

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
vorgelegt von

Andreas Weigel

aus Schemonaicha (Kasachstan)

2011

Aufbau und Charakterisierung von
Axialfrequenzverstärkern für das
PENTATRAP-Experiment

Diese Bachelorarbeit wurde ausgeführt von
Andreas Weigel
am Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Klaus Blaum

Aufbau und Charakterisierung von Axialfrequenzverstärkern für das PENTATRAP-Experiment

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg befindet sich derzeit das PENTATRAP-Projekt in der Aufbauphase. Das Experiment soll durch den Einsatz von fünf Penning-Fallen Massenmessungen an einzelnen langlebigen Ionen mit Genauigkeiten von $\frac{\delta m}{m} \leq 10^{-11}$ ermöglichen. Eine der daraus resultierenden zahlreichen Anwendungen ist beispielsweise die Bestimmung von Bindungsenergien aus Massendifferenzen hochgeladener Ionen, wodurch sich die Quantenelektrodynamik im Bereich starker Felder überprüfen lässt. Die Masse eines geladenen Teilchens kann durch die Messung der unterschiedlichen Eigenfrequenzen mit denen das Teilchen in einer Penning-Falle oszilliert bestimmt werden. Der Nachweis erfolgt über die Detektion von Spiegelströmen, die das Teilchen in den Fallenelektroden induziert. Die bei der Messung der sog. Axialfrequenz auftretenden Spiegelströme liegen typischerweise im Bereich von einigen fA, weshalb es einer sehr rauscharmen Detektionselektronik bedarf. Gegenstand dieser Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung von vier Verstärkern mit integrierten Abwärtsmischern, die zur Nachverstärkung sowie Herabsetzung der Frequenz der axialen Schwingungssignale dienen werden.

Setup and characterization of axial frequency amplifiers for the PENTATRAP-experiment

The PENTATRAP-project is presently being set up at the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg. Using five Penning traps the experiment will enable mass measurements on single long-lived ions with a precision of $\frac{\delta m}{m} \leq 10^{-11}$. One of the numerous applications resulting from this is the determination of binding energies from mass-differences of highly charged ions, which will probe quantum electrodynamics in the regime of strong fields. The mass of a charged particle can be determined by measuring the various eigenfrequencies of the oscillating particle in the Penning trap. They are detected via image currents which are induced in the trap electrodes by the particle. The image currents occurring during the measurement of what is known as axial frequencies typically amount to approximately a few fA. Hence, low-noise detection electronics must be used. The subject of this thesis is the setup and characterization of four axial frequency amplifiers with integrated down converters. These will allow for post-amplification and frequency down conversion of the axial signal.

Erklärung:

Ich versicher, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Massenspektrometrie mit der Penning-Falle	3
2.2	Detektionsprinzip	5
2.3	Der elektronische Frequenzmischer	8
3	Der Abwärtsmischer AF-DC-c	11
3.1	Überblick	11
3.2	Passive Polyphasenfilter	13
4	Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c	16
4.1	Bestimmung der Seitenbandunterdrückung	16
4.2	Vermessung des Vorverstärkers	20
5	Zusammenfassung und Ausblick	24

1 Einleitung

Eine unmittelbare Konsequenz der aus der relativistischen Physik abgeleiteten Äquivalenz von Masse und Energie ist der sogenannte Massendefekt. Darunter versteht man die Eigenschaft, dass die Masse eines Teilchens nicht der Summe der Massen seiner Bestandteile entspricht, sondern genau um deren Bindungsenergie $\Delta m = \frac{E_B}{c^2}$ reduziert ist. Die Bestimmung der Masse stellt somit ein wichtiges Instrument für die Erforschung der atomaren und nuklearen Struktur dar. Beispielsweise erlauben Massenmessungen hochgeladener Ionen einen Test der Quantenelektrodynamik (QED) im Bereich extrem starker Felder [1]. Auch in anderen Bereichen des Standardmodells sind Massenmessungen von Relevanz. So gestattet der Vergleich der Masse eines Teilchens mit der seines Antiteilchens eine Überprüfung des von Wolfgang Pauli aufgestellten CPT¹-Invarianz-Theorems [2]. Die für solche Experimente erforderliche Genauigkeit der Massenbestimmung liegt zum Teil unter 0.01 ppb [1].

Im Bereich der Präzisions-Massenspektrometrie spielen Teilchenfallen seit ihrer Einführung durch Paul [3] und Dehmelt [4] eine unentbehrliche Rolle. Mit einer sogenannten Penning-Falle lassen sich geladene Teilchen in einer Überlagerung aus einem konstanten Magnetfeld und einem elektrischen Quadrupolfeld speichern und untersuchen [5]. Um die Teilchenmasse ermitteln zu können bedarf es der Messung unterschiedlicher Oszillationsfrequenzen der harmonischen Teilchenbewegung (Axialfrequenz, reduzierte Zyklotronfrequenz und Magnetronfrequenz)[6]. Dies kann zum Beispiel über den Nachweis von sogenannten Spiegelströmen die das geladene Teilchen in einem Detektionskreis induziert erfolgen. Mit Penning-Fallen wurden bereits Massenmessungen mit Unsicherheiten von 10^{-11} durchgeführt [7].

Das sich im Aufbau befindende PENTATRAP-Experiment am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg soll die Bestimmung von Massen langlebiger und hochgeladener Ionen mit Unsicherheiten von $\frac{\delta m}{m} \leq 10^{-11}$ ermöglichen. Diese Präzision wird durch fünf linear angeordnete identische Penning-Fallen erreicht. Ein solcher Aufbau gestattet beispielsweise einen schnellen Ionenaustausch zwischen benachbarten Fallen wodurch Messfehler die durch einen zeitlichen Drift des Magnetfelds entstehen minimiert werden. Zudem lassen sich relative Massenmessungen zwischen unterschiedlichen Teilchen durchführen. Ein ausführlicher Überblick über das PENTATRAP-Projekt findet sich in [8].

Beim PENTATRAP-Experiment beruht das Messprinzip auf der weiter oben erwähnten Spiegelstrom-Methode. Die bei der Messung der Axialfrequenz zu erwartenden Spiegelströme haben typischerweise eine Größenordnung von wenigen fA und Frequenzen um 600 kHz. Aus diesem Grund muss die Detektionselektronik sehr empfindlich und rauscharm sein. Das Nachweissystem enthält eine kryogene Vorstufe. Zur Umwandlung der Ströme

¹Charge Parity Time

1 Einleitung

in ein Spannungssignal verfügt diese über einen in Resonanz betriebenen Parallelschwingkreis hoher Güte gefolgt von einem kryogenen Vorverstärker. Die Verstärkung bei Raumtemperatur übernimmt ein Nachverstärker mit integriertem Abwärtsmischer. Letzterer ist erforderlich da die Axialfrequenz oberhalb der Bandbreite des für die Messung verwendeten FFT-Analysators liegt. Der Mischer verfügt zudem über eine Seitenbandunterdrückung die das herabmischen des Rauschens im benachbarten Seitenband verhindern und so zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis beitragen soll.

Das Thema dieser Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung von vier Axialfrequenz-Nachverstärkern mit integrierten Abwärtsmischern. Der Aufbau gestaltet sich wie folgt: Kapitel zwei gibt eine kurze Einführung in die Massenspektrometrie mit Penningfallen und einen Überblick über die benötigte Elektronik. Kapitel 3 stellt einen Überblick über die Komponenten und die Funktionsweise des axialen Nachverstärkers und Abwärtsmischers AF-DC-c dar. Die Auswertung und Charakterisierung der vier aufgebauten Verstärker erfolgt in Kapitel vier.

2 Theorie

Das vorliegende Kapitel befasst sich mit den wesentlichen theoretischen Grundlagen der Speicherung und Detektion von Ionen in einer Penning-Falle. In Abschnitt 1.1 wird kurz auf Massenmessungen in Penning-Fallen eingegangen. Abschnitt 1.2 und 1.3 widmet sich dann dem Detektionsprinzip sowie der dafür notwendigen Elektronik. Eine ausführliche Darstellung mit detaillierten Herleitungen speziell zur Physik von Penningfallen findet sich zum Beispiel in der Arbeit von BROWN und GABRIELSE [5].

2.1 Massenspektrometrie mit der Penning-Falle

Das aus der Elektrodynamik bekannte Earnshaw-Theorem [9] besagt, dass es nicht möglich ist ein geladenes Objekt durch ein rein elektro- oder magnetostatisches Feld in einem stabilen Gleichgewicht zu halten. Eine Penningfalle umgeht diesen Umstand durch die Superposition eines starken homogenen Magnetfelds für den radialen Einschluss und eines elektrischen Quadrupolfelds für den axialen Einschluss eines geladenen Teilchens, wobei das Magnetfeld die axiale Richtung vorgibt. Hierdurch wird ein Einschluss in allen drei Raumdimensionen erzielt. Ein Teilchen der Ladung q , Masse m und Geschwindigkeit \mathbf{v} in einem rein magnetischen Feld \mathbf{B} erfährt die Lorentz-Kraft $\mathbf{F}_L = q \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Diese bindet das Teilchen in radialer Richtung auf einer Kreis- oder Spiralbahn mit der freien Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{qB}{m}. \quad (2.1)$$

Eine Methode das elektrische Quadrupolfeld zu erzeugen ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Hierbei wird eine Gleichspannung U_0 zwischen der inneren und den äußeren hyperbolischen Fallenelektroden angelegt. Auch eine zylinderförmige Elektrodengeometrie ist möglich [10]. In Zylinderkoordinaten ist das Quadrupolfeld gegeben durch:

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, \mathbf{r}) = \frac{U_0}{d_0^2} \left(\frac{1}{2} \mathbf{r} - \mathbf{z} \right). \quad (2.2)$$

Hierbei ist d_0 ein charakteristischer geometrischer Parameter, der sich im dargestellten Fall aus dem inneren Fallenradius r_0 und dem Abstand z_0 zwischen Fallenzentrum und den äußeren Elektroden zusammensetzt

$$d_0^2 = \frac{1}{2} \left(z_0^2 + \frac{1}{2} r_0^2 \right). \quad (2.3)$$

2 Theorie

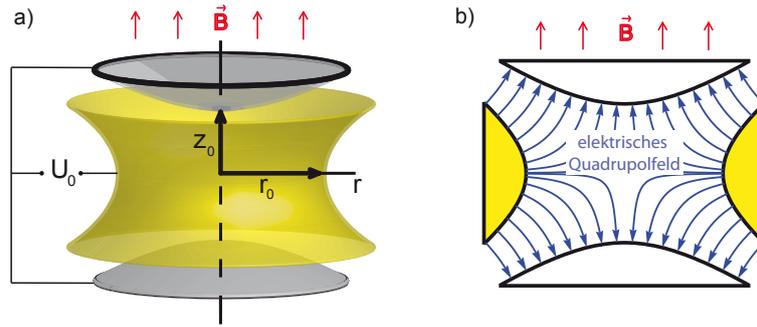


Abbildung 2.1: a): Hyperbolische Penningfalle. Das angelegte Magnetfeld gibt die axiale Richtung vor. Die Spannung U_0 resultiert in Verbindung mit der Elektrodenkonfiguration in einem elektrischen Quadrupolfeld b): Elektrisches Quadrupolfeld im Querschnitt. Die hyperbolischen Elektroden bilden Äquipotentialflächen (zur Verfügung gestellt von A. Dörr [18]).

Die Lösung der Bewegungsgleichungen für eine solche ideale Feldanordnung führt zu einer Bewegung, die durch die Überlagerung aus drei unabhängigen harmonischen Oszillatoren beschrieben werden kann (Abbildung 1.2). In axialer Richtung ergibt sich die Schwingungsfrequenz zu

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q \cdot U_0}{m \cdot d_0^2}}. \quad (2.4)$$

Die radiale Bewegung beschreibt eine Epizyloide und setzt sich aus reduzierter Zyklotronfrequenz ω_+ und der Magnetronfrequenz ω_- zusammen:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}. \quad (2.5)$$

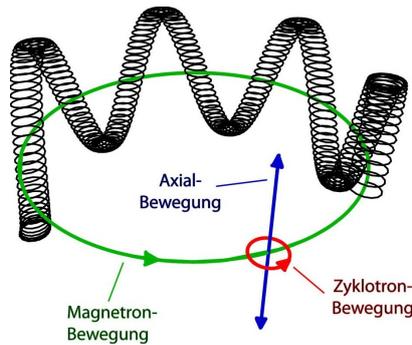


Abbildung 2.2: Teilchenbewegung in der Falle. Die Gesamtbewegung ist eine Superposition aus Axial- (ω_z), Magnetron- (ω_-) und Zyklotronbewegung (ω_+). Die Überlagerung aus Magnetron- und Zyklotronbewegung beschreibt eine Epizyloide.

Massenspektrometrie

Bei bekannter Magnetfeldstärke \mathbf{B} und bekannter Teilchenladung lässt sich nach Gleichung (1.1) die Masse eines gefangenen Teilchens oder Ions direkt aus der freien Zyklotronfrequenz ω_c bestimmen. Das sog. Invarianztheorem von Brown und Gabrielse setzt dabei die freie Zyklotronfrequenz mit den drei Eigenfrequenzen der Teilchenbewegung in Bezug [5, 6]:

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2. \quad (2.6)$$

Das Besondere am Invarianztheorem ist, dass es auch dann seine Gültigkeit behält, wenn es zu herstellungsbedingten Abweichungen von der idealen Fallengeometrie, Ausrichtungsfehlern der Fallenelektroden sowie Achsverkippungen zwischen elektrischem und magnetischen Feld kommt. Diese Abweichungen führen zu Frequenzverschiebungen der einzelnen Bewegungsmoden, wirken sich jedoch nicht auf die freie Zyklotronfrequenz aus. Deren Bestimmung erfordert gemäß Glg. (1.6) die Messung aller drei Frequenzkomponenten. Die Teilchenmasse folgt dann aus Glg. (1.1).

2.2 Detektionsprinzip

Im folgenden Abschnitt wird die für diese Arbeit relevante Detektion der axialen Bewegungsfrequenz beschrieben. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen einem destruktiven (TOF-ICR¹ [11]) und einem nicht-destruktiven Ionennachweis (FT-ICR² [12]), wobei hier auf letzteren eingegangen wird. Darunter versteht man eine Messung ohne Verlust des Teilchens, wodurch dieses über einen längeren Zeitraum untersucht werden kann. Daher ist diese Methode insbesondere für Experimente mit langlebigen oder stabilen Isotopen geeignet. Der Nachweis der Teilchenbewegung bei der nicht-destruktiven Methode geschieht über die Detektion von Spiegelströmen, die das geladene Teilchen in den Fallenelektroden induziert (Abb. 1.3).

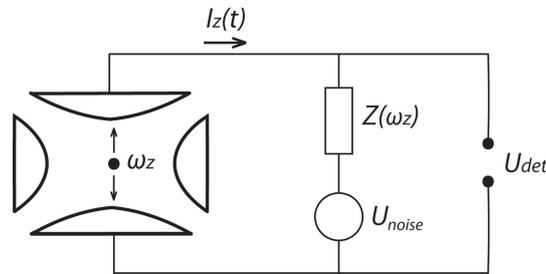


Abbildung 2.3: Nicht-destruktiver Nachweis von in einer Penning-Falle gespeicherten Ionen. Die durch die Teilchenbewegung induzierten Spiegelströme führen zu einem Spannungsabfall an einer Impedanz $Z(\omega_z)$. Das detektierte Ausgangssignal besteht aus der Überlagerung aus thermischem Rauschen U_{noise} und dem Spannungsabfall an $Z(\omega_z)$.

¹Time-Of-Flight Ion-Cyclotron Resonance

²Fourier-Transform Ion-Cyclotron Resonance

2 Theorie

Die axiale Oszillation eines geladenen Teilchens der Ladung q im harmonischen Potential des elektrischen Quadrupolfeldes erzeugt einen Strom [13]

$$I_z(t) = \frac{C_1 q \omega_z}{2z_0} A_z \cos(\omega_z t + \varphi), \quad (2.7)$$

wobei C_1 ein geometrischer Fallenparameter und A_z die Oszillationsamplitude ist. Dieser Strom resultiert in einem Spannungsabfall $U_{sig}(t) = Z(\omega_z) \cdot I_z(t)$ über einer Impedanz $Z(\omega)$. Das detektierte Signal U_{det} ist dann die Überlagerung aus U_{sig} und dem Nyquist-Rauschen U_{noise} der Impedanz:

$$U_{det} = U_{noise} + U_{sig} = U_{noise} + Z(\omega_z) \cdot I_z. \quad (2.8)$$

Als Beispiel wird die axiale Bewegung von $^{129}\text{Xe}^{30+}$ in einer Falle mit den geom. Parametern $d_o^2 = 20 \text{ mm}^2$ und $\frac{C_1}{2z_0} = 55 \frac{1}{\text{m}}$ betrachtet. Bei einer Fallenspannung von $U_0 = 12.7 \text{ V}$ ergibt sich nach Gleichung (1.4) eine Signalfrequenz von $\frac{\omega_z}{2\pi} \simeq 600 \text{ kHz}$. Mit einer maximalen Schwingungsamplitude von $A_z = 10 \mu\text{m}$ erhält man aus Gleichung (1.7) Spiegelströme in einer Größenordnung von $\sim 10 \text{ fA}$. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Detektionselektronik.

Realisierung

In Abbildung (1.4) ist die technische Umsetzung der Nachweismethode schematisch dargestellt. Ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) ist erstrebenswert, da es kürzere Messzeiten, sowie eine verbesserte Signalqualität ermöglicht. Nach Gleichung (1.8) erfordert dies eine möglichst große Impedanz $Z(\omega_z)$, was durch den Einsatz einer Induktivität L realisiert wird.

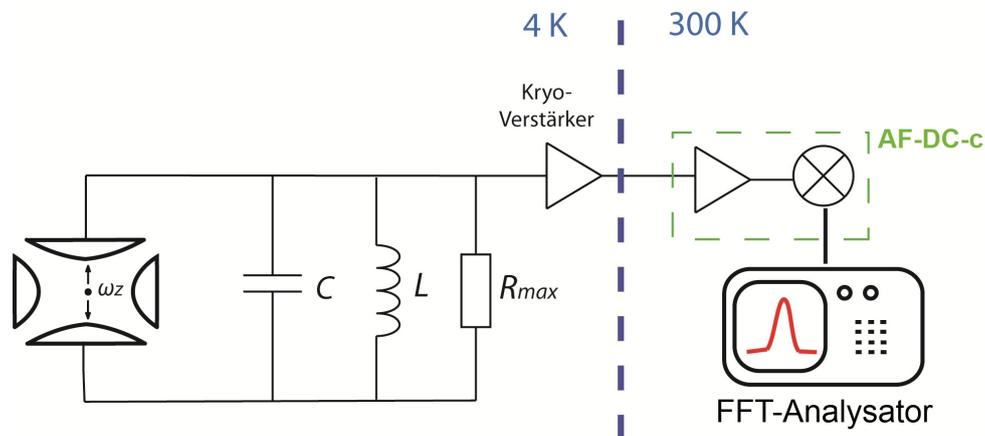


Abbildung 2.4: Realer Messaufbau. Die benötigte hohe Impedanz wird durch einen parallelen RCL-Schwingkreis hoher Güte realisiert. Die Kapazität C setzt sich aus Fallenkapazität, intrinsischer Spulenkapazität sowie parasitären Kabelkapazitäten zusammen.

2 Theorie

Diese bildet zusammen mit der Kapazität $C = C_F + C_L + C_K$, bestehend aus Fallkapazität C_F , intrinsischer Spulenkapazität C_L sowie parasitären Kabelkapazitäten C_K , einen Schwingkreis mit der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Der effektive Widerstand eines solchen Parallelschwingkreises wird im Resonanzfall maximal und ist gegeben durch $R_{max} = Q\omega_0 L$, wobei Q der Gütefaktor des Systems ist. Durch Variation der Fallenspannung U_0 lässt sich die Axialfrequenz des Teilchens auf die Resonanzfrequenz des Schwingkreises abstimmen (Gleichung (1.4)). Im Falle von $\omega_z = \omega_0$ erhält man auf diese Weise am Kryoverstärker eine Spannung von

$$U_{det} = U_{noise} + Q\omega_0 L \cdot I_z. \quad (2.9)$$

Die erste Stufe des Nachweissystems arbeitet bei kryogenen Temperaturen (4K). Dies hat mehrere Vorteile. Zum einen wird dadurch die thermische Rauschspannung U_{noise} erheblich reduziert. Außerdem erlaubt dies den Einsatz eines supraleitenden Spulenmaterials für die Induktivität L , was durch Reduzieren des Ohmschen Widerstandes wiederum zu einer höheren Güte Q und damit einem höheren Signal-zu Rausch-Verhältnis führt [14]. Damit das Signal bei 300 K nicht im Rauschen untergeht, muss es zunächst im kryogenen Bereich vorverstärkt werden. Erst daraufhin erfolgt die Verstärkung bei Raumtemperatur. Zur Signalerfassung wird ein FFT-Analysator verwendet. Dieser wandelt den zeitlichen Signalverlauf durch eine Fouriertransformation in ein Frequenzspektrum um. Da die Bandbreite des verwendeten Analysators bei ca. 100 kHz liegt, beim PENTATRAP-Experiment jedoch mit Axialfrequenzen von ca. 600 kHz gearbeitet wird, muss letztere zunächst auf niedrigere Frequenzen heruntergemischt werden. Beim PENTATRAP-Experiment geschieht dies mit Hilfe des axialen Nachverstärkers mit integriertem Abwärtsmischer AF-DC-c³ [15].

³Axial frequency amplifier with integrated down converter version c

2.3 Der elektronische Frequenzmischer

Sowohl in der Kommunikationstechnik als auch in der Experimentalphysik werden Mischer zur Frequenzumsetzung von elektrischen Signalen verwendet. Der Einsatz von Abwärtsmischern ermöglicht eine Verschiebung der Signale zu niedrigeren Frequenzen hin.

Das Mischprinzip

Die grundsätzliche Funktion eines Frequenzmischers besteht in der Umwandlung einer Signalfrequenz ν_e in eine andere Frequenz ν_e' . Beim multiplikativen Mischer geschieht dies über eine Multiplikation des Eingangssignals der Frequenz ν_e mit einem fest vorgegebenen Hilfssignal der Frequenz ν_{LO} , dem sog. Lokaloszillatorsignal (LO) (Abbildung 1.5). Das Ausgangssignal des idealen Mischers beinhaltet dann zwei Frequenzkomponenten. Diese sind die Summe bzw. die Differenz aus Eingangs- und Lokaloszillatorfrequenz.

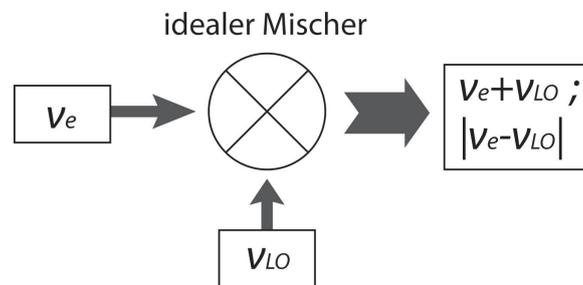


Abbildung 2.5: Am Ausgang des idealen Mischers liegt die Summe sowie die Differenz aus Eingangssignalfrequenz ν_e und Lokaloszillatorfrequenz ν_{LO} an.

Mathematisch wird hierbei folgende Identität ausgenutzt :

$$\sin(2\pi \cdot \nu_e t) \cdot \sin(2\pi \cdot \nu_{LO} t) = \frac{1}{2} [\cos(2\pi \cdot (\nu_e - \nu_{LO}) t) - \cos(2\pi \cdot (\nu_e + \nu_{LO}) t)]. \quad (2.10)$$

Im Falle des Abwärtsmischer ist lediglich die niedrigere, sog. Zwischenfrequenz (IF⁴) $\nu_{IF} = |\nu_e - \nu_{LO}|$ von Interesse. Die andere Komponente muss beispielsweise mit Hilfe von Tiefpassfiltern entfernt werden.

Da nach der Fouriertheorie jedes beliebige Signal durch eine Kombination von Sinus- und Cosinusfunktionen dargestellt werden kann, ist dieses Verfahren nicht nur auf diskrete harmonische Signale beschränkt sondern kann auch auf Signalbänder angewendet werden.

⁴Intermediate Frequency

Spiegelfrequenzen

Nach $\nu_{IF} = |\nu_e - \nu_{LO}|$ ist die Zwischenfrequenz eines Frequenzmischers lediglich vom Betrag des Frequenzabstandes zwischen Eingangs- und Lokaloszillatorsignal abhängig. Dies ermöglicht die Lokaloszillatorfrequenz oberhalb oder unterhalb der Eingangssignalfrequenz zu wählen. Signalfrequenzen oberhalb von ν_{LO} bilden das obere Seitenband (OS). Im umgekehrten Fall spricht man vom unteren Seitenband (US). Der Mischer ist für beide Seitenbänder gleich empfindlich. Neben dem Eingangssignal können daher auch sog. Spiegelfrequenzen ν_{eSp} also Störsignale, im jeweils anderen Seitenband, auf die gleiche Zwischenfrequenz gemischt werden. Die Überlagerung aus beiden Signalen führt dann zu einer unerwünschten Verfälschung des ursprünglichen Eingangssignals (Abbildung 1.6).

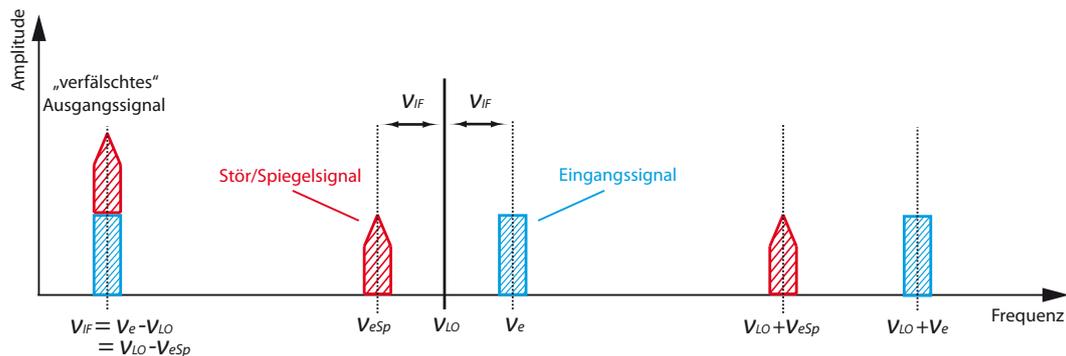


Abbildung 2.6: Veranschaulichung des Spiegelfrequenzproblems im Frequenzraum. Sowohl das Eingangssignal im oberen Seitenband als auch das Störsignal im unteren Seitenband werden auf die gleiche Zwischenfrequenz ν_{IF} heruntergemischt. Dies resultiert in einer Signalverfälschung. Die Komponenten $\nu_{LO} + \nu_e$ und $\nu_{LO} + \nu_{eSp}$ müssen beim Abwärtsmischer herausgefiltert werden.

Seitenbandunterdrückung

Eine Möglichkeit störenden Spiegelfrequenzen im Seitenband entgegenzuwirken ist die Seitenbandunterdrückung. Im Falle des AF-DC-c geschieht dies mit Hilfe der in Abbildung 1.7 schematisch dargestellten Schaltung. Der Aufbau besteht aus einem Signaleingang, einem LO-Eingang, zwei identischen Mischern, zwei Tiefpassfiltern, zwei 90°-Phasenschiebern und einem Differenzverstärker. Die LO-Signalfrequenz ist so gewählt, dass das Eingangssignal im oberen Seitenband liegt.

Das eingespeiste LO-Signal wird durch einen Phasenschieber in zwei gleiche, um 90° gegeneinander phasenverschobene Anteile aufgeteilt. Diese gelangen an die zwei identischen Mischer, wo sie jeweils mit dem angelegten Eingangssignal multipliziert werden. Auf diese Weise erhält man in beiden Signalzweigen die Differenz bzw. die Summe aus Eingangssignalfrequenz und LO-Frequenz (Gleichung 1.10). Die durch die Summenbildung entstandenen Frequenzen werden daraufhin durch die Tiefpassfilter entfernt. Bis

hierhin sind die Signale in beiden Zweigen bis auf eine relative Phasenverschiebung von 90° nahezu identisch. Der einzige Unterschied liegt in der relativen Phasenverschiebung zwischen US und OS. Im oberen Zweig beträgt diese 0° , im unteren Zweig dagegen 180° . Verschiebt man nun beide Zweige erneut um 90° gegeneinander und bildet ihre Differenz, so führt dies dazu, dass sich die beiden Signale aus dem OS konstruktiv überlagern, während sich die unteren Seitenbänder gegenseitig auslöschen (Abbildung 1.8). Eine vollständige Auslöschung ist hierbei nur dann gegeben, wenn sich beide Signalzweige identisch verhalten.

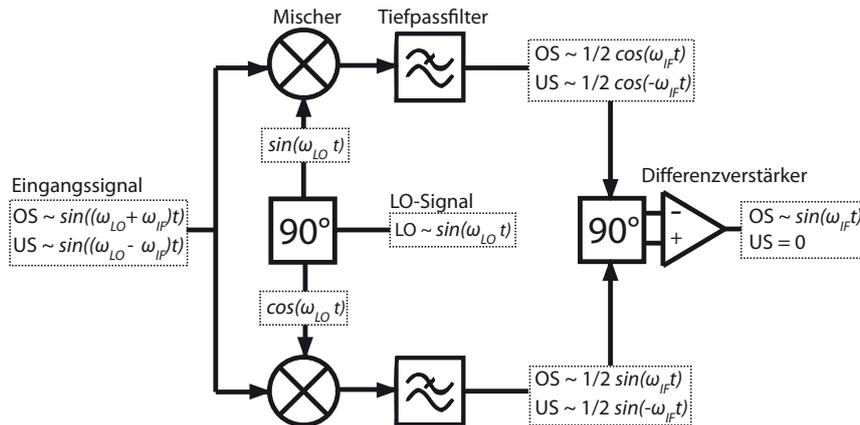


Abbildung 2.7: Funktionsprinzip einer Schaltung zur Seitenbandunterdrückung: Das Eingangssignal wird mit zwei um 90° gegeneinander phasenverschobenen LO-Signalen gemischt. Tiefpassfilter entfernen die Summen-Frequenzen. Eine weitere relative Phasenverschiebung um 90° und ein Differenzverstärker beseitigen schließlich das unerwünschte untere Seitenband. Das Prinzip funktioniert für Signale beliebiger Phasenlage. Dargestellte Signale dienen lediglich der Veranschaulichung (modifiziert aus [18]).

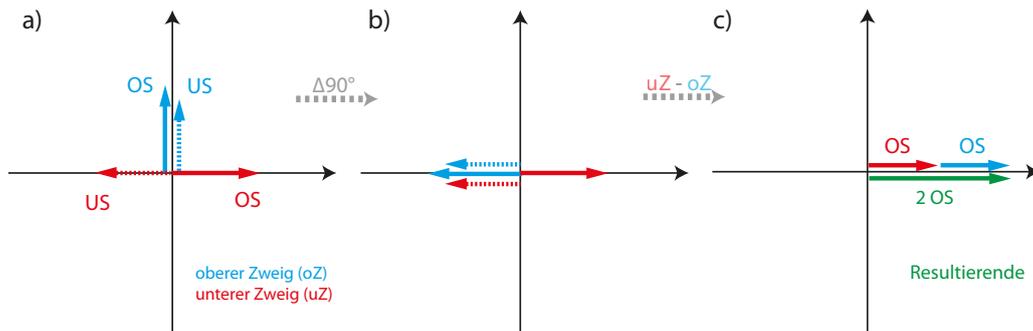


Abbildung 2.8: Darstellung der Seitenbandunterdrückung im Zeigerdiagramm: a) Situation nach den Tiefpassfiltern b) nach der 90° Phasenverschiebung c) nach dem Differenzverstärker.

3 Der Abwärtsmischer AF-DC-c

Beim PENTATRAP-Projekt werden die Axialfrequenzen mit Hilfe von FFT-Analysatoren¹ gemessen. FFT-Analysatoren gehören zur Klasse der Spektrumanalysatoren. Sie bedienen sich der schnellen Fouriertransformation um zeitlich erfasste Signale in ihr Frequenzspektrum zu transformieren. Hierzu müssen die analogen Signale zunächst digitalisiert werden. Die begrenzte Bandbreite verfügbarer A/D-Wandler (Analog-Digital-Wandler) limitiert dabei auch die Bandbreite solcher Geräte [16]. Einer der bei PENTATRAP eingesetzten FFT-Analysatoren (Agilent HP 35670A) verfügt über eine Bandbreite von ca. 100 kHz [17]. Höhere Axialfrequenzen müssen daher zunächst heruntergemischt werden. Hierbei kommt der Axialfrequenzverstärker mit integriertem Abwärtsmischer AF-DC-c zum Einsatz. Dieser wurde von Stefan Stahl [15] entwickelt und von Andreas Dörr [18] optimiert.

3.1 Überblick

Der AF-DC-c wurde speziell zur Nachverstärkung der axialen Schwingkreissignale von Ionenfallen konzipiert. Er erhält sein Signal direkt vom kryogenen Vorverstärker und arbeitet im Raumtemperaturbereich. Die Schaltung lässt sich prinzipiell in drei Stufen unterteilen (Abbildung 2.1): Ein rauscharmer Vorverstärker am Eingang, ein Abwärtsmischer mit hoher Seitenbandunterdrückung und eine Endstufe mit Tiefpassfilter am Ausgang.

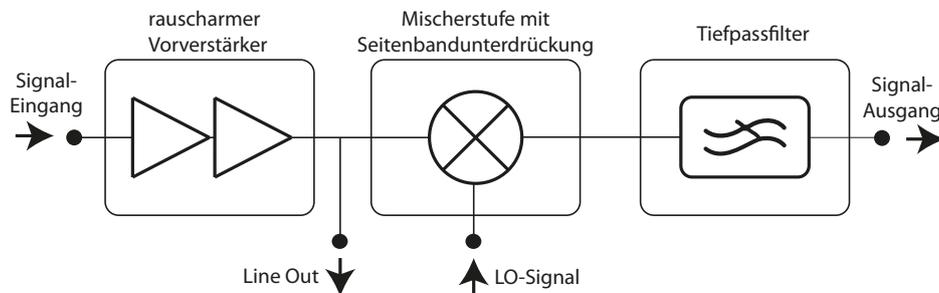


Abbildung 3.1: Blockschaltbild des AF-DC-c. Das vorverstärkte Signal lässt sich über einen zusätzlichen Line-Out-Ausgang kontrollieren. Das LO-Signal wird extern eingespeist (modifiziert aus [15]).

Die Vorverstärkerstufe enthält zwei parallel arbeitende Sperrschicht-Feldeffekttransistoren

¹Fast Fourier Transformation Analysator

3 Der Abwärtsmischer AF-DC-c

(JFET²) in Sourceschaltung, gefolgt von einem Operationsverstärker. Dadurch wird eine sehr rauscharme und hochohmige Verstärkung des Eingangssignals erzielt. Ein separater Line-Out-Ausgang ermöglicht das Messen der Verstärkung und des Verstärkerrauschens des Vorverstärkers.

Die Mischerstufe mit Seitenbandunterdrückung funktioniert nach dem in Kapitel 1.3 beschriebenen Prinzip. Bei den beiden im AF-DC-c verwendeten Mixern (NXP SA612 A [19]) handelt es sich um integrierte Schaltkreise. Für die Signalmultiplikation enthalten diese sogenannte Gilbertzellen [20]. Um eine optimale Seitenbandunterdrückung zu erreichen, muss darauf geachtet werden, dass die Mischer bezüglich ihres Transmissionsverhalten möglichst identisch sind. Dies kann durch eine entsprechende Vorselektierung sichergestellt werden [18]. Die für die Seitenbandunterdrückung benötigten Phasenschieber sind durch sogenannte passive Polyphasenfilter (PPF)[21] bzw. Phasenschiebernetzwerke realisiert. Wie man in Abbildung 2.1 erkennen kann, nehmen diese einen Großteil der Platinenfläche ein.

Der fünfstufige LO-Polyphasenfilter (LO-PPF) teilt das eingespeiste LO-Signal in zwei gegeneinander um 90° verschobene Anteile auf und leitet diese an die beiden Mischer weiter. Dort werden sie mit dem Eingangssignal gemischt und die Summenfrequenzen durch darauf folgende Tiefpässe entfernt. Der sechsstufige IF-PPF erzeugt eine weitere relative Verschiebung der beiden heruntergemischten Signale um 90° . Der Differenzverstärker entfernt schließlich das unerwünschte untere Seitenband. Die Schaltung ist komplett in SMD³-Bauweise ausgeführt und muss handverlötet werden.

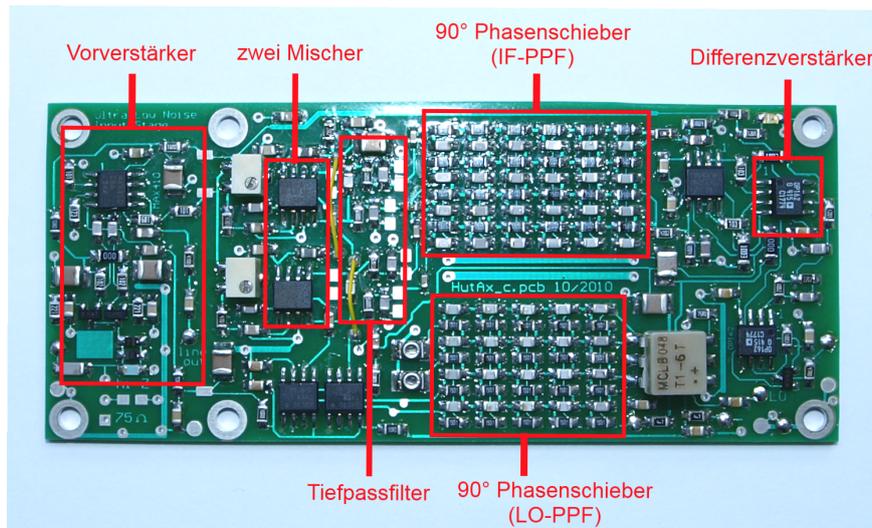


Abbildung 3.2: Vollständig verlötete Platine. Markiert sind die für die Seitenbandunterdrückung relevanten Stufen. Die 90° -Phasenschieber sind als Phasenschiebernetzwerke ausgeführt. Die restlichen Komponenten dienen der Spannungsversorgung und Signalaufbereitung.

²Junction Field Effect Transistor

³Surface-Mounted-Device

3.2 Passive Polyphasenfilter

Bei den in Kapitel 1.3 eingeführten Phasenschiebern wurde insbesondere hinsichtlich ihres Frequenzverhaltens von idealen Bauteilen ausgegangen. Bei einem idealen Phasenschieber ist die Phasenverschiebung sowie die Amplitude des Ausgangssignals nicht von der Frequenz des Eingangssignals abhängig. Dieses Verhalten ist wünschenswert, da die Schwingungsfrequenz der Teilchen in einer Penningfalle je nach Teilchenart, Ladungszustand sowie Fallenspannung variiert. In Abhängigkeit von der erwünschten Seitenbandunterdrückung ist bei der technischen Umsetzung eine mehr oder weniger gute Approximation des idealen Phasenschieberverhaltens über den benötigten Frequenzbereich notwendig. Im Falle des AF-DC-c übernehmen sogenannte Passive Polyphasenfilter (PPF) diese Aufgabe. Speziell bei der Erzeugung einer 90° -Phasenverschiebung spricht man auch von Quadraturfiltern. Polyphasenfilter bestehen typischerweise aus mehreren Stufen. Abbildung 2.3 a) zeigt eine solche ideale Stufe. Sie enthält vier identische Widerstände R_n sowie vier identische Kondensatoren C_n .

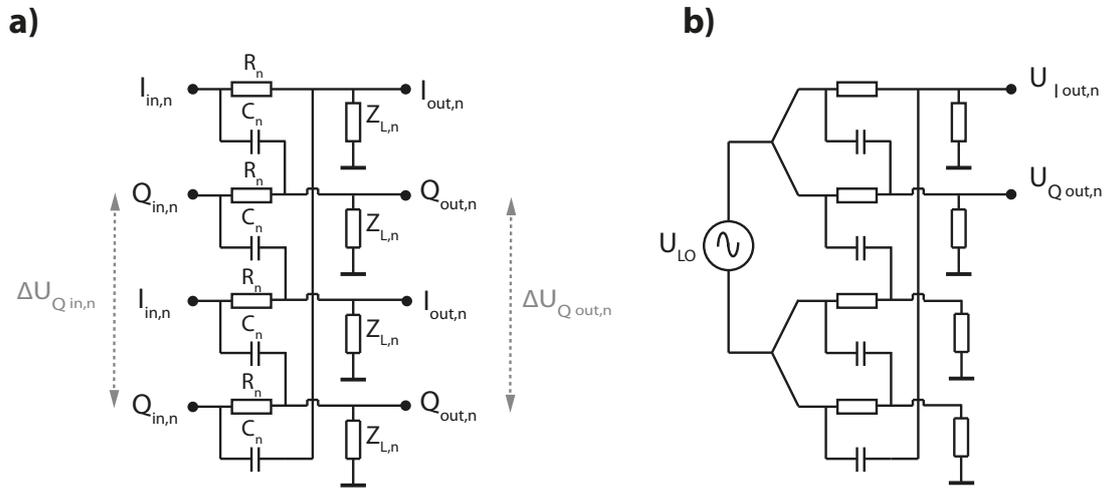


Abbildung 3.3: a) Die n -te Stufe eines Polyphasenfilters. Es werden die Spannungsdifferenzen ΔU zwischen entsprechenden Ein- bzw. Ausgängen betrachtet. b) Eine PPF-Stufe in Quadraturbeschaltung, so, wie sie im LO-PPF des AF-DC-c vorkommt. U_{LO} ist das extern eingespeiste Lokaloszillatorsignal.

Bei Belastung der vier Ausgänge mit identischen Lastimpedanzen $Z_{L,n}$, besteht nach [21] folgender Zusammenhang zwischen den Eingangsspannungen $\Delta U_{Iin,n}$ bzw. $\Delta U_{Qin,n}$ und den Ausgangsspannungen $\Delta U_{Iout,n}$ bzw. $\Delta U_{Qout,n}$:

$$\begin{bmatrix} \Delta U_{Iout,n} \\ \Delta U_{Qout,n} \end{bmatrix} = \frac{Z_{L,n}}{R_n + Z_{L,n} + i\omega R_n C_n Z_{L,n}} \begin{bmatrix} 1 & -i\omega R_n C_n \\ i\omega R_n C_n & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta U_{Iin,n} \\ \Delta U_{Qin,n} \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

In Abbildung 2.3 b) ist der einstufige Polyphasenfilter als Quadraturfilter beschaltet. Die

3 Der Abwärtsmischer AF-DC-c

Quadraturbeschaltung kommt auch beim LO-PPF des AF-DC-c zum Einsatz. In diesem Fall ist $\Delta U_{Iin} = \Delta U_{Qin} = U_{LO}$ und für das Verhältnis der Ausgangsspannungen folgt nach obiger Gleichung:

$$\frac{\Delta U_{Iout,n}}{\Delta U_{Qout,n}} = \frac{U_{Iout,n}}{U_{Qout,n}} = \frac{1 - i\omega R_n C_n}{1 + i\omega R_n C_n} = e^{-i \cdot 2 \arctan(\omega R_n C_n)}. \quad (3.2)$$

Wie man an Gleichung (2.2) sehen kann, unterscheiden sich die Ausgangssignale in den beiden Zweigen lediglich um eine frequenzabhängige Phasenverschiebung $\varphi_{IQ} = 2 \arctan(\omega R_n C_n)$. Die benötigte 90° -Phasenverschiebung wird nur bei der Polfrequenz $\omega_n = \frac{1}{R_n C_n}$ der PPF-Stufe erreicht. Die Polfrequenz einer Stufe lässt sich über die darin verwendeten Widerstände und Kondensatoren einstellen. Schaltet man nun mehrere solcher Stufen mit unterschiedlichen Polfrequenzen hintereinander, so lässt sich die 90° -Phasenverschiebung über einen größeren Frequenzbereich approximieren. Die Genauigkeit der Annäherung sowie der Frequenzbereich, in dem diese stattfindet, sind hierbei von den Polfrequenz-Positionen und der Anzahl der PPF-Stufen abhängig.

In Abbildung 2.4 sind der Phasengang eines fünfstufigen PPF und der Phasengang eines einstufigen PPF einander gegenübergestellt.

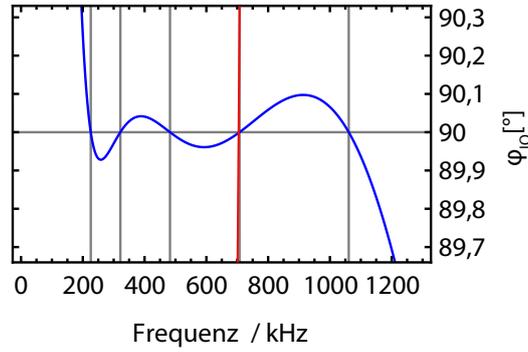


Abbildung 3.4: Vergleich der Phasengänge einer einzelnen PPF-Stufe (rote Kurve) mit einem fünfstufigen PPF (blaue Kurve). Eine Phasenverschiebung um exakt 90° wird nur bei den Polfrequenzen erreicht. Diese liegen bei ca. 226, 322, 482, 707 und 1061 kHz [18].

Beide Phasengänge stimmen in einer Polfrequenz von ca. 707 kHz überein. Abseits dieser Frequenz weicht der einstufige PPF sehr schnell von der 90° -Phasenverschiebung ab. Mit dem fünfstufigen PPF ist jedoch eine Annäherung über einen Frequenzbereich zwischen ca. 200 und 1100 kHz möglich. Die maximale Abweichung von der idealen 90° -Verschiebung beträgt dabei nur ca. $0,1^\circ$.

Die Auswirkung dieser Abweichung auf die Seitenbandunterdrückung ist durch [21]

$$\frac{OS}{US} = \frac{1 + 2 \cdot a(\omega) \cdot \cos(\Theta(\omega)) + a^2(\omega)}{1 - 2 \cdot a(\omega) \cdot \cos(\Theta(\omega)) + a^2(\omega)} \quad (3.3)$$

3 Der Abwärtsmischer AF-DC-c

gegeben, wobei angenommen wird, dass die restlichen an der Seitenbandunterdrückung beteiligten Bauteile ideal funktionieren. Hierbei ist $\Theta(\omega)$ die Abweichung von der idealen 90° -Verschiebung und $a(\omega)$ das Amplitudenverhältnis der Ausgangssignale im oberen und unteren Signalzweig. Für einen idealen 90° -Phasenschieber ist $\Theta(\omega) = 0$ und $a(\omega) = 1$ was einer unendlichen Seitenbandunterdrückung entspricht. Abweichungen von diesen Werten führen zu einer endlichen Seitenbandunterdrückung. In Abbildung 2.5 ist dieser Zusammenhang im Zeigerdiagramm veranschaulicht.

Mit Gleichung (2.3) kann nun die Auswirkung der in Abbildung 2.4 beobachteten Abweichung von der idealen 90° -Phasenverschiebung abgeschätzt werden: Für $a(\omega) = 1$ und eine maximale Phasenabweichung von $\Theta = 0.1^\circ$ erhält man nach Gleichung (2.3) eine minimale Seitenbandunterdrückung von 122 dB.

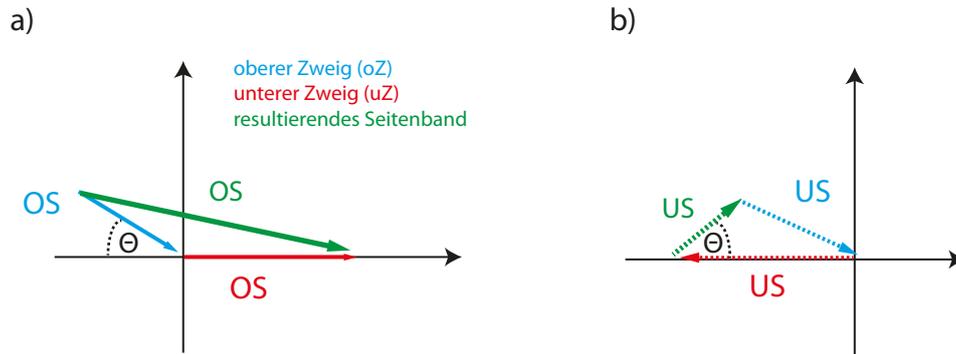


Abbildung 3.5: Auswirkung eines nicht idealen 90° Phasenschiebers auf die Seitenbandunterdrückung. Die Abweichung Θ von der idealen 90° Phasenverschiebung sowie Amplitudenunterschiede zwischen oberem und unterem Signalzweig führen in a) zu einer verkleinerten oberen Seitenbandamplitude. In b) können sich die unteren Seitenbänder aus oberem und unterem Signalzweig dadurch nicht mehr gegenseitig auslöschen was in einer von Null verschiedenen unteren Seitenbandamplitude resultiert. Insgesamt führt dies zu einer kleineren (endlichen) Seitenbandunterdrückung.

Wie weiter oben bereits erwähnt, wird bei einer idealen PPF-Stufe von je vier identischen Bauteilen (Kondensatoren, Widerständen, Lastimpedanzen) ausgegangen. Die Gültigkeit von Gleichung (2.1) und (2.2) beruht auf dieser Annahme. In der Realität unterliegen elektronische Bauteile jedoch produktionsbedingten Schwankungen und müssen daher vorselektiert werden. Beim AF-DC-c wurden die Bauteilwerte innerhalb einer Stufe so vorselektiert, dass deren relative Abweichung in der Größenordnung von 10^{-4} bis 10^{-5} liegt. Der daraus resultierende Fehler ist gegenüber den typ. Schwankung der Phasenverschiebung (Abbildung 2.4) vernachlässigbar [18].

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

Bei einem realen Verstärker und Abwärtsmischer wie dem AF-DC-c lassen sich Seitenbandunterdrückung und Verstärkercharakteristika auch bei sorgfältiger Vorselektierung der Bauteile nicht exakt vorausberechnen. Hierzu ist der innere Aufbau zu komplex und die systematischen Einflussfaktoren zu vielfältig. Detaillierte Informationen lassen sich ausschließlich durch Messungen erhalten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden insgesamt vier Exemplare des AF-DC-c für das PENTATRAP-Projekt aufgebaut und vermessen. Das vorliegende Kapitel widmet sich der Analyse und dem Vergleich der wesentlichen Eigenschaften der vier Platinen, wobei auch auf die jeweiligen Messprinzipien eingegangen wird.

4.1 Bestimmung der Seitenbandunterdrückung

Messprinzip: Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau zur Messung der Seitenbandunterdrückung.

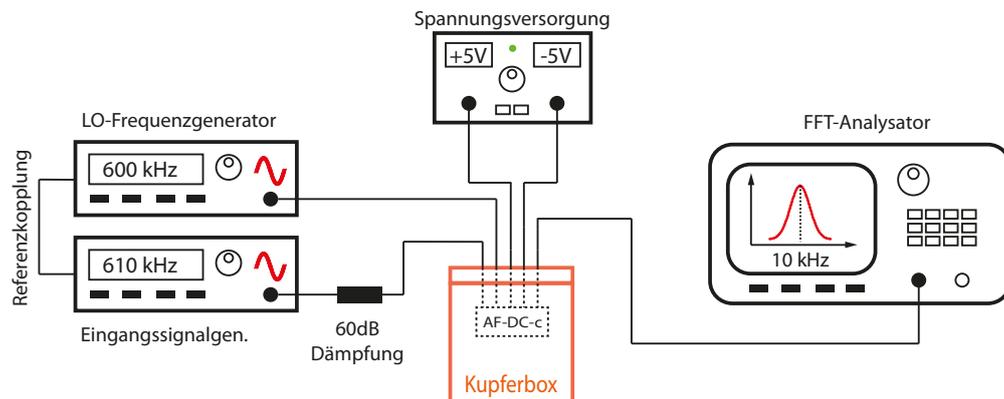


Abbildung 4.1: Aufbau zur Messung der Seitenbandunterdrückung. Für die Erzeugung der Eingangs- und Signaloszillatorfrequenzen wurden Frequenzgeneratoren vom Typ Agilent 33250A verwendet. Die Referenzkopplung dient der Vermeidung eines relativen Frequenzdrifts. Das Auslesen der jeweiligen Seitenbandamplitude geschah mit einem HP 35670A FFT-Analysator. Um realistische Signalamplituden ($\approx 20\mu\text{V}_{\text{rms}}$) zu erreichen war eine 60 dB Dämpfung am Signalgeneratorausgang erforderlich. Als Spannungsversorgung wurde ein HAMEG HM 7044 Labornetzteil verwendet. Die Kupferbox dient der Abschirmung vor äußeren Störeinflüssen.

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

Die Messung der Seitenbandunterdrückung erfolgte sowohl in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz (IF) als auch in in Abhängigkeit von der LO-Frequenz. Im ersten Fall wurde die LO-Frequenz konstant auf 600 kHz gehalten und die IF-Frequenz variiert. Je nachdem, ob die obere oder untere Seitenbandamplitude gemessen werden sollte, wurde hierzu am Signalgenerator entweder die Summe oder die Differenz aus LO- und IF-Frequenz eingestellt. Für die Messung der oberen Seitenbandamplitude bei einer IF-Frequenz von 10 kHz musste beispielweise eine Signalfrequenz von 610 kHz eingestellt werden. Für das untere Seitenband waren dies 590 kHz. Die Seitenbandunterdrückung bei entsprechender IF-Frequenz konnte dann aus dem Verhältnis der jeweiligen Seitenbandamplituden am Ausgang bestimmt werden.

Die Messung der Seitenbandunterdrückung in Abhängigkeit von der LO-Frequenz folgte im Wesentlichen dem selben Prinzip, wobei diesmal jedoch die LO-Frequenz verändert und die IF-Frequenz konstant auf 10 kHz gehalten wurde.

Messergebnisse: Um den IF-Bereich, in dem die Seitenbandunterdrückung wirkt, zu veranschaulichen, wurde eine Platine (Platine 1) bei einer konstanten LO-Frequenz von 600 kHz über einen Zwischenfrequenzbereich von ca. 0,5 kHz bis 55 kHz vermessen. Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der oberen und unteren Seitenbandamplitude in diesem Frequenzbereich. Im Nutzbereich von ca. 2,4 kHz bis 22 kHz beträgt die minimale Seitenbandunterdrückung 58 dB. Die obere Seitenbandamplitude liegt bei $\approx 80 mV_{rms}$. Bei einer Eingangssignalamplitude von $\approx 20 \mu V_{rms}$ entspricht dies einer Gesamtverstärkung von ca. 4000 (≈ 72 dB).

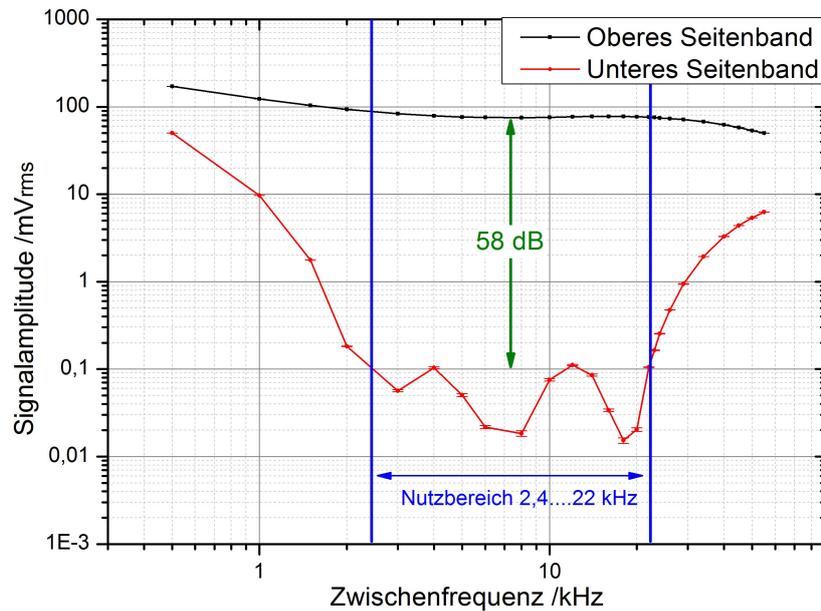


Abbildung 4.2: Verlauf der Seitenbänder von Platine 1 in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz. Markiert ist der Nutzbereich mit einer Seitenbandunterdrückung von mindestens 58 dB.

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

Für die Abschätzung der Fehler der einzelnen Seitenbandamplituden in Abbildung 3.2 ging man davon aus, dass die Messunsicherheit hauptsächlich durch weißes Rauschen verursacht wurde. Außerdem wurde angenommen, dass die Verteilung der Rauschamplituden Gaussförmig ist und ihr Zentrum in Null hat. Die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Rauschamplitude im Spektrum zu messen, ist von der Auflösung des FFT-Analysators abhängig. Diese war auf 400 Linien eingestellt. Da die Gleichung

$$\int_{-n\sigma}^{n\sigma} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx = \frac{399}{400} \quad (4.1)$$

für $n = 3,02234$ erfüllt ist, kann man annehmen, dass die maximal messbare Rauschamplitude ca. 3σ entspricht. Der Fehler konnte somit stets aus der Messung der maximalen Rauschamplitude im Spektrum, welches den Seitenbandpeak umgab, bestimmt werden.

Mit diesem Fehler können die in Abbildung 3.2 beobachtbaren Schwankungen der unteren Seitenbandamplitude im Nutzbereich nicht erklärt werden. Es liegt die Vermutung nahe, dass diese Schwankungen durch die um 90° pendelnde Phasenverschiebung des IF-PPF hervorgerufen werden. Dagegen spricht jedoch die geringe Anzahl der Einbrüche sowie die Tatsache, dass diese nicht mit den Polfrequenzen zusammenfallen (diese sind ca. 22, 15, 10, 5, 3 und 2 kHz für das IF-PPF von Platine 1).

Die Schwankungen im IF-Nutzbereich konnten bei allen aufgebauten Platinen beobachtet werden. In Abbildung 3.3 ist hierzu die Seitenbandunterdrückung der vier Platinen gegen die Zwischenfrequenz aufgetragen. Die minimale Seitenbandunterdrückung der vier Platinen im Nutzbereich beträgt ca. 53 dB.

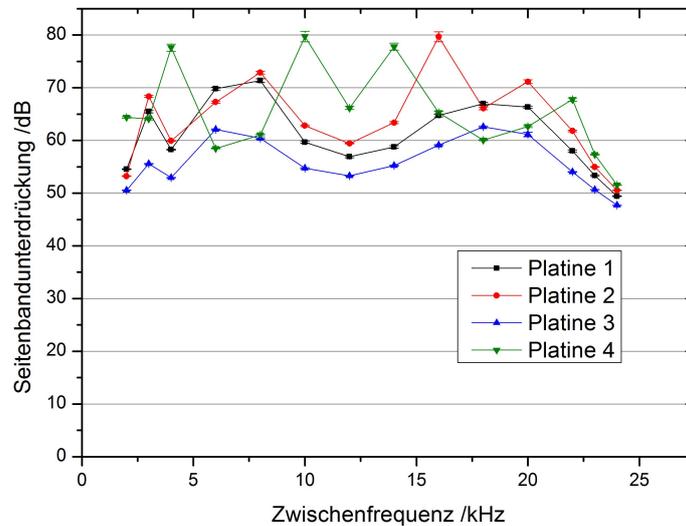


Abbildung 4.3: Vergleich der Seitenbandunterdrückung in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz (LO-Frequenz konstant bei 600 kHz). Platine 1 und 3 zeigen einen ähnlichen Verlauf. Bei Platine 1 und 4 sind vier Peaks zu beobachten.

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, überträgt sich die Schwankung der unteren Seitenbandamplitude auf die Seitenbandunterdrückung. Es wird vermutet, dass diese Schwankungen aufgrund von Unterschieden im Transmissionsverhalten der verwendeten Mischer entstehen, die sich trotz sorgfältiger Vorselektierung nicht völlig vermeiden lassen. Die Transmission eines solchen Mischers hängt von der Zwischenfrequenz ab und weist eine Tiefpasscharakteristik auf [18]. Für eine optimale Seitenbandunterdrückung müssen die Transmissionen von beiden Mixern sowohl in ihrer DC-Amplitude als auch in ihrer 3 dB-Grenzfrequenz übereinstimmen. Ist dies nicht gegeben, so kommt es nur bei jenen Frequenzen zu einer maximalen Seitenbandunterdrückung, bei denen sich beide Transmissionskurven schneiden (Abbildung 3.4).

Die beiden im AF-DC-c verwendeten Mischer verfügen über je zwei Ausgänge mit jeweils unterschiedlichem Transmissionsverhalten [18]. Dies könnte die vier beobachteten Peaks, wie sie beispielsweise bei Platine 2 und 4 in Abbildung 3.3 vorkommen, erklären. Für einen groben Abgleich der unterschiedlichen Mischer-Transmissionen verfügt der AF-DC-c über zwei Potentiometer, die sich an den Eingängen der Mischer befinden. Mit diesen lassen sich die Signalamplituden am Eingang verändern. Dadurch können die Transmissionskurven vertikal gegeneinander verschoben werden, was dazu führt, dass sich der Peak der maximalen Seitenbandunterdrückung in der Frequenz verschiebt.

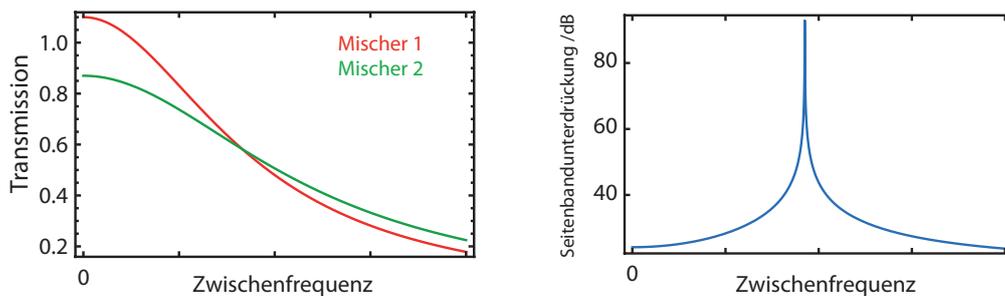


Abbildung 4.4: Veranschaulichung der Auswirkungen von unterschiedlichen Mischer-Transmissionen (Abb. links) auf die Seitenbandunterdrückung (Abb. rechts). Die Seitenbandunterdrückung wird nur bei der Zwischenfrequenz maximal, bei der sich die Transmissionskurven schneiden.

Abbildung 3.5 zeigt die Seitenbandunterdrückungen der Platinen in Abhängigkeit von der LO-Frequenz. Wie man erkennen kann, treten immer noch Fluktuationen auf, jedoch weniger regelmäßig. Aufgrund der nun konstanten Zwischenfrequenz, kann das Tiefpassmodell der Mischer nicht mehr herangezogen werden. Da das Niveau der Seitenbandunterdrückung mit durchschnittlich 60 dB ausreichend hoch war, wurde dieses Verhalten nicht näher untersucht.

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

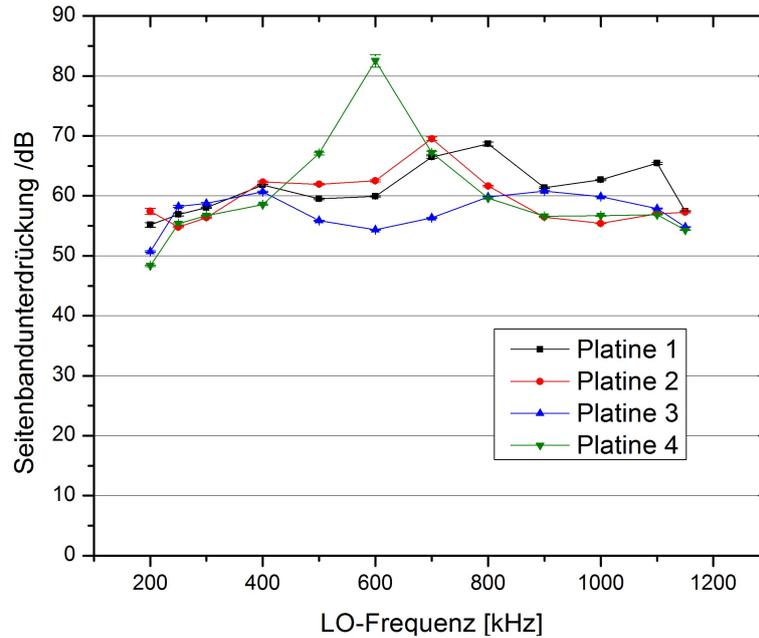


Abbildung 4.5: Vergleich der Seitenbandunterdrückungen in Abhängigkeit von der LO-Frequenz (IF-Frequenz konstant bei 10 kHz). Die einzelnen Platine weisen alle eine Seitenbandunterdrückung von über 50 dB im relevanten Frequenzbereich auf.

4.2 Vermessung des Vorverstärkers

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Eingangssignals nicht zu beeinträchtigen, muss das Eigenrauschen des AF-DC-c Vorverstärkers möglichst klein gegenüber dem vom kryogenen Vorverstärker kommenden Rauschen sein. Der Einfluss der Vorverstärkerstufe auf das S/N-Verhältnis wurde daher durch Rausch- sowie Verstärkungsmessungen untersucht.

Rauschmessung: Bei der Messung des Rauschspektrums des AF-DC-c Vorverstärkers (VV) kam ein Rohde & Schwarz ZVL Spektrumanalysator zum Einsatz. Das Rauschen am Eingang des Analysators ist groß im Vergleich zum eigtl. Vorverstärkerrauschen des AF-DC-c und würde es somit überdecken. Um dies zu vermeiden, wurde daher ein zusätzlicher Nachverstärker (NV) verwendet, der das Vorverstärkerrauschen über das ZVL-Rauschen anhub. In Abbildung 3.6 ist der Messaufbau als Blockschaltbild dargestellt.

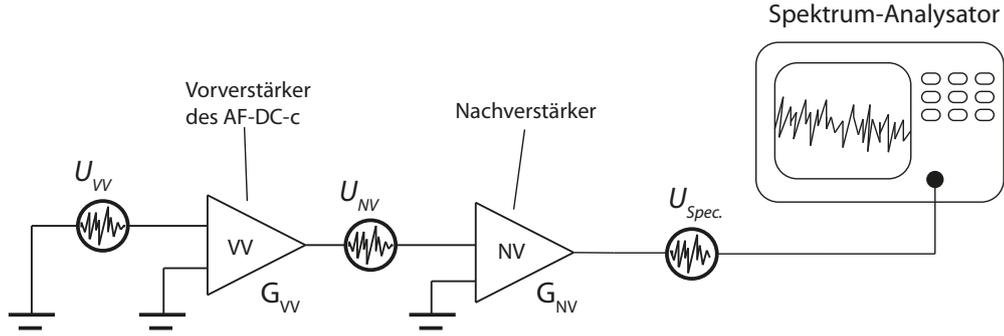


Abbildung 4.6: Blockschaltbild des Messaufbaus. Der Eingang des AF-DC-c Vorverstärkers ist kurzgeschlossen. Das Rauschen der Verstärker bzw. des Spektrum-Analysators wird durch Rauschquellen U_{VV} , U_{NV} und $U_{Spec.}$ an den jeweiligen Eingängen modelliert. Die Verstärkungen betragen G_{VV} bzw. G_{NV} . Um sie vor äußeren Einflüssen abzuschirmen, befanden sich beide Verstärker in einer geerdeten Kupferbox. Die Spannungsversorgung wurde extern zugeführt (Beides ist hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet).

Das auf diese Weise gemessene Rauschspektrum stellt eine Überlagerung aus den verstärkten Spektren der unterschiedlichen Rauschquellen dar. Da die Rauschquellen nicht korreliert waren gilt für die Rauschspannung U_{ges} des überlagerten Spektrums :

$$U_{ges} = \sqrt{(U_{VV} \cdot G_{VV} \cdot G_{NV})^2 + (G_{NV} \cdot U_{NV})^2 + (U_{Spec.})^2}. \quad (4.2)$$

Nach Gleichung (3.2) ergibt sich das eigentliche AF-DC-c-Vorverstärkerrauschen U_{VV} dann zu :

$$U_{VV} = \frac{1}{G_{VV}G_{NV}} \sqrt{(U_{ges})^2 - [(G_{NV} \cdot U_{NV})^2 + (U_{Spec.})^2]}. \quad (4.3)$$

Um dieses zu erhalten mussten daher die einzelnen Verstärkungen G_{VV} und G_{NV} bestimmt werden. Der Term $(G_{NV} \cdot U_{NV})^2 + (U_{Spec.})^2$ konnte direkt gemessen werden. Hierzu kam im Wesentlichen der in Abbildung 3.5 dargestellte Aufbau zum Einsatz, wobei jedoch der AF-DC-c Vorverstärker entfernt und der Eingang des Nachverstärkers kurzgeschlossen wurde. Das so gemessene Rauschspektrum enthielt dann die Überlagerung aus Nachverstärker- und Analysatorrauschen und entsprach genau der Wurzel aus obigem Term.

Messung der Verstärkung: Die Messung der Verstärkungen G_{VV} und G_{NV} erfolgte mit einem Netzwerkanalysator. Jeder der beiden Verstärker wurde separat mit identischen Einstellungen am Analysator vermessen. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der Vergleich der Frequenzgänge in Abbildung 3.8 zeigt, dass Platine zwei bis vier sehr ähnliche Verstärkungen aufweisen. Lediglich Platine 1 weist gegenüber den anderen eine

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

deutliche Abweichung um ca. 0,3 dB auf, was auf Bauteiltoleranzen zurückgeführt werden kann.

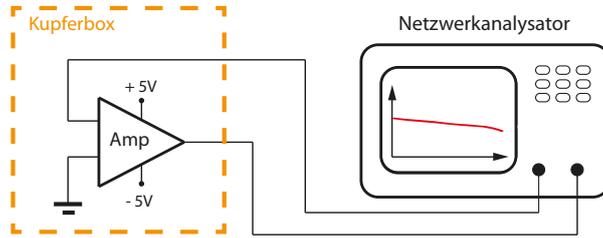


Abbildung 4.7: Bestimmung der Verstärkung G_{VV} und G_{NV} . Für die Messung wurde ein Rohde & Schwarz ZVL im Netzwerkanalysator-Modus betrieben. Die Kupferbox diente erneut der Abschirmung.

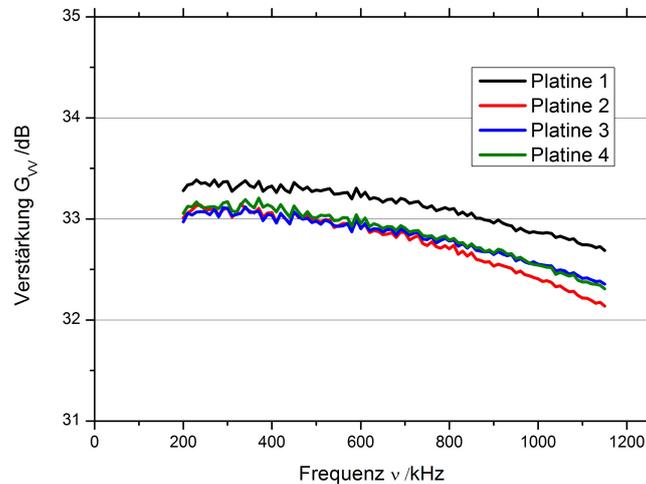


Abbildung 4.8: Frequenzgänge der Vorverstärker. Platine 1 zeigt eine Abweichung um ca. 0.3 dB. Dies kann auf Bauteiltoleranzen zurückgeführt werden.

Bestimmung der Rauschdichte: Aus den Rausch- und Verstärkungsmessungen kann nun die Rauschdichte $u_{vv}(\nu)$ des AF-DC-c Vorverstärkers berechnet werden. Mit Gleichung (3.3) ergibt sich diese zu

$$u_{vv}(\nu) = \frac{U_{VV}}{\sqrt{\Delta\nu}} = \frac{\sqrt{(U_{ges}(\nu))^2 - [(G_{NV}(\nu) \cdot U_{NV}(\nu))^2 + (U_{Spec.}(\nu))^2]}}{G_{VV}(\nu) \cdot G_{NV}(\nu) \cdot \sqrt{\Delta\nu}}, \quad (4.4)$$

wobei $\Delta\nu$ die Bandbreite ist, mit der die Verstärkung sowie das Rauschen gemessen wurde. Sie betrug in beiden Fällen 100 Hz. Abbildung 3.9 zeigt die berechneten Rauschdichten der vier Platinen. Alle vier Platinen zeichnen sich durch ein ähnliches Vorverstärkerrauschen aus. Die durchschnittliche Rauschdichte liegt bei ca. $650 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$.

4 Charakterisierung des Abwärtsmischers AF-DC-c

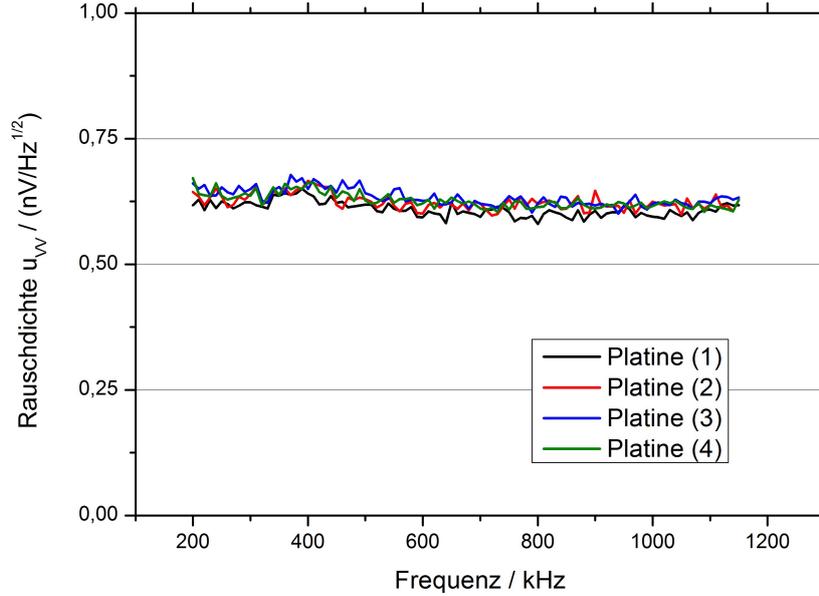


Abbildung 4.9: Rauschdichten der Vorverstärker. Die Rauschdichten der vier Platinen liegen nahezu auf dem selben Niveau. Die durchschnittliche Rauschdichte beträgt ca. $650 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$.

Auswirkung des AF-DC-c auf die Eingangs-Rauschdichte: Der kryogene Vorverstärker verfügt typischerweise über eine Rauschdichte von ca. $800 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und eine Verstärkung von $V_K \simeq 10$ dB. Zusammen mit der Rauschdichte des AF-DC-c Vorverstärkers von $u_{VV} \simeq 650 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ (Abbildung 3.9) ergibt sich die gesamte Rauschdichte am Eingang des AF-DC-c zu:

$$u_{ges} = \sqrt{(u_{kryo} \cdot V_K)^2 + u_{VV}^2}. \quad (4.5)$$

Die Erhöhung der Rauschdichte durch den AF-DC-c Vorverstärker beträgt demnach

$$\frac{\sqrt{(u_{kryo} \cdot V_K)^2 + u_{VV}^2}}{u_{kryo} \cdot V_K} - 1 \simeq 3\%$$

und kann vernachlässigt werden.

Auswirkungen der Seitenbandunterdrückung auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis: Bei nicht vorhandener Seitenbandunterdrückung würde sich das Rauschen aus beiden Seitenbändern quadratisch aufaddieren, was zu einer Verschlechterung des S/N-Verhältnisses um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ führen würde. Die vier vermessenen Platinen zeigen eine Seitenbandunterdrückung von durchschnittlich 60 dB. Damit reduziert sich obiger Faktor auf $\left(1 + \left(\frac{1}{1000}\right)^2\right)^{-1/2} \simeq 1$. Im Vergleich zu einem Mischer ohne Seitenbandunterdrückung ergibt sich mit dem AF-DC-c daher ein um ca. $\sqrt{2}$ besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasste sich mit dem Aufbau und der Charakterisierung von vier Verstärkern mit integrierten Abwärtsmischern die zur Nachverstärkung sowie Herabsetzung der Frequenz der axialen Signale beim PENTATRAP-Experiment dienen sollen.

In Kapitel zwei wurden einige theoretische Aspekte der Massenspektrometrie mit Penning-Fallen vorgestellt. Zudem wurde kurz die für diese Arbeit relevante elektrotechnische Seite beleuchtet. Kapitel drei beschäftigte sich mit dem Aufbau und der Funktionsweise des axialen Nachverstärkers und Abwärtsmischers AF-DC-c. Die Charakterisierung der vier aufgebauten Platinen erfolgte in Kapitel vier.

Die Messung der Seitenbandunterdrückungen in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz und der Lokaloszillator-Frequenz zeigten zufriedenstellende Ergebnisse mit Seitenbandunterdrückungen von über 50 dB im relevanten Frequenzbereich. Rauschmessungen der Vorverstärkerstufe des AF-DC-c zeigten eine gegenüber dem kryogenen Vorverstärker vernachlässigbare Rauschdichte von $\simeq 650 \frac{\text{pV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei allen vier Platinen. Die Verstärkungen der Vorstufen lagen bei ca. 33 dB. Durch die in der Mischerstufe integrierte Seitenbandunterdrückung ergab sich gegenüber einem gewöhnlichen Mischer ein um ca. $\sqrt{2}$ besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Zusammen mit dem von Andreas Dörr im Rahmen seiner Diplomarbeit aufgebauten ersten Exemplar sind die fünf AF-DC-c Nachverstärker bereit für den Einsatz im PENTATRAP-Experiment. Die restliche Detektionselektronik im Raumtemperaturbereich ist bereits verfügbar. Die kryogene Vorstufe befindet sich zum Teil noch in der Aufbauphase. Nach Abschließenden Tests der kryogenen Elektronik wird eine Anpassung an die Bedingungen im Experiment durchgeführt. Bis zum Ende des Jahres sollen erste Abnahmetests der komplettierten Apparatur erfolgen.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Blaum, Yu. N. Novikov and G. Werth. Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics. *Contemporary Physics*, 51: 2, 149-175, 2010.
- [2] G. Gabrielse, X. Fei, L.A. Orozco, R.L. Tjoelker, J. Haas, H. Kalinowsky, T.A. Trainor, W. Kells. Thousandfold improvement in the measured antiproton mass. *Phys. Rev.* 65(11):1317-1320, 1990.
- [3] W. Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.* 62:531-540, 1990.
- [4] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H.G. Dehmelt. Electron magnetic moment from geonium spectra. *New Frontiers in High Energy Physics*, B Kursunoglu, A. Perlmutter, L. Scott, eds. *Plenum, New York*, 1978.
- [5] L.S. Brown and G. Gabrielse. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, 58(1):233-311, 1986.
- [6] G. Gabrielse. Why Is Sideband Mass Spectrometry Possible with Ions in a Penning Trap? *Physical Review Letters*, 102(17):172501, 2009.
- [7] R.S. Van Dyck Jr, S.L. Zafonte, S. Van Liew, D.B. Pinegar, and P.B. Schwinberg. Ultraprecise Atomic Mass Measurement of the Alpha Particle and 4He . *Physical Review Letters*, 92(22):220802, 2004.
- [8] J. Repp, Ch. Böhm, J.R. Crespo López-Urrutia, A. Dörr, S. Eliseev, S. George, M. Goncharov, Yu. Novikov, C. Roux, S. Sturm, S. Ulmer, and K. Blaum. PENTA-TRAP: A novel cryogenic multi-Penning trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions. *Submitted to Appl. Phys. B*, 2011.
- [9] Samuel Earnshaw: On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether. In: *Trans. Camb. Phil. Soc.* 7:97-112, 1842.
- [10] G. Gabrielse, L. Haarsma, and S.L. Rolston. Open-endcap Penning traps for high precision experiments. *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, 88(2-3):319-332, 1989.
- [11] G. Gräff, H. Kalinowsky, and J. Traut. A Direct Determination of the Proton-Electron Mass Ratio. *Zeitschrift für Physik A*, 297:35-39, 1980.
- [12] M.B. Comisarow and A.G. Marshall, *Chem. Phys. Lett.* 25:282, 1974.

Literaturverzeichnis

- [13] W. J. Shockley. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge. *Appl. Phys.* 9:635, 1938.
- [14] S. Ulmer, H. Kracke, K. Blaum, S. Kreim, A. Mooser, W. Quint, C. C. Rodegheri, J. Walz. The quality factor of a superconducting rf resonator in a magnetic field. *Rev. Sci. Instrum.* 80,123302, 2009.
- [15] S. Stahl. Axialfrequenzverstärker mit integriertem Abwärtsmischer AF-DC- b / AF-DC-c. *Stahl Electronics*, 2010.
- [16] D. Patranabis. Principles of Electronics Instrumentation. *Prentice-Hall of India Pvt. Ltd, New Delhi*, 2009.
- [17] Agilent / HP 35670A FFT Dynamic Signal Analyzer, 102.4 kHz, Dual Channel.
- [18] A. Dörr. Setup, test and optimization of detection electronics for high-precision mass measurements at PENTATRAP. Diplomarbeit. Ruprecht-Karls-Universität. Heidelberg, 2011.
- [19] Philips Semiconductors. SA612A - Double-balanced mixer and oscillator, 1997.
- [20] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2002.
- [21] J. Kaukokuori, K. Stadius, J. Rynänen, and K. Halonen. Analysis and Design of Passive Polyphase Filters. *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers*, 55(10):3023-3037, 2008.