, Infineon Technologies AG, 2011
- [D4] *“Application Note 670: Oscillator Selection for ST62”*, <http://www.st.com>, STMicroelectronics, 2008
- [D5] *“Application Note 400: A Study of the Crystal Oscillator for CMOS-COPST™”*, <http://www.national.com>, National Semiconductor, 1986
- [D6] *“Application Note 2049: Some Characteristics and Design Notes for Crystal Feedback Oscillators”*, <http://www.freescale.com>, Freescale Semiconductor Inc., 2004
- [D7] M. Haque, E. Cox, *“Application Report: Use of the CMOS Unbuffered Inverter in Oscillator Circuits”*, <http://www.ti.com>, Texas Instruments Inc., 2004
- [E1] J. Wilson, *“Sensor Technology Handbook”*, Elsevier: Newnes, 2005
- [E2] R. Verdone, D. Dardari, G. Mazzini, A. Conti, *“Wireless Sensor and Actuator Networks - Technologies, Analysis, and Design”*, Academic Press, 1st Edition, 2007
- [E3] *“IEEE Standard for Information Technology-Telecommunications and Information Exchange between Systems-Local and Metropolitan Area Networks-Specific Requirements Part 15.4: Wireless Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications for Low-Rate Wireless Personal Area Networks (WPANs) Amendment 3: Alternative Physical Layer Extension to Support the Japanese 950 MHz bands”*, IEEE Std. 802.15.4d-2009 (Amendment to IEEE Std. 802.15.4-2006), pp. c1-27, 2009
- [E4] *“Application Note: EFM32 Oscillator Design Considerations”*, <http://www.energymicro.com>, Energy Micro AS, 2011
- [E5] A. Wang, B. Calhoun, A. Chandrakasan, *“Sub-Threshold Design for Ultra Low-Power Systems”*, Series: Integrated Circuits and Systems, Springer, 2006

6. Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 1.1:</i> Typisches TPMS-System	2
<i>Abbildung 2.1:</i> Einfaches Ersatzschaltbild des Quarzes	5
<i>Abbildung 2.2:</i> Bodediagramm eines Quarzes	7
<i>Abbildung 2.3:</i> Quarz mit Serienlast und mit Parallellast	8
<i>Abbildung 2.4:</i> Erweitertes Quarzersatzschaltbild	10
<i>Abbildung 2.5:</i> Generelle Darstellung eines Oszillators	12
<i>Abbildung 2.6:</i> Allgemeines Rückkopplungsmodell.....	12
<i>Abbildung 2.7:</i> Lage der Polstellen und zugehöriges Verhalten im Zeitbereich.....	14
<i>Abbildung 2.8:</i> Negativ-Impedanz-Modell bzw. Negativ-Admittanz-Modell	15
<i>Abbildung 2.9:</i> Oszillatorhauptgruppen	17
<i>Abbildung 2.10:</i> Prinzipieller Aufbau von Ein-Transistoroszillatoren.....	19
<i>Abbildung 2.11:</i> Drei-Punkt-Oszillator und Kleinsignalardarstellung	20
<i>Abbildung 2.12:</i> Widerstandsortskurve des Drei-Punkt-Oszillators in der kompl. Ebene.....	22
<i>Abbildung 2.13:</i> Verlustloser Drei-Punkt-Oszillator in der komplexen Ebene.....	23
<i>Abbildung 2.14:</i> Ein-Transistoroszillatoren inklusive Biasing	24
<i>Abbildung 2.15:</i> Prinzipien für zweistufige Oszillatoren	25
<i>Abbildung 2.16:</i> Zweistufiger NIC-Oszillator	27
<i>Abbildung 2.17:</i> Ersatzschaltbild des NIC-Oszillators und Umrechnung.....	28
<i>Abbildung 2.18:</i> CMOS-Grundvariante des Pierce-Oszillators	30
<i>Abbildung 2.19:</i> Idealisieretes Rückkopplungsnetzwerk des Pierce-Oszillators	31
<i>Abbildung 2.20:</i> Bodediagramm der offenen Schleife für den Pierce-Oszillator.....	32
<i>Abbildung 2.21:</i> Pierce-Oszillator mit geregelterm Strom	34
<i>Abbildung 2.22:</i> Vorteil der Stromregelung.....	35
<i>Abbildung 2.23:</i> Amplitudenregelung in Weak Inversion.....	36
<i>Abbildung 2.24:</i> Amplitudenregelung mittels eines eigenen Hüllkurvendetektors.....	37
<i>Abbildung 2.25:</i> Praktische Realisierung des Pierce-Oszillators mit Amplitudenregelung.....	38
<i>Abbildung 2.26:</i> Pierce-Oszillator mit modifizierter Arbeitspunkteinstellung	39
<i>Abbildung 2.27:</i> CMOS-Pierce-Oszillator für Low-Voltage-Anwendungen.....	40
<i>Abbildung 2.28:</i> Prinzipieller Stromverlauf im dyn. Zweig beim Startvorgang	41
<i>Abbildung 2.29:</i> Negativ-Impedanz-Modell zur Herleitung der Zeitkonstante τ	43
<i>Abbildung 2.30:</i> Veränderung der Zeitkonstante während des Startvorgangs	45
<i>Abbildung 2.31:</i> Optimaler Startpunkt für den Pierce-Oszillator.....	47
<i>Abbildung 2.32:</i> Abhängigkeit des negativen Widerstandes von g_m bzw. von C_x	48
<i>Abbildung 2.33:</i> Oszillatorsystem mit Anlaufbeschl. mittels kalibrierten Ringoszillators	50
<i>Abbildung 2.34:</i> Oszillatorsystem als Teil einer PLL mit Anlaufbeschleunigung.....	51

<i>Abbildung 2.35:</i> Aufteilung der Kapazitäten für eine schnellere Arbeitspunkteinstellung.....	53
<i>Abbildung 2.36:</i> Verwendung einer mehrstufigen Oszillatortopologie während des Starts	54
<i>Abbildung 3.1:</i> Blockschaltbild des bestehenden Oszillatorsystems.....	56
<i>Abbildung 3.2:</i> Simulationsschaltung für das bestehende Oszillatorsystem.....	58
<i>Abbildung 3.3:</i> Simulation des Startvorgangs	59
<i>Abbildung 3.4:</i> Simulation des negativen Widerstandes	62
<i>Abbildung 3.5:</i> Simulationsergebnisse für den negativen Widerstand.....	63
<i>Abbildung 3.6:</i> Konzept zur Startbeschleunigung.....	67
<i>Abbildung 3.7:</i> Simulation mit idealem VCO zur Anregung	69
<i>Abbildung 3.8:</i> Strom durch den dyn. Zweig bei Anregung mittels eines idealen VCOs.....	70
<i>Abbildung 3.9:</i> Begriffserklärung für einen VCO	72
<i>Abbildung 3.10:</i> Grundvariante für den source-gekoppelten Multivibrator.....	73
<i>Abbildung 3.11:</i> Implementierung des source-gekoppelten Multivibrators.....	75
<i>Abbildung 3.12:</i> Simulierte Signalverläufe beim source-gekoppelten Multivibrator	76
<i>Abbildung 3.13:</i> RC-Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip	78
<i>Abbildung 3.14:</i> Low-Voltage-Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip	80
<i>Abbildung 3.15:</i> Stromgesteuerter Oszillator nach dem Timer-555-Prinzip.....	81
<i>Abbildung 3.16:</i> Simple-OTA-Komparator mit zwei Kanälen	84
<i>Abbildung 3.17:</i> Zeitliche Verzögerungen im VCO-System bei ~21,9MHz	87
<i>Abbildung 3.18:</i> Innenschaltung der CMOS-NAND-Gatter bei positiver Logik.....	88
<i>Abbildung 3.19:</i> Simulierte Signalverläufe des impl. VCO-Systems bei ~21,9MHz	89
<i>Abbildung 3.20:</i> Simulierte Tuningkennlinie bei idealer Stromrampe.....	90
<i>Abbildung 3.21:</i> Simulierte Tuningkennlinie bei idealen Strömen, Ladekap. & V_{Ref}	91
<i>Abbildung 3.22:</i> Erzeugung der Tuningrampe	92
<i>Abbildung 3.23:</i> Simulierte Tuningkennlinie bei realer Rampenerzeugung	93
<i>Abbildung 3.24:</i> Monte-Carlo-Analyse der Tuningkennlinie bei realer Rampenerzeugung....	93
<i>Abbildung 3.25:</i> Vollständiges Oszillatorsystem mit Startbeschleunigung	94
<i>Abbildung 3.26:</i> Abschaltung des VCOs.....	95
<i>Abbildung 3.27:</i> Transmissionsgatter	96
<i>Abbildung 3.28:</i> Simulation des Startverhaltens mit der impl. Startbeschleunigung.....	98