

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Felix Laux
aus Bremen

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 2011

Entwicklung von kapazitiven
Positions-, Strom- und Schottkysignal-Messsystemen
für den kryogenen Speicherring CSR

Felix Laux

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Blaum
Prof. Dr. Joachim Ullrich

Zusammenfassung: Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden neuartige Verfahren zur Messung des Strahlstromes, der Strahlposition und des Schottky-Signales auf Grundlage kapazitiver Pickups in Speicherringen entwickelt. Strahlstrommessungen am Schwerionenspeicherring TSR mit einem kapazitiven Pickup ergaben eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie, so dass nun am TSR erstmalig ein Messgerät mit hoher Genauigkeit für Strahlströme auch weit unter $1 \mu\text{A}$ zur Verfügung steht. Dieses Verfahren wird auch am Cryogenic Storage Ring (CSR) eingesetzt werden, in dem sehr kleine Strahlströme im Bereich von 1 nA - $1 \mu\text{A}$ zu erwarten sind. Für die Verwendung am CSR wurden zum ersten Mal Positionsmessungen mit einem resonanten Verstärkersystem für kapazitive Positionspickups experimentell am TSR untersucht, wobei durch eine Induktivität eine Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erreicht wird. Ein Vergleich dieser Methode mit Messungen mit dem Restgasstrahlprofilmonitor des TSR ergab eine sehr gute Übereinstimmung auch bei niedrigen Strahlströmen. Die experimentelle Untersuchung der kryotauglichen Elektronik ergab eine erreichbare Güte von $Q = 500$, so dass mit den CSR Strahlpositionsmonitoren ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreicht wird, das eine präzise Positionsmessung auch bei niedrigsten Strahlströmen in Aussicht stellt. Der CSR Schottky-Pickup wird ebenfalls mit einem resonanten Verstärkersystem mit entsprechender Güte ausgestattet werden. Eine Abschätzung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses ergibt im CSR eine mögliche Nachweisbarkeitsgrenze von nur wenigen Protonen.

Abstract: In this thesis novel techniques based on capacitive pickups for the determination of the beam current, the beam position and the Schottky-signal in storage rings have been developed. Beam current measurements at the heavy ion storage ring TSR with a capacitive pickup have been found in very good agreement with the theory. Using this device the accurate measurement of beam currents at the TSR far below $1 \mu\text{A}$ is now possible. This method will also be used at the Cryogenic Storage Ring (CSR) at which beam currents in the range of 1 nA - $1 \mu\text{A}$ are expected. For the first time, position measurements with a resonant amplifier system for capacitive pickups have been examined at the TSR for later use of this technique in the CSR. With this method an increased signal-to-noise ratio can be achieved using a parallel inductance. A comparison with measurements using the rest gas beam profile monitor has shown very good agreement even at very low intensities. Experiments with the cryo-capable electronics for the CSR beam position monitors have shown an achievable quality factor of $Q = 500$, resulting in the prospect of precise position measurements at the CSR even at very low beam currents. The CSR Schottky-Pickup will also be equipped with a resonant amplifier system with a comparable quality factor. An estimation of the signal-to-noise ratio suggests a detection limit of a few protons.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der kryogene Speicherring CSR	5
2.1	Technischer Überblick	5
2.1.1	Die CSR-Ionenquellen und die Ionenoptik	5
2.1.2	Das kryogene Konzept des CSR	6
2.1.3	Der Elektronenkühler	8
2.1.4	Das HF-System	9
2.2	Die Strahldiagnose	11
3	Strahlstrommessung mit kapazitiven Pickups	16
3.1	Theorie der kapazitiven Pickups	16
3.2	Ursachen von Messabweichungen	25
3.3	Strahlstrom-Messungen am TSR	27
3.3.1	Messaufbau	27
3.3.2	Ergebnisse	32
3.3.3	Fazit	40
4	CSR-Strahlpositionsmonitore	42
4.1	Theorie der Strahlpositionsmessungen	42
4.1.1	Messprinzip	42
4.1.2	Der Skalierungsfaktor für lineare Pickups	43
4.1.3	Berechnungen von Skalierungsfaktoren mit TOSCA	46
4.1.4	Resonante Verstärkung der Pickup-Signale	48
4.2	Strahlpositionsmessungen an TSR-Pickups	61
4.2.1	Vorstellung des Messsystems für die Drahtmessungen	61
4.2.2	Ergebnisse der Drahtmessung	74
4.2.3	Messungen am TSR	80
4.3	Technische Realisierung	88
4.3.1	Mechanischer Aufbau	88
4.3.2	Messung des Skalierungsfaktors	90
4.3.3	Untersuchung von Schaltern auf Kryotauglichkeit und Verwendbarkeit in Schwingkreisen	90

4.3.4	Untersuchungen zur Messelektronik für die CSR-Strahllagemonitore	97
4.3.5	Voraussichtliches Signal-zu-Rausch-Verhältnis	115
5	Der CSR Schottky-Pickup	121
5.1	Einleitung	121
5.1.1	Theorie der Schottky-Signale	121
5.1.2	Experimente zur Transferimpedanz am TSR	125
5.2	Der Schottky-Pickup des CSR	126
5.2.1	Mechanisches Design	126
5.2.2	Vergleich des Signales eines Protons mit dem Gesamtrauschen .	127
6	Zusammenfassung und Ausblick	130

Kapitel 1

Einleitung

Raumtemperatur-Speicherringe mit magnetostatischer Strahloptik und einem Elektronenkühler, zu denen der Heidelberger Schwerionenspeicherring TSR zählt, erlauben die Speicherung von Ionenstrahlen mit wohldefinierter Energie. Die Verteilung der kinetischen Energie mit geringer Breite wird durch Phasenraumkühlung erreicht. Lange Speicherzeiten führen in vielen Fällen zu einer Thermalisierung der internen Freiheitsgrade der Molekülonen mit der Raumtemperatur-Schwarzkörperstrahlung. Von dieser Speichertechnik profitierte in besonderem Maße die experimentelle Untersuchung der Dissoziativen Rekombination (DR) [1–5], die großen Einfluss auf die Zusammensetzung der interstellaren Materie, insbesondere molekularer Wolken, hat [6]. Bei der DR wird die Bindung eines positiv geladenen Molekülions aufgebrochen, in dem es mit einem freien Elektron reagiert. Im interstellaren Medium entstehen diese positiv geladenen Molekülonen durch Photo- oder Stoßionisation. In Speicherringen können alle neutralen Reaktionsprodukte der DR auf ortsauflösenden Detektoren in Strahlrichtung außerhalb des Speicherringes abgebildet werden, da die bei einer solchen Reaktion freierwerdende kinetische Energie klein ist im Vergleich zur kinetischen Energie der Ionen vor der Reaktion. Dadurch wird eine Erfassung des gesamten Raumwinkels bei der Detektion der Produkte möglich.

Die im TSR gespeicherten Molekülonen kommen typischerweise aus Quellen, in denen Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade angeregt werden. Die populierte Vibrationszustände haben großen Einfluss auf den Prozess der DR [7]. Sie können mit der 300 K Umgebung des Speicherrings thermalisieren und ein Erreichen des Vibrationsgrundzustandes ist auf Zeitskalen von Millisekunden möglich. Für das Einstellen der Gleichgewichtsverteilung der Rotationszustände sind dagegen Zeitskalen von Sekunden erforderlich. Abhängig vom Mechanismus der DR spielen die Rotationsfreiheitsgrade des Moleküls eine Rolle [8,9]. Aus diesem Grund ist die Preparation von Molekülonen im Vibrations- *und* Rotationsgrundzustand von Interesse, um die experimentellen Daten mit den entsprechenden Theorien vergleichen zu können. Hier zeigen sich die Grenzen von Raumtemperatur-Speicherringen, da für eine Relaxierung in den Rotationsgrundzustand eine Umgebungstemperatur in der Größenordnung von 10 K nötig

ist [10]. Speicherringe mit magnetostatischen Ablenkern haben noch eine weitere Limitierung. Und zwar besteht bei vorgegebener kinetischer Energie durch das erreichbare Magnetfeld eine obere Grenze für die Masse m der speicherbaren Spezies. Da nämlich die Lorentzkraft proportional zur Geschwindigkeit v ist, hängt die für einen Teilchenstrahl einzustellende magnetische Influenz B der Ablenker allein vom Impuls der Ionen $p = \gamma m v$ ab:

$$B \cdot \rho = \frac{\gamma m v}{q}, \quad (1.1)$$

wobei ρ der Krümmungsradius ist. Außerdem ist $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, mit $\beta = v/c$ und der Lichtgeschwindigkeit c . Die Größe $B \cdot \rho$ wird magnetostatische Steifigkeit genannt. Bei einem elektrostatischen Speicherring hingegen ist für die an die Deflektoren bzw. Quadrupole anzulegenden Spannungen allein das Verhältnis der kinetischen Energie zum Ladungszustand ausschlaggebend. Es ist:

$$E_r \cdot \rho = \frac{p \cdot v}{q}. \quad (1.2)$$

E_r ist das radiale elektrische Feld des Ablenkers und das Produkt $E_r \cdot \rho$ die elektrostatische Steifigkeit. Sie ist bis auf einen Faktor gleich der kinetischen Energie, die proportional zum Produkt $p \cdot v$ ist. Aus diesem Grund ergibt sich der praktische Vorteil, dass die nötigen Einstellungen für die Speicherung von schwachen Strahlen aus Clustern oder Biomolekülen in einem elektrostatischen Speicherring mit Pilotstrahlen leichter Ionen, aber gleicher kinetischer Energie gefunden werden können. Aus experimenteller Sicht ergibt sich noch ein weiterer entscheidender Vorteil, nämlich dass die Verlustrate der gespeicherten Ionen durch das Restgas mit steigender Ionengeschwindigkeit sinkt [11]. Experimente zur DR besitzen nur dann eine Aussagekraft, wenn die Speicherzeit länger ist als die für die Kühlung bzw. Relaxierung nötige Zeit. Für eine gegebene maximale magnetische Influenz bzw. für ein maximales elektrisches Feld erhält man aber eine maximale Geschwindigkeit der Teilchen, die im Falle des magnetostatischen Speicherrings invers proportional zur Masse ($v_{max} \propto m^{-1}$), im Falle eines elektrostatischen Speicherrings hingegen invers proportional zur Wurzel aus der Masse ist ($v_{max} \propto m^{-1/2}$). Dies bedingt letztendlich eine Abhängigkeit der Lebensdauer von der Masse der gespeicherten Ionen, die für elektrostatische Speicherringe weniger streng ist.

Um die o.a. Limitierungen durch die Temperatur der Experimentiervakuumkammer des Speicherrings und die Massenlimitierung zu überwinden, wird am Max-Planck-Institut für Kernphysik gegenwärtig der elektrostatische kryogene Speicherring (Cryogenic Storage Ring, CSR) aufgebaut, der eine Temperatur des Experimentiervakuums von 10 K erreichen soll. Die Bauform und der Umfang des CSR erlauben es, eine Vielzahl von Experimentaufbauten permanent zu installieren. Auf diese Weise wird die Untersuchung einer großen Vielfalt von molekül- und clusterphysikalischen Fragestellungen unter einzigartigen Bedingungen möglich. Der CSR wird der erste Speicherring seiner Art sein,

der mit einem Elektronenkühler ausgestattet ist, der gleichzeitig als Elektronentarget dient. Die kryogene Umgebung und die niedrigen Geschwindigkeiten stellen jedoch extreme Anforderungen an die Nachweis- und Experimentdetektoren, die speziell für diese Bedingungen entwickelt werden müssen [11]. Am CSR sind u.a. bereits folgende Experimente angedacht. Mit Hilfe eines MCPs wird z.B. der orts aufgelöste Nachweis von neutralen Fragmenten ermöglicht und mit weiteren Detektoren wird die Messung von geladenen Produkten mit veränderter elektrostatischer Steifigkeit realisiert werden. Von der kryogenen Umgebung wird ein magnetisches Kalorimeter profitieren, mit dem Molekülfragmente energieaufgelöst gemessen werden können [12]. Am CSR wird die Überlagerung des Ionenstrahles mit neutralen Spezies möglich sein. Dies erlaubt die Untersuchung der Reaktion von Neutralteilchen mit organischen Anionen, die ebenfalls in molekularen Wolken gefunden wurden [13]. Die elektrostatischen Ablenker erlauben ebenfalls die Speicherung von Biomolekülen, für deren Funktion ihre Struktur entscheidend ist. Diese wird üblicherweise durch Röntgenbeugung untersucht. Um die Vorhersagekraft von theoretischen Modellen zu unterstützen, ist auch eine spektroskopische Untersuchung von Interesse [14]. Am CSR wird dafür auch die Überlagerung des Ionenstrahls mit einem Laserstrahl möglich sein. Solche Experimente wurden bereits in Raumtemperatur-Speicherringen durchgeführt. Mit der reduzierten Schwarzkörperstrahlung im CSR und mit in vielen Fällen gekühlten Molekülen werden noch genauere spektroskopische Untersuchungen ermöglicht. Der CSR wird ebenfalls permanent mit einem Reaktionsmikroskop ausgerüstet sein. In einer solchen Experiment-Apparatur kann der Ionenstrahl mit einem kalten Überschallgasjet (Target) gekreuzt werden und die entstehenden Produkte, d.h. die Ionen und Elektronen des Atom-Ion-Stoßes, können kinematisch vollständig erfasst werden, indem sie mit elektrischen und magnetischen Feldern auf Detektoren abgebildet werden. Solche Experimente werden außerhalb von Speicherringen mit Ionenstrahlen durchgeführt, die vernichtet werden, sobald sie das Reaktionsvolumen passiert haben. Bei gleich großer Targetdichte sind daher in einem Speicherring auf Grund des gespeicherten Ionenstrahls Experimente mit geringeren Wirkungsquerschnitten möglich.

Essentiell für die effiziente Speicherung der Ionenstrahlen, und damit für den Erfolg der oben genannten Experimente, ist die Strahldiagnose, die die Messung der Strahlparameter wie die Intensität, die zeitliche Struktur und die Position des Strahls sowie die Impulsverteilung der Ionen etc. umfasst. Genau hier setzt die vorliegende Arbeit an. Die genannten Strahlparameter können mit Hilfe kapazitiver Pickups zerstörungsfrei gemessen werden und müssen aus vielen Gründen genau bekannt sein. Anhand der Intensität, die den zeitlich gemittelten Strahlstrom bezeichnet, werden beispielsweise die optimalen Einstellungen der strahlführenden Elemente gefunden. Dem Experimentator hilft diese Kenntnis bei der Abschätzung der benötigten Messzeit, und aus den Reaktionsraten können nur mit bekanntem Strahlstrom absolute Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Eine Kenntnis der Strahllage, d.h. der Strahlposition und des Strahlwinkels auf einer geraden Sektion, ist im Betrieb wichtig, um den Strahl auf das jeweilige Experiment auszurichten. Wie bereits beschrieben, wird beispielsweise der Ionenstrahl in einer linearen Sektion des CSR einem Atomstrahl in einem Reaktionsmikroskop über-

lagert werden, dessen Flugrichtung senkrecht zur Bewegungsrichtung der gespeicherten Ionen steht. Außerdem wird der Ionenstrahl mit Laserstrahlen und Strahlen neutraler Atome überlagert werden können. Die Analyse des Schottky-Rauschens, das zustande kommt, da der Strahl aus einzelnen Ionen besteht, liefert wichtige Informationen über den Strahl. Darunter sind die mittlere Umlauffrequenz der Teilchen und die Verteilung der Umlauffrequenzen. Hieraus können die Energie und die Impulsunschärfe des Ionenstrahls berechnet werden.

Die extrem niedrige Restgasdichte ermöglicht die Speicherung auch schwerer Moleküle bis hin zu Clustern mit langer Lebensdauer. Solche Spezies werden in den meisten Fällen von Ionenquellen mit geringen Strömen bereitgestellt. Daher ist am CSR mit extrem niedrigen Strahlströmen zwischen etwa 1 nA und 1 μ A zu rechnen. Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung von hochsensitiven Strom-, Positions- und Schottky-Monitoren auf Grundlage kapazitiver Pickups, mit denen die Parameter für Strahlströme weit unter 1 μ A gemessen werden können. Im Falle der Positionsmonitore wird dabei zum ersten Mal in einem solchen Messgerät ein LC-Kreis zur resonanten Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (SNR) eingesetzt werden. Auch für die Messung des Schottky-Signals wird der Einsatz eines resonanten Verstärkersystems angestrebt.

In der vorliegenden Arbeit wird daher zunächst im folgenden Kapitel eine Einführung in den CSR, die technischen Gegebenheiten sowie ein Einblick in das geplante Strahl-diagnosesystem des CSR gegeben. Es werden außerdem Techniken wie die Elektronenkühlung und das Bunchen erläutert, die bei den Experimenten am TSR Verwendung fanden, und die im weiteren Verlauf der Arbeit beschrieben werden. Im darauffolgenden Kapitel 3 wird das Messprinzip mit kapazitiven Pickups erläutert, und es werden Messungen dargestellt, anhand derer die Einsetzbarkeit eines kapazitiven Pickups für die Messung des mittleren Strahlstroms gezeigt wird. Auch am Schwerionenspeicherring TSR wird ein Strahlstrommesssystem benötigt, mit dessen Hilfe der Strahlstrom von Molekülstrahlen gemessen werden kann, deren mittlere Strahlströme üblicherweise $< 1 \mu$ A sind. Die Verwendung des Messprinzips kapazitiver Pickups zur Bestimmung der Strahlposition wird in Kapitel 4 thematisiert. Dabei wird insbesondere auf den für diese Messgeräte neuartigen Einsatz von LC-Kreisen zur Erhöhung der Messpräzision eingegangen. Es werden dazu Experimente am TSR zur Untersuchung der Verwendbarkeit dieses Messprinzips vorgestellt. Neben den Signalen der Pickups für die Positionsmessung werden auch die Signale des Schottky-Pickups mit Hilfe eines LC-Kreises resonant verstärkt werden. In Kapitel 5 werden dazu Messungen und Überlegungen zur Transferimpedanz des Schottky-Pickups vorgestellt.

Kapitel 2

Der kryogene Speicherring CSR

In diesem Kapitel werden die geplanten technischen und experimentellen Einrichtungen des CSR erläutert, um die Rahmenbedingungen für die Strahldiagnose aufzuzeigen. Hierzu gehört eine kurze Beschreibung der Ionenquellen und der Ionenoptik. Des Weiteren wird auf das kryogene Konzept eingegangen, und es werden Techniken wie das Elektronenkühlen und das HF-System erklärt. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über die geplante Strahldiagnose, zu der die in dieser Arbeit behandelten Diagnosegeräte auf Grundlage kapazitiver Pickups gehören.

2.1 Technischer Überblick

2.1.1 Die CSR-Ionenquellen und die Ionenoptik

Der CSR besitzt ein quadratisches Layout mit vier Ecksektionen und vier linearen Sektionen (s. Abbildung 2.1). Der Gesamtumfang beträgt ca. 35 m, wobei auf jede lineare Sektion etwa 2 m entfallen. Jede der vier Ecksektionen des CSR enthält zwei elektrostatische 6° -Deflektoren und zwei elektrostatische 39° -Deflektoren. Am Anfang und am Ende jeder Ecksektion befindet sich jeweils ein Quadrupol zur Strahlfokussierung sowie ein vertikaler Ablenker für vertikale Korrekturen am Strahl. Die Ionen werden in die erste Ecksektion injiziert. Der Platz in der folgenden linearen Sektion ist für Aufbauten für zukünftige Experimente reserviert. Außerdem wird hier die Überlagerung des Ionenstrahls mit neutralen Atomen ermöglicht. Für spektroskopische Experimente kann dem Ionenstrahl in dieser Sektion auch ein Laserstrahl überlagert werden. Die nächste Linearsektion enthält den Elektronenkühler, der gleichzeitig als Elektronentarget dient. Für den Nachweis von neutralen Fragmenten befinden sich Detektoren in Flugrichtung in der folgenden Ecke. Um die Neutralen ungehindert auf die Detektoren treffen zu lassen, wurde ein ausreichend großer Konus für die möglichen Flugbahnen gefordert. Aus dieser Forderung ergibt sich ein Ablenkwinkel von 6° für den ersten Ablenker. In der nächsten Sektion werden verschiedene Geräte zur Strahldiagnose eingesetzt, und die vierte lineare Sektion enthält das Reaktionsmikroskop.

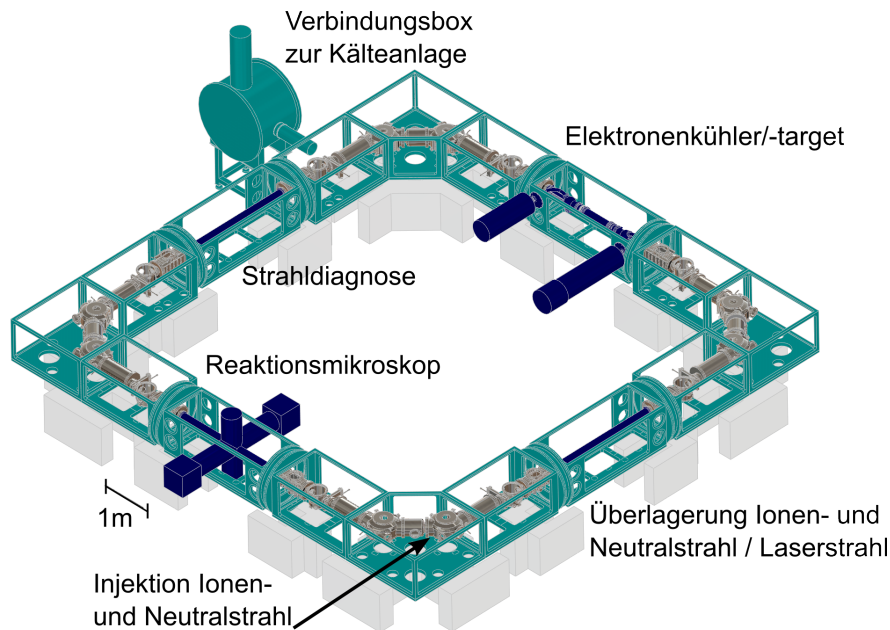


Abbildung 2.1: Überblick über die technischen und experimentellen Einrichtungen am CSR.

Für die Ionenquellen des CSR wird eine 300 kV Plattform bereitgestellt, die groß genug ist, um mehrere Quellen gleichzeitig aufbauen zu können. Über ein Transfersystem [15] werden die Ionen in den CSR injiziert. Für das Elektronenkühlen ist eine möglichst hohe kinetische Energie der Ionen von Vorteil. Die Spannung von 300 kV ist dabei die höchste Spannung, die technisch mit der erforderlichen Stabilität mit vertretbarem Aufwand herzustellen ist. Für Stoßexperimente im Reaktionsmikroskop sind auch kleinere Energien von Interesse. Dazu kann die Spannung der 300 kV Plattform heruntergeregelt werden oder das Netzteil kann getauscht werden. Auf diese Weise sollen Ionenstrahlen mit einer Energie zwischen 20 keV und 300 keV (einfach geladen) für den CSR bereitgestellt werden. Für den Neutralstrahl werden zunächst Ionen auf einer zweiten Plattform erzeugt, deren maximale Spannung 60 kV beträgt. Die Ionen werden dann kurz vor der Injektion neutralisiert.

2.1.2 Das kryogene Konzept des CSR

Um eine ausreichende Lebensdauer (τ) der gespeicherten Ionen zu erreichen, wird eine Restgasdichte von ca. 2000 Teilchen pro cm^3 gefordert. Dies entspricht bei Raumtemperatur einem Druck von 10^{-13} mbar. Ein solch extrem niedriger Druck soll durch Kryosorption von Wasserstoff erreicht werden. Dieses bildet die Hauptrestgaskomponente in XH-Vakua¹. Für diesen Zweck werden spezielle Kryopaneln aus Kupfer mit großer

¹Als XHV (eXtremly High Vacuum) werden solche Vakua bezeichnet, in denen Drücke von $p < 10^{-12}$ mbar herrschen.

Oberfläche mit suprafluidem Helium auf eine Temperatur von 2 K gekühlt werden. Dies ist nötig, da bei dieser Temperatur der Dampfdruck der festen Phase des kondensierten Wasserstoffes $< 10^{-13}$ mbar ist. Zum Pumpkonzept des CSR gehört außerdem die Möglichkeit, die Experimentiervakuumkammern auf etwa 350 °C auszuheizen.

Für das Experimentiervakuum wird zur effektiven Unterdrückung der Schwarzkörperstrahlung eine Temperatur von höchstens 10 K gefordert. Zu diesem Zweck werden Kälte pads auf der Außenseite des Experimentiervakuum angebracht. Diese sind mit der 2 K Versorgung der Kryopanel verbunden. Für das Erreichen der tiefkalten Temperaturen ist der CSR als Kryostat aufgebaut. Dies kann man an dem schematischen Querschnitt in Abbildung 2.2 erkennen. Das Experimentiervolumen (Strahlrohr) ist in ein Isolationsvakuum ($p = 10^{-6}$ mbar) eingeschlossen. Dadurch wird Wärmeleitung und -konvektion eliminiert. Ein 40 K und ein 80 K Schild sowie mehrere Lagen Superisolation sorgen für eine effektive Reduktion der Wärmestrahlung auf das Experimentiervakuum. Das zur Kühlung eingesetzte Helium wird durch zwei getrennte Leitungssysteme geleitet. In einem fließt suprafluides Helium für die Versorgung der Kryopanel. Das verdampfende Helium wird dabei durch eine Rückleitung zum Heliumverflüssiger zurückgeführt. Das zweite Leitungssystem umrundet den CSR mehrfach. In ihm fließt zu Beginn tiefkaltes Helium für die Versorgung von Teilen der Strahl diagnose. Ebenfalls verbunden mit dieser Runde sind Kryopumpen innerhalb der Kammern für die Strahl lagemonitore. Für den CSR wird gefordert, dass er bei Temperaturen von 10 K - 300 K betrieben werden kann. Die Kryopumpen in den Kammern der Strahl lagemonitore sollen dabei bei Raumtemperatur einen großen Teil der Pumpleistung übernehmen, in dem das Restgas an mit Aktivkohle beschichteten Flächen ausfriert. Das Helium ist in der zweiten Umrundung gasförmig und wird dafür verwendet werden, die Kammern mit den Kryopumpen vorzukühlen. Im kryogenen Betrieb gibt es eine dritte Umrundung, mit deren Hilfe der innere Schild gekühlt wird, und eine letzte Umrundung für die Kühlung des äußeren Schildes. Der innere Schild soll so eine Temperatur von etwa 40 K und der äußere Schild eine Temperatur von etwa 80 K erreichen. Mehrere Lagen Superisolation sorgen schließlich für eine Reduktion der Wärmestrahlung auf den äußeren Schild.

Der kryogene Betrieb stellt eine technische Herausforderung dar, da eine Änderung der Positionen der ionenoptischen Elemente während des Abkühlens verhindert werden muss. Dazu wird jeder Deflektor sowie die Quadrupole auf spezielle Stützen gestellt, die ihrerseits auf dem Betonfundament stehen. Die Stützen sind dabei aus besonders schlecht wärmeleitendem Material G10 sowie aus dünnwandigen Edelstahl-Zylindern gefertigt.

Zur Überprüfung des Kryo- und Pumpkonzeptes wurde eine elektrostatische Falle – der CSR-Prototyp – aufgebaut [16]. Diese Falle ist einer linearen Sektion des CSR nachempfunden. Zur Speicherung der Ionen dienen elektrostatische Spiegel, zwischen denen die Ionen hin und her oszillieren. Im Betrieb wurde eine Temperatur an einigen Teilen von bis zu 2 K gemessen. Außerdem wurde ein Restgasdruck von $8 \cdot 10^{-13}$ mbar erreicht (Raumtemperatur-Äquivalent) erreicht. Dies zeigt, dass das Kryo- und Pumpkonzept

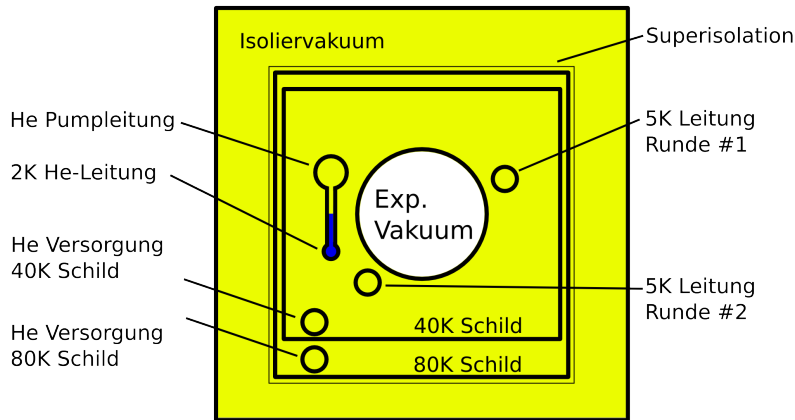


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den CSR (schematisch). Für weitere Details siehe Text.

für das Erreichen der geforderten Restgasdichten geeignet ist. Der CSR-Prototyp² ist nun eine eigenständige Experimentapparatur [17]. Die extrem niedrige Restgasdichte führt dabei zu hohen Lebensdauern der gespeicherten Ionen von bis zu einigen Minuten und der CSR-Prototyp stellt damit eine einzigartige Experimentieranlage für die Durchführung von Cluster- und Molekülphysikexperimenten dar.

2.1.3 Der Elektronenkühler

Die Funktionsweise des Elektronenkühlers beruht auf der Überlagerung des heißen Ionenstrahles mit einem intensiven kalten Elektronenstrahl. Durch Coulombwechselwirkung kommt es zu einer Thermalisierung und damit zu einer Kühlung des Ionenstrahles, d.h. zu einer Verkleinerung der longitudinalen und transversalen Geschwindigkeitsverteilung. Zudem verkleinert sich die transversale Strahlbreite, da die Kühlung eine Kraft gegen das Intra-Beam Scattering ausübt. Für die Kühlung ist erforderlich, dass die Geschwindigkeit der Elektronen derjenigen der Ionen entspricht. Die erforderliche Energie des Elektronenstrahles E_e richtet sich demnach nach der Masse der zu kühlenden Ionen m und der kinetischen Energie des Ionenstrahles E :

$$E_e = m_e/m \cdot E. \quad (2.1)$$

Die Kühlzeit $\tau_{\text{kühl}}$, d.h. die für die Thermalisierung erforderliche Zeit, ist proportional zur Masse der Ionen m_{Ion} und umgekehrt proportional zur Elektronendichte n_e :

²Es wird für den CSR-Prototyp auch die Bezeichnung CTF - Cryogenic Trap for Fast Ion Beams verwendet.

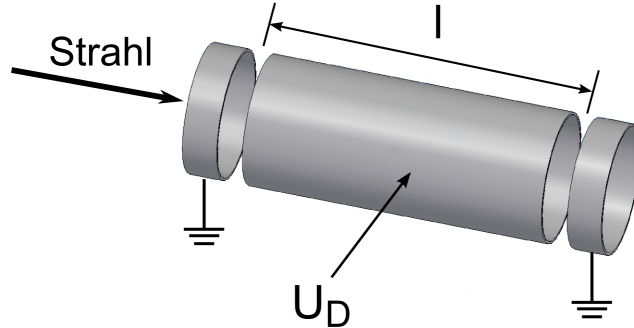


Abbildung 2.3: HF-System bestehend aus geerdeten Schirmelektroden und einer Drift-
röhre, an die die Spannung U_D angelegt wird.

$$\tau_{\text{kühl}} \propto \frac{m_{\text{Ion}}}{n_e q^2}. \quad (2.2)$$

Mit q wird die Ionenladung in Einheiten der Elementarladung bezeichnet. Die erreichbare Ionenstrahltemperatur ist abhängig von der Temperatur des Elektronenstrahles. Auf Grund der elektrostatischen Deflektoren ist die Speicherung massereicher Moleküle möglich. Moleküle besitzen im Allgemeinen den Ladungszustand $Z = 1$, da eine weitere Ionisierung zur Dissoziation führen würde. Im Falle des Elektronenkühlers für den CSR besteht die Herausforderung daher in der Präparation eines kalten, intensiven Elektronenstrahles niedriger Energie und in der störungsarmen Überlagerung des Elektronenstrahles mit dem Ionenstrahl. Für diesen Zweck wird eine am Max-Planck-Institut für Kernphysik entwickelte kryogene GaAs-Photokathodenquelle eingesetzt werden [18]. Mit Magnetfeldern wird der Elektronenstrahl dem Ionenstrahl überlagert. Bei dem Design wurde darauf geachtet, dass die Ionenbahn dabei möglichst wenig gestört wird [19]. Die extrahierbare Elektronendichte nimmt mit kleiner werdender Energie ab. Abschätzungen ergeben daher einen Massebereich für kühlbare Spezies von 1 - 160 amu. Für größere Massen werden die Kühlzeiten länger als die Lebensdauer (ca. 100 s) und ein effektives Kühlen damit schwierig.

2.1.4 Das HF-System

Im Standardbetrieb laufen die Ionen in einem Speicherring als Coasting Beam umher. Die Ionen sind dann entlang der geschlossenen Umlaufbahn (Closed Orbit) gleichverteilt. Für einige Experimente und für Teile der Strahldiagnose ist es jedoch erforderlich, dem Strahl eine zeitliche Struktur aufzuprägen. Dieser Vorgang wird Bunchen genannt, da die Ionen dann in Bunchen (engl. für Bündel) umherlaufen. Für das Bunchen wird am CSR ein HF-System zur Verfügung stehen, das aus einer Driftröhre besteht, an die

eine HF-Spannung angelegt wird (s. Abbildung 2.3). Die Frequenz f_{HF} dieser Spannung entspricht einem Vielfachen der Umlauffrequenz f_0 : $f_{\text{HF}} = h \cdot f_0$. Die Harmonischenzahl h ist gleich der Zahl der umherlaufenden Bunche. In der Theorie wird das HF-System als einfacher Spalt modelliert, über dem die HF-Spannung mit einer Amplitude U_{HF} angelegt wird. Die Driftröhre des CSR ist als Doppelspalt anzusehen und die Amplitude U_D der Spannung, die an diese Driftröhre angelegt wird, kann in eine effektive Einzelspalt-Spannung umgerechnet werden. Beim Durchflug durch das Driftrohr erhält ein Ion mit der Ladung Z einen Gewinn an kinetischer Energie von:

$$E_D = e Z U_D (\cos(-\omega_{\text{HF}} t_f + \phi) - \cos(\omega_{\text{HF}} t_f + \phi)), \quad (2.3)$$

wobei ϕ die Phase der Spannung des Driftrohres ist und $\omega_{\text{HF}} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\text{HF}}$. Die Zeit $t_f = 2 l/v$ ist gleich der Flugzeit eines Ions von der Spaltmitte zur Driftrohrmitte. Der zweite Term erhält ein negatives Vorzeichen, so dass sich die Richtung des Feldes im zweiten Spalt in Bezug auf den ersten Spalt umkehrt. Durch Umformung und Vergleich mit dem Energiegewinn beim Durchgang durch einen Einzelspalt erhält man die effektive Einzelspaltspannung. Diese ist unabhängig von der Geschwindigkeit der Ionen:

$$U_{\text{HF}} = 2 U_D \sin\left(\frac{h l \pi}{C_0}\right). \quad (2.4)$$

Die Größe C_0 ist der Umfang des Speicherringes. Für das Driftrohr des CSR HF-Systems ist eine Länge von $l = 35$ cm geplant. Die erreichbare effektive Spannung setzt eine obere Grenze, für die Impulsunschärfe $\Delta p/p$, die ein Strahl haben darf, um noch gebunched werden zu können. Ein Protonenstrahl mit einer Energie von 300 keV und einer Impulsschärfe von $\Delta p/p = 10^{-3}$ kann noch gebunched werden, wenn die effektive Spannung $U_{\text{HF}} = 5$ V beträgt [20]. Für $h = 2$ muss daher eine Spannung von ca. $U_D = 40$ V angelegt werden. Diese Spannung ist über einen Leistungsverstärker zugänglich.

Um die Dynamik der Ionen in einem Bunch zu beschreiben, wird das Sollteilchen definiert, dass sich dadurch auszeichnet, dass es stets seine Phase ϕ_0 in Bezug auf die HF-Frequenz beibehält. Die Ionen führen Synchrotronoszillationen aus, diese entsprechen Vorwärts- und Rückwärtsbewegungen im Bunch. Die Synchrotronfrequenz f_s beträgt [21]:

$$f_s = f_0 \sqrt{\frac{h \gamma m q U_{\text{HF}} \eta}{2 \pi p_0^2} \cos \phi_0}. \quad (2.5)$$

Der Parameter η wird Slip-Faktor genannt und wird durch die Wahl des Lattice vorgegeben. Er setzt die relative Umlauffrequenzänderung $\Delta f/f_0$ zur relativen Impulsänderung $\Delta p/p$ in Beziehung:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \eta \cdot \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (2.6)$$

Die übrigen in Gleichung (2.5) eingehenden Größen sind die Ionenmasse m_0 und die Ionenladung q sowie die Phase des Sollteilchens. Mit dem HF-System können die Ionen im Speicherring auch beschleunigt werden. In diesem Fall ist ϕ_0 ungleich null. Für den Bunchvorgang ohne Beschleunigung gilt jedoch stets $\phi = 0$. Gleichung (2.5) hat für die Strahldiagnose, insbesondere für die Strommessung mit kapazitiven Pickups Bedeutung, da sich mit ihrer Hilfe durch Bestimmung der Synchrotronfrequenz die effektive HF-Spannung U_{HF} bestimmen lässt.

2.2 Die Strahldiagnose

In Tabelle 2.1 sind wichtige CSR-Parameter zusammengefasst, die von Bedeutung für die Strahldiagnose sind. Die obere Grenze des speicherbaren Stromes ist auf Raumladungseffekte zurückzuführen. Auf Grund von Dipolfeldfehlern werden in Speicherringen Schwingungen in transversaler Richtung um den Closed Orbit angeregt. Diese werden Betatronoszillationen genannt. Der Tune des Speicherringes Q_x bzw. Q_y bezeichnet die Zahl der horizontalen bzw. vertikalen Betatronoszillationen pro Umlauf. Der Punkt in der von Q_x und Q_y aufgespannten Ebene ist der sogenannte Arbeitspunkt der Maschine. Der Tune darf niemals ganzzahlig sein. Bei einer solchen Resonanz wirkt anschaulich gesprochen die Kraft durch den Dipolfeldfehler auf das Ion in immer derselben Phasenlage. Dies führt zu einem sofortigen Strahlverlust. Neben ganzzahligen

Energie ($Z=1$)	20 keV - 300 keV
Strahlstrom	1 nA - 1 μ A
Masse (kühlbar)	$\leq 160 u$
Frequenzbereich (kühlbar, $Z=1$)	4 kHz - 220 kHz

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der für die Diagnose relevanten CSR-Strahlparameter.

Resonanzen gibt es noch solche höherer Ordnung und damit weitere Forderungen für den Arbeitspunkt. Auf Grund der Raumladung des Ionenstrahles wirkt auf die Ionen eine defokussierende Kraft. Dadurch kommt es zu einer Änderung des Tunes, so dass der Arbeitspunkt dann in einem Bereich liegen kann, in dem keine Speicherung möglich ist. Es wird angenommen, dass sich der Tune in horizontaler und vertikaler Richtung in gleichem Maß ändert. Die Änderung wird mit ΔQ bezeichnet. Aus einer maximal zulässigen Änderung des Tunes $|\Delta Q_{\max}|$ ergibt sich ein speicherbarer maximaler Strom I_{\max} [22]:

$$I_{\max} = B \frac{A}{q} \frac{2\pi}{r_p} \frac{e \cdot c}{C_0} \gamma^3 \beta^3 \epsilon |\Delta Q_{\max}|. \quad (2.7)$$

B bezeichnet den Bunching-Faktor mit $B = h \frac{s_b}{C_0}$. s_b ist die Bunchlänge. Für einen nicht-gebunchten Strahl ist $B = 1$. r_p ist der klassische Protonenradius, γ der relativistische Lorentzfaktor. e bezeichnet die Elementarladung und β die zur Lichtgeschwindigkeit relative Ionengeschwindigkeit. Die Größe ϵ ist die Emittanz. Sie ist ein Maß für

die transversale Strahlbündelung und ein Produkt aus der transversalen Ortsunschärfe und der transversalen Impulsunschärfe. Für einen elektronengekühlten Strahl ergibt sich die Emittanz aus einem Gleichgewicht zwischen dem Aufblähen des Strahles durch Intra-Beam Scattering und der Elektronenkühlung. Erfahrungswerte, die für einen gekühlten Protonenstrahl am TSR gewonnen wurden, können mit Hilfe von Gleichung (2.7) auf CSR-Bedingungen skaliert werden. Daraus ergibt sich die Abschätzung, dass bei einer Energie von 20 keV ein nicht-gebunchter, gekühlter Strahl mit einem Strom von etwa $1 \mu\text{A}$ gespeichert werden kann (s. Abbildung 2.4) [20].

Auf eine Möglichkeit zur Multi-Turn-Injektion wurde beim CSR verzichtet, da in vielen Fällen der Phasenraum bis zum Raumladungslimit in einer Single-Turn-Injektion aufgefüllt werden kann. Außerdem würden die für die Multi-Turn-Injektion nötigen zusätzlichen strahloptischen Elemente eine ganze lineare Sektion einnehmen, die dann nicht mehr für Experimente zur Verfügung stünde. Für die Injektion wird der erste 6° -Deflektor abgeschaltet und nach der Injektion wieder eingeschaltet. Die volle Spannung wird nach dem Wiedereinschalten nach ca. 200 ns erreicht.

Das untere Limit des in Tabelle 2.1 angegebenen Stromes ergibt sich daher aus der Ergiebigkeit der betreffenden Ionenquelle. Diese ist wiederum stark von dem Quellentyp und von der gewünschten Ionenart abhängig. Mit der CS-Sputterquelle MISS können z.B. organische negative Molekülonen mit Strömen von 100 nA - $10 \mu\text{A}$ für den TSR erzeugt werden. Jedoch ließen sich aus ihr nur Ströme von etwa 1 nA von Aluminiumclustern bestehend aus sechs bzw. sieben Atomen für den CSR-Prototyp extrahieren [23]. Für die Herstellung von großen Biomolekülonen lassen sich z.B. Electrospray-Ionisationsquellen verwenden, in denen die Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes aus der Lösung gezogen werden [24]. Da der Strom einer solchen Quelle äußerst klein ist, muss eine Falle verwendet werden, in der die Ionen aufakkumuliert und danach in den Speicherring injiziert werden. In [25] wird so über eine Speicherung von 10^5 ArgH^+ -Ionen³ im elektrostatischen Speicherring ELISA berichtet. Im CSR entspricht dies bei 300 keV einem Strom von 0.3 nA.

In Abbildung 2.5 werden die Positionen der Strahldiagnosegeräte, der Strahlableiter und der Quadrupole gezeigt. Zur ersten Optimierung der Strahloptik (First Turn Diagnose) werden Profilmontoren benötigt, mit deren Hilfe an verschiedenen Stellen das Profil und die Position des Strahles gemessen werden können. Auf Grund ihrer Bauart zerstören sie allerdings den Strahl und sind daher für den eigentlichen Speicherbetrieb nicht verwendbar. Für die Messung wird eine Aluminiumplatte in den Strahl gefahren. Der auftreffende Strahl löst Elektronen aus, die über eine Abzugsspannung auf eine Micro-Channel-Plate beschleunigt werden und dort Sekundärelektronen erzeugen. Dieses Verfahren wurde bereits erfolgreich im CSR-Prototyp verwendet [26] und die Apparatur wird gegenwärtig auf die CSR-Bedingungen adaptiert. Die Herausforderungen für die Apparatur liegen darin, dass Teile des Profilmontors bewegt werden müssen. Im Gegensatz zum CSR-Prototyp befindet sich der Profilmontor im CSR jedoch als

³Bei ArgH^+ handelt es sich um protoniertes Arginin.

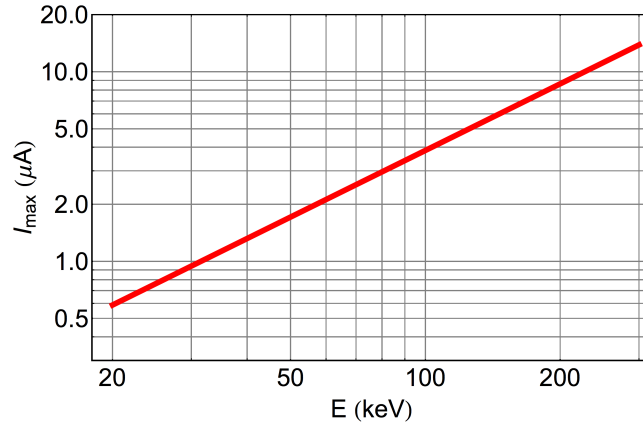


Abbildung 2.4: Maximaler im CSR speicherbarer Strom eines nicht-gebunchten *Protonenstrahles* als Funktion der Energie. Die Abschätzung ist eine Skalierung von einer Referenzmessung am TSR und gilt unter der Annahme, dass die Kühlrate im CSR dieselbe ist wie bei der Referenzmessung.

Ganzes im kryogenen Bereich. Zudem funktioniert eine CCD-Kamera, die zur Messung der Sekundärelektronen verwendet wird, bei kryogenen Temperaturen nicht.

Mit erfolgreich gespeichertem Strahl wird der mittlere Strahlstrom, d.h. die Strahlintensität, relevant. Für die Messung ist der Einsatz eines Cryogenic Current Comparators (CCC) geplant, mit dem unter Verwendung eines SQUIDS das Magnetfeld des Ionenstrahles gemessen wird. Der CCC funktioniert prinzipiell sowohl bei gebunchtem als auch bei einem Coasting Beam. Seit seiner Entwicklung 1994 [27] wurde der CCC fortlaufend verbessert. In [28] wird über eine intrinsische Auflösung des CCC von $40 \text{ pV}/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen unter Laborbedingungen berichtet. Im eigentlichen Experimentbetrieb verschlechtert sich jedoch die Auflösung auf $0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ durch mechanische Vibrationen und elektrische Störungen.

Zur Strommessung wird ebenfalls ein Strahlstrommonitor für gebunchte Strahle basierend auf dem Prinzip der kapazitiven Pickups verwendet werden können. Das Messprinzip wurde im Rahmen dieser Arbeit am TSR untersucht und die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel vorgestellt. Während des Ringbetriebes wird mit Strahlpositionsmonitoren die Position des Ladungsschwerpunktes des Strahles gemessen. Diese Strahlpositionsmonitore funktionieren ebenfalls nach dem Prinzip der kapazitiven Pickups. Sie befinden sich in allen linearen Sektionen außer in der Sektion mit dem Elektronenkühler direkt am Anfang und am Ende nach bzw. vor den Quadrupolen. Das Verstärkersystem dieser Positionsmonitore ist besonders empfindlich, da zur Signalüberhöhung erstmalig ein LC-Kreis in einem solchen Messgerät eingesetzt werden wird. Dies wird in Kapitel 4 beschrieben.

Aus Platzmangel werden in der Sektion mit dem Elektronenkühler Scraper für die Positionsmessungen eingesetzt [29]. Der Strahl wird dazu gegen die Scraper gefahren und dabei wird die Abnahme des Strahlstromes gemessen. Aus dem zeitlichen Verlauf

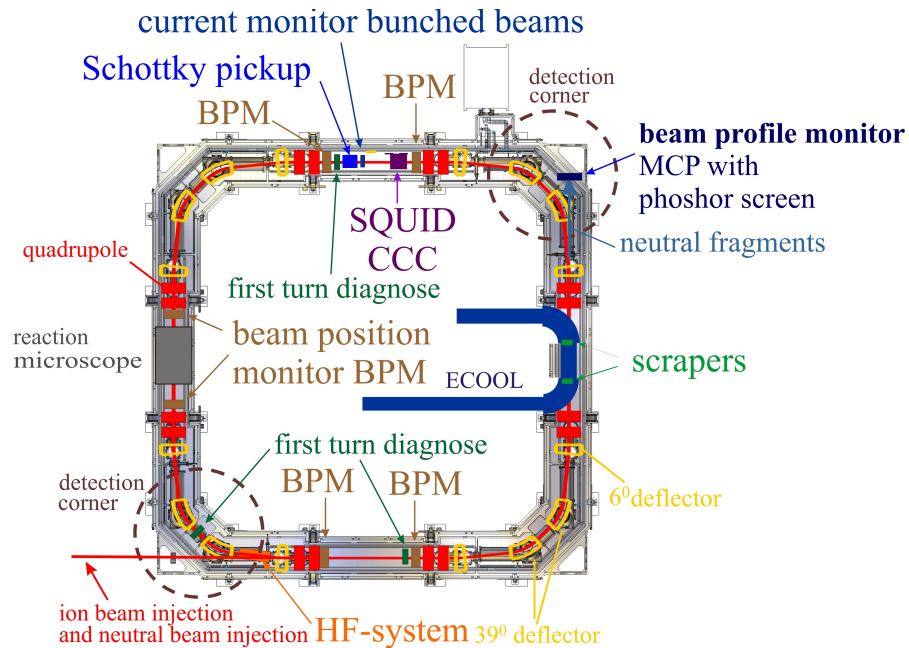


Abbildung 2.5: Überblick über die Strahldiagnose bestehend aus Profilmonitoren für die First-Turn-Diagnose, einem Cryogenic Current Comparator (CCC) zur Strommessung mit einem SQUID. Zur Diagnose werden außerdem ein Strahlstrommonitor und Strahlpositionsmonitore für gebunchte Strahle sowie ein Schottky-Pickup eingesetzt. In der linearen Sektion mit dem Elektronenkühler befinden sich Scraper für die horizontale Strahlpositions- und Profilmessung. Das vertikale Profil kann mit dem Reaktionsmikroskop gemessen werden. Zur Orts- und Profilmessung in der Sektion mit dem Elektronenkühler kann auch der ortsauflösende Detektor für neutrale Fragmente herangezogen werden.

kann sowohl die Position als auch die Profildbreite ermittelt werden. Zur Messung der Frequenzverteilung wird ein Schottky-Pickup mit einem ebenfalls resonanten Verstärkersystem verwendet werden. Dieser ist Gegenstand von Kapitel 5.

Neben den speziellen Diagnosegeräten können auch Experimentapparaturen im CSR zur Diagnose eingesetzt werden. Dies ist insbesondere für die Messung des Strahlprofils von Interesse, da konventionelle Profilmonitore, die auf der Ionisation des Restgases beruhen auf Grund der für den CSR berechneten niedrigen Zählraten ausscheiden [30]. Das vertikale Profil und die vertikale Position lassen sich zum Beispiel mit dem Reaktionsmikroskop messen. Dafür wird der Ionenstrahl durch den Überschallgasjet des Reaktionsmikroskopes gefahren, der im CSR horizontal ausgerichtet ist. Kombiniert man diese Messung mit der Scapermessung erhält man Informationen über das vertikale und das horizontale Profil des Strahles. Es besteht ebenfalls die Idee den Gasjet durch einen Gasvorhang zu ersetzen [31]. Dies würde die Möglichkeit eröffnen, allein durch das Reaktionsmikroskop sowohl das horizontale als auch das vertikale Profil zu messen. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung des vertikalen Strahlprofils von ein-

fach geladenen Molekülonen bietet die Dissoziative Rekombination im kombinierten Elektronenkühler/-target. Dafür muss das Signal des ortsauflösenden Detektors für die neutralen Produkte ausgewertet werden [29].

Kapitel 3

Strahlstrommessung mit kapazitiven Pickups

Der mittlere Strom ist eine wichtige Größe des gespeicherten Ionenstrahls. Er wird auch als Strahlintensität bezeichnet und lässt sich durch Mittelung des Stromes über die Umlaufperiode T_0 berechnen:

$$\bar{I} = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} I(t) dt. \quad (3.1)$$

Der CSR wird mit einem Strahlstrommonitor (Beam Current Monitor; BCM) basierend auf dem Prinzip eines kapazitiven Pickups ausgerüstet werden. Dieser kann für die Messung des mittleren Strahlstromes von gebunchten und gekühlten Strahlen verwendet werden und bietet eine alternative Messmethode zu dem Cryogenic Current Comparator (CCC), dessen Funktionsprinzip auf der Messung des Magnetfeldes des Strahles mit Hilfe eines SQUIDs beruht. Im folgenden Kapitel wird zunächst eine Einführung in das Prinzip der kapazitiven Pickups gegeben. Dann wird die Messmethode erläutert. Im Anschluss werden Messungen am Schwerionenspeicherring TSR präsentiert, die die Anwendbarkeit dieses Messprinzips zeigen.

3.1 Theorie der kapazitiven Pickups

Ein kapazitiver Pickup, wie er für die Strommessung am CSR realisiert werden soll, ist eine zylinderförmige Elektrode, durch die der Ionenstrahl hindurchfliegt. Abbildung 3.1 zeigt dies schematisch. Zur Verstärkung der Signale wird ein Verstärker mit einem Eingangswiderstand R eingesetzt. Der Verstärker trägt ebenso wie die Signalleitungen und die Elektrode zur Gesamtkapazität C bei. Fasst man den Pickup als Stromknoten auf, so kann man aus dem Strahlstrom I das resultierende Signal U mit Hilfe der Kirchhoff'schen Knotenregel berechnen, die besagt, dass an einem Knoten die Summe der in

den Knoten fließenden Ströme gleich der Summe der aus dem Knoten herausfließenden Ströme ist. Dies ist ebenfalls in Abbildung 3.1 verdeutlicht. Der den Pickup zur Zeit t verlassende Strom $I_a(t)$ ist, wenn kein Ion verloren geht und wenn die Verlustleistung im Verstärkersystem ausreichend klein ist, gleich dem Strom, der zur Zeit $t - \Delta t$ in den Pickup eingetreten ist: $I_a(t) = I(t - \Delta t)$. Δt ist hier die Transitzeit, d.h. die Zeit, die ein Ion mit der Geschwindigkeit v benötigt, um durch den Pickup mit der Länge L hindurchzufliegen. Es ist daher:

$$I_R(t) + I_C(t) = I(t) - I(t - \Delta t). \quad (3.2)$$

Der Strahl erhält seine zeitliche Struktur, in dem er mit Hilfe des HF-Systems gebuncht wird (s. Kapitel 2.1.4). Dazu wird eine HF-Spannung mit einer Frequenz angelegt, die einem ganzzahligen Vielfachen h der Umlauffrequenz entspricht:

$$f = \omega/2\pi = h \cdot f_0. \quad (3.3)$$

Es entstehen so h Bunche, die im Speicherring umherlaufen.

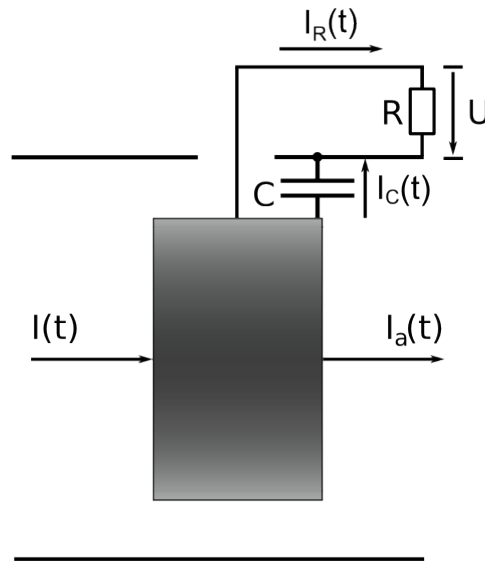


Abbildung 3.1: Der Pickup stellt einen Knoten dar. Der in den Pickup zur Zeit t hineintretende Strom $I(t)$ ist gleich der Summe aus dem zur Zeit t herausfließenden Strom $I_R(t) + I_C(t)$ und dem zur Zeit t aus dem Pickup heraustretenden Strahlstrom $I_a(t)$.

Eine Taylorentwicklung der rechten Seite von Gleichung (3.2) ist gerechtfertigt, wenn die Bunche lang sind in Bezug auf die Elektrodenlänge. Gleichung (3.2) stellt sich dann, berücksichtigt man nur den linearen und den quadratischen Term, wie folgt dar:

$$I_R(t) + I_C(t) = \dot{I}(t) \cdot \frac{L}{v} - \frac{1}{2} \ddot{I}(t) \frac{L^2}{v^2}, \quad (3.4)$$

wobei die Zeit $\Delta t = L/v$ die Zeit ist, die die Ionen für den Durchflug durch den Pickup benötigen. Für die weiteren Ausführungen wird zunächst nur der lineare Term verwendet. Der Term zweiter Ordnung findet im Analyseteil dieses Kapitels Anwendung. Berücksichtigt man, dass $I_C(t) = C \cdot \dot{U}(t)$ und $I_R(t) = U(t)/R$, dann erhält man folgende Differentialgleichung:

$$\dot{I}(t) \cdot \frac{L}{v} = C \cdot \dot{U}(t) + U(t)/R. \quad (3.5)$$

Für im TSR und CSR relevante Frequenzen verwendet man Verstärker mit $R \gg \frac{1}{\omega C}$, d.h. hochohmige Verstärker. Der Term $U(t)/R$ in Gleichung (3.5) ist dann vernachlässigbar und die Differentialgleichung (3.5) lässt sich besonders einfach lösen. Man erhält nach einer Integration:

$$U(t) = I(t) \cdot \frac{L}{v C}. \quad (3.6)$$

Die Signalspannung ist also direkt proportional zum Strahlstrom. Es sei bemerkt, dass ein realer Verstärker immer einen endlichen Eingangswiderstand besitzt und daher mit einem kapazitiven Pickup der Gleichstromanteil prinzipiell nicht gemessen werden kann. Gleichung (3.6) zeigt, dass die Messmethode sehr sensitiv für langsame Strahle ist, da die Signalspannung proportional zu $1/v$ ist. Abbildung 3.2 zeigt die Geschwindigkeit von einfach geladenen Ionen mit einer Energie von 300 keV (rot) und 20 keV (blau). Typische Geschwindigkeiten der Ionen im TSR sind 10% der Lichtgeschwindigkeit. Am CSR werden die Signale daher um einen Faktor ≈ 10 und mehr größer sein als am TSR.

3.1.0.1 Darstellung des Signales im Frequenzraum

Um ein besonders hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, wird ein Spektrumanalysator zur Datenaufnahme verwendet. Bei der Signalspannung und dem Strahlstrom handelt es sich um periodische Signale. Man kann daher für beide jeweils eine Fourier-Reihe ansetzen:

$$U(t) = \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n \cdot \omega_{\text{HF}} \cdot t) \quad (3.7)$$

und

$$I(t) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos(n \cdot \omega_{\text{HF}} \cdot t). \quad (3.8)$$

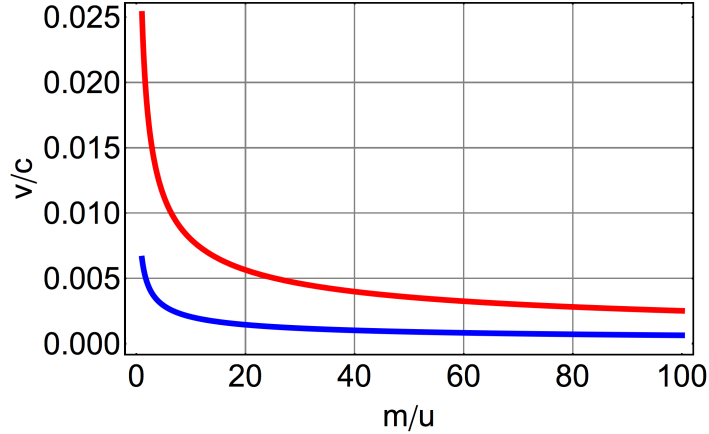


Abbildung 3.2: Geschwindigkeit v von einfach geladenen Ionen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit für eine Energie von 300 keV (rot) und für eine Energie von 20 keV (blau) als Funktion der Masse.

Die Frequenz ω_{HF} ist ein Vielfaches der Umlauffrequenz f_0 der Ionen: $\omega_{\text{HF}} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\text{HF}} = h \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_0$. Setzt man die Gleichungen (3.7) und (3.8) in Gleichung (3.5) ein so erhält man deren Darstellung im Frequenzraum:

$$U_n = I_n \cdot \frac{L}{v C}. \quad (3.9)$$

Hier wurde erneut die Annahme gemacht, dass der Verstärker einen hochohmigen Eingangswiderstand R besitzt. Die Gleichanteile ($n = 0$) in den Gleichungen (3.7) und (3.8) wurden weggelassen, da sie auf Grund der zeitlichen Ableitungen in Gleichung (3.5) verschwinden. Bei Kenntnis der festen Größen L und C und der Geschwindigkeit der Ionen v kann mit Hilfe der Gleichung (3.9) aus der gemessenen Spannung im Spektrum bei der Frequenz $f_n = n \cdot \omega_{\text{HF}} / (2 \cdot \pi)$ der gemittelte Strahlstrom \bar{I} bestimmt werden; allerdings nur dann, wenn der funktionale Zusammenhang zwischen dem Stromanteil I_n bei der Harmonischen n und dem mittleren Strom \bar{I} bekannt ist.

3.1.0.2 Longitudinale Stromverteilung von gebunchten Strahlen

Die Dynamik der Ionen beim Bunchen kann im longitudinalen Phasenraum verdeutlicht werden. Der longitudinale Phasenraum wird von $\Delta\phi = \phi - \phi_s$ und $\Delta f = f - f_s$ aufgespannt, die die Differenz der Phase und Frequenz der Ionen zur Phase und Frequenz des Sollteilchens bezeichnen. Ist die HF-Spannung eingeschaltet, entsteht ein Bereich im longitudinalen Phasenraum, der Bucket genannt wird, und der von dem übrigen Phasenraum durch die sogenannte Separatrix [21] getrennt ist. Alle Ionen innerhalb des Buckets tragen zum zeitlich modulierten Anteil des Strahlstromes bei, der durch den kapazitiven Pickup gemessen werden kann.

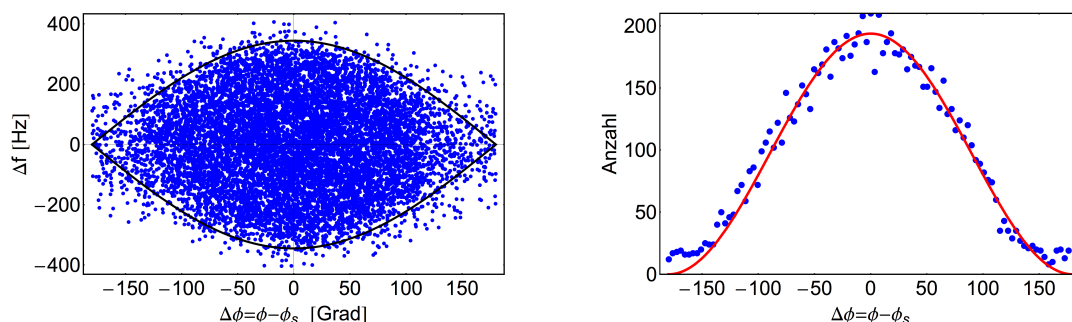


Abbildung 3.3: Links: Berechneter longitudinaler Phasenraum eines gebunchten, nicht gekühlten $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahles mit einer Energie von 50 MeV und einer Energieverteilung mit einer Breite zu Beginn des Bunching-Vorganges von $\Delta E=25$ keV für eine HF-Spannung von 80 V. Die schwarze Linie markiert die Separatrix. Der innerhalb der Separatrix liegende Bereich wird Bucket genannt. Einige Ionen liegen außerhalb des Buckets, da die Amplitude der HF-Spannung nicht groß genug ist, um alle Ionen einzufangen. Rechts: Resultierendes Strahlprofil mit einem Fit einer \cos^2 -Verteilung. Da die Bucketgröße nicht mit der Größe des vom Strahl eingenommenen longitudinalen Phasenraumes übereinstimmt, lässt sich das Profil nicht ganz durch eine \cos^2 -Verteilung beschreiben. Insbesondere bleibt ein unmodulierter Anteil des Strahles zurück. Berechnungen mit einem Programm von M. Grieser [20].

In Abbildung 3.3 ist eine Simulation des longitudinalen Phasenraumes für einen 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl dargestellt. Die Amplitude der HF-Spannung von $U_{\text{HF}} = 80$ V ist nicht hoch genug, um alle Ionen in das Bucket einzufangen. Es befinden sich daher auch Ionen außerhalb des Buckets. In der Verteilung der Phasen, die ebenfalls dargestellt wird, finden sich diese Ionen als unmodulierter Teil wieder. Die Verteilung der Phasen ist mit einer \cos^2 -Funktion gefittet. Diese Funktion beschreibt die zeitliche longitudinale Bunchform dann, wenn die Bucketgröße der Größe des longitudinalen Phasenraumes entspricht. In diesem Fall wird der zeitliche Verlauf des Stromes beschrieben durch:

$$I(t) = 2 \cdot \bar{I} \cdot \cos^2(2\pi \cdot f/2 \cdot t). \quad (3.10)$$

Für diese Bunchform gilt $I_1 = \bar{I}$ und $I_n = 0$ für $n > 1$.

Um dem Strahl eine \cos^2 -Verteilung aufzuprägen, muss die HF-Spannung genau gewählt werden. Dies ist jedoch im Hinblick auf die Strommessung unpraktisch. Denn eine unkorrekt gewählte HF-Spannung führt zu einem Messfehler auf Grund eines unmodulierten Strahlanteiles, oder aber auf Grund einer zu hoch gewählte HF-Spannung, die zu einer zeitlichen Verkürzung der Bunchlänge über die \cos^2 -Verteilung hinaus führt, und damit zu einer um bis zu einen Faktor zwei größeren Amplitude der ersten Harmonischen I_1 .

Zur Präparation für die Strommessung wird der Strahl stattdessen zusätzlich gekühlt. Dies führt zu einer Kompression des longitudinalen Phasenraumes und somit zu einer zeitlichen Verkürzung der Bunche, da die Synchrotron-Oszillationen im Bunch gedämpft werden. Durch die Kompression wird außerdem sichergestellt, dass der longitudinale Phasenraum kleiner ist als die Bucketgröße. Dadurch bleibt kein unmodulierter Teil des Strahles zurück. Es wurde gemessen, dass sich die Bunche eines gekühlten Strahles am Besten durch eine Parabel beschreiben lassen [32]. Abbildung 3.4 zeigt ein mit einem Oszilloskop gemessenes Spannungssignal eines gekühlten $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahles und zusätzlich einen Fit mit einer Parabelfunktion. Der Bunch besitzt eine zeitliche Länge w , die sich auf die halbe Öffnung der Parabel bezieht.

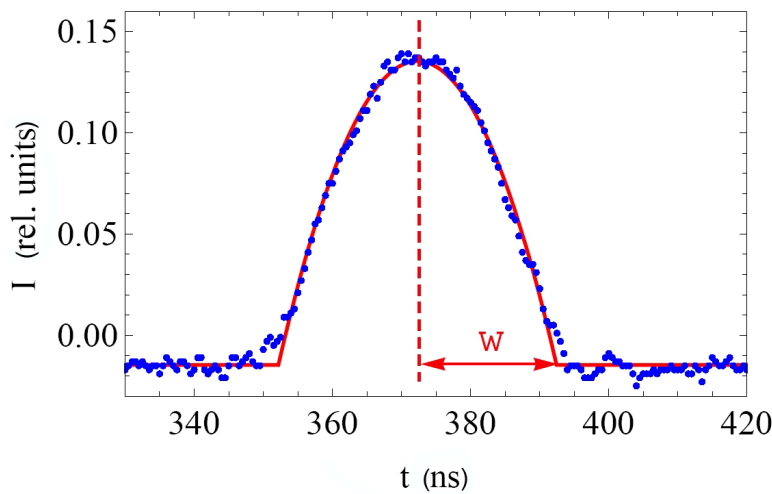


Abbildung 3.4: Longitudinales Strahlprofil eines elektronengekühlten $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahles gemessen mit einem Oszilloskop (aus [33]). Der Strahlstrom betrug $\bar{I} = 45 \mu\text{A}$ und die Energie 50 MeV. w bezeichnet die halbe zeitliche Länge des Bunches.

Eine Fourierreihen-Entwicklung ergibt, dass sich die Harmonischen des Spektrums eines Zuges von parabelförmigen Bunchen durch die Gleichung

$$I_n = \frac{6 \bar{I} (\sin(n w \omega_{\text{HF}}) - n w \omega_{\text{HF}} \cos(n w \omega_{\text{HF}}))}{n^3 w^3 (\omega_{\text{HF}})^3} \quad (3.11)$$

beschreiben lassen. Ist die Bunchlänge kurz gegenüber der HF-Periode, d.h. $w \ll 1/f_{\text{HF}}$, dann kann Gleichung (3.11) nach Taylor entwickelt werden. Im Folgenden ist dies für die ersten zwei Harmonischen ausgeführt:

$$I_1 = 2 \bar{I} - \frac{1}{5} \bar{I} (\omega_{\text{HF}} w)^2 + \mathcal{O}(\geq 3). \quad (3.12)$$

$$I_2 = 2 \bar{I} - \frac{4}{5} \bar{I} (\omega_{\text{HF}} w)^2 + \mathcal{O}(\geq 3). \quad (3.13)$$

Man erkennt, dass die ersten beiden Harmonischen für $w \ll 1/f$ gleich groß und zwar proportional zum mittleren Strahlstrom sind.

Die Länge eines Bunches ist bei gegebener HF-Spannung U_{HF} selbst eine Funktion des Strahlstromes. Dies ist leicht einzusehen, da die Länge des Bunches durch Raumladungseffekte bestimmt ist, d.h. durch die Coulombabstoßung der Ionen im Bunch selbst. Die Länge kann mit folgender Gleichung berechnet werden [33]:

$$w = C_0 \sqrt[3]{\frac{3 (1 + 2 \ln(\frac{R}{r})) \bar{I}}{2^4 \pi^2 c^4 \epsilon_0 \gamma^2 h^2 \beta^4 U_{HF}}}. \quad (3.14)$$

3.1.0.3 Semi-empirische Theorie zu Bunchlänge gekühlter Strahle

In der Diplomarbeit von R. Bastert [32] wurden Messungen der Strom- und HF-Spannungsabhängigkeit der Bunchlänge im TSR durchgeführt. Es stellte sich heraus, dass Gleichung (3.14) den Zusammenhang annähernd beschreibt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 3.5 dargestellt ($^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit 50 MeV). Abbildung 3.5 (oben) zeigt die gemessene Stromabhängigkeit der Bunchlänge bei konstanter HF-Spannung ($U = 796$ V). In Abbildung 3.5 (unten) wird die HF-Spannungsabhängigkeit bei konstantem Strahlstrom ($\bar{I} = 20 \mu\text{A}$) dargestellt. Die roten Kurven stellen dabei jeweils die nach Gleichung 3.14 berechneten theoretischen Bunchlängen dar.

Als Ursache für die Abweichung kommt in Frage, dass in dem Modell unberücksichtigt bleibt, dass die transversale Strahlbreite r selbst eine Funktion des Strahlstromes ist. Außerdem wurde beispielsweise eine entlang des Speicherrings konstante Strahlbreite angenommen. Zur besseren Beschreibung der Bunchlänge wurden Fits der Daten mit der Funktion

$$w_{SE}(\bar{I}, U_{HF}) = const \cdot \frac{1}{\beta^{4/3} h^{2/3}} \cdot \frac{\bar{I}^\alpha}{U_{HF}^{0,33}} \quad (3.15)$$

durchgeführt (blaue Kurven in den Abbildungen 3.5), und zwar für eine konstante HF-Spannung, bei der auch der Exponent des Stromes parametrisiert wurde (α). Damit wird die Stromabhängigkeit der transversalen Strahlbreite berücksichtigt. Außerdem wurden die Daten, die bei konstantem Strahlstrom und variabler HF-Spannung gemessen wurden, gefittet. Aus den Fits wurde eine semiempirische Funktion abgeleitet, die sich besser als Gleichung (3.14) zur Beschreibung der Daten eignet:

$$w_{SE}(\bar{I}, U_{HF})(\text{ns}) = 8,19 \cdot \frac{1}{\beta^{4/3} h^{2/3}} \cdot \frac{\bar{I}^{0,31} [\mu\text{A}]}{U_{HF}^{0,33} (\text{V})}. \quad (3.16)$$

Der gegenüber Gleichung (3.14) kleinere Exponent des mittleren Strahlstromes beschreibt dabei die Abhängigkeit der Strahlbreite vom mittleren Strahlstrom.

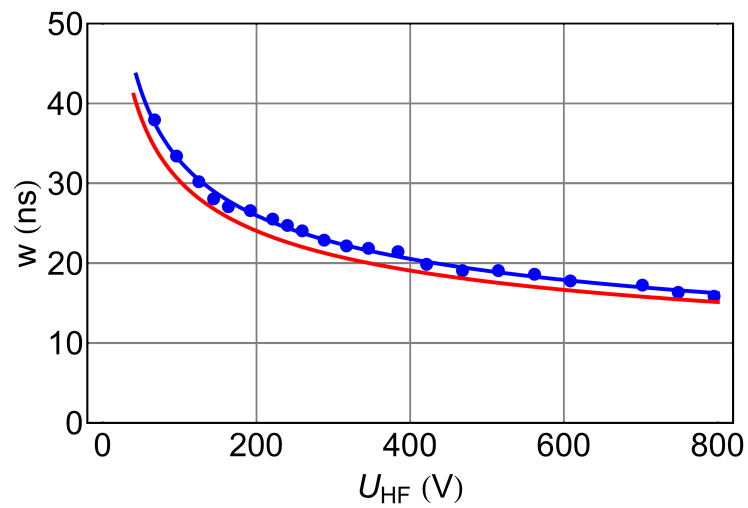
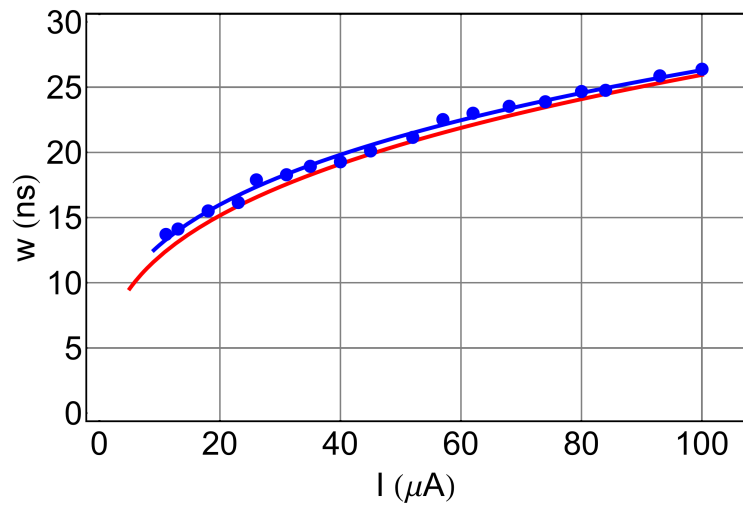


Abbildung 3.5: Bunchlänge in Abhängigkeit von der HF-Spannung. Die blaue Kurve zeigt einen Fit an die Messdaten (s. Gleichung (3.16)). Die rote Kurve ist eine Berechnung der Bunchlänge nach Gleichung (3.14). Abbildung aus [32].

In Abbildung 3.6 werden beispielhaft die Amplituden der ersten 30 Harmonischen eines gebunchten und gekühlten Strahles mit parabelförmigen Bunchen gezeigt. Diese wurden mit Gleichung (3.11) berechnet. Für die Rechnung wurde ein 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit einer HF-Frequenz angenommen, die dem sechsfachen der Umlauffrequenz entspricht. Dies entspricht den Parametern für den Strahl in Abbildung 3.4. Es ist daher $h=6$ und $f = h \cdot f_0 = 3.056$ MHz. Als Strahlstrom wurde $\bar{I} = 1 \mu\text{A}$ und als HF-Spannung $U_{\text{HF}} = 130$ V angenommen. Die Rechnung zeigt, dass bei diesem Strom die erste Harmonische noch um 0.4% von der Amplitude für $w \ll 1/f_{\text{HF}}$ abweicht. Die Amplitude der zweiten Harmonischen weicht dagegen bereits um 1.6 % ab.

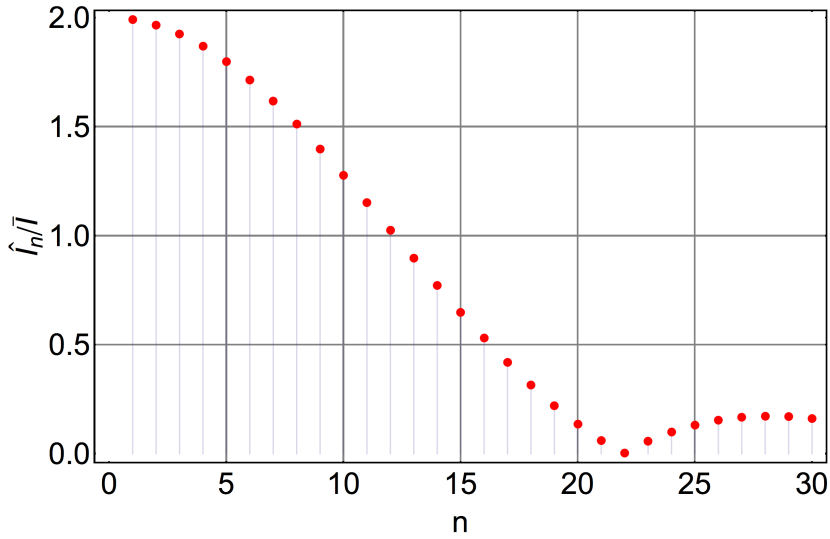


Abbildung 3.6: Amplituden der Harmonischen des Spektrums eines 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ Strahles mit parabelförmigen Bunchen in Einheiten von $2 \bar{I}$. Für die Berechnung wurde ein Strahlstrom von $1 \mu\text{A}$ und eine HF-Spannung von $U_{\text{HF}} = 130$ V angenommen.

3.1.0.4 Strommessung bei kleinen Bunchlängen

Unter der Voraussetzung kleiner Bunchlängen $w \ll 1/f_{\text{HF}}$ kann auf Grundlage der Gleichung

$$\bar{I} = \frac{U_1 v C}{2 L} \quad (3.17)$$

der mittlere Strom aus der gemessenen Spannungsamplitude U_1 berechnet werden. Unter der genannten Voraussetzung ist also keine genaue Kenntnis der Strahllänge erforderlich. Für die Herleitung von Gleichung (3.17) wurden die Gleichungen (3.9) und (3.12) verwendet. Nach den Gleichungen (3.12) und (3.13) ist die Voraussetzung $w \ll 1/f_{\text{HF}}$ umso besser erfüllt, je kleiner der Unterschied in der Amplitude der ersten und zweiten Harmonischen ist. Durch Vergleich der Amplituden der ersten beiden Komponenten des Spektrums kann daher ihre Gültigkeit überprüft werden.

3.2 Ursachen von Messabweichungen

Bei Messgrößen muss zwischen Genauigkeit (engl. accuracy) und Präzision (engl. precision) unterschieden werden. Die Genauigkeit eines Messergebnisses ist eine Abschätzung darüber, wie stark ein Messergebnis auf Grund systematischer Fehler vom wahren Wert der zu messenden Größe abweicht. Die Präzision, die auch Wiederholgenauigkeit genannt wird, ist dabei ein Maß für die zufälligen Ergebnisabweichungen. Sie kann als mittlere Abweichung vom Mittelwert gemessen werden, indem das Experiment wiederholt unter denselben Bedingungen durchgeführt wird. Die Präzision kann durch wiederholtes Messen und Mittelwertbildung, oder aber durch eine längere Messzeit verbessert werden.

Im Falle kapazitiver Pickups wird die Präzision durch das Verstärkerrauschen und das thermische Rauschen bestimmt. Um das Gesamtrauschen zu beschreiben, wird einem Verstärker Spannungsrauschen E_n und Stromrauschen I_n zugeschrieben (s. Abbildung 3.7). Das Spannungsrauschen ist dabei unabhängig von der Quellenimpedanz. Das Stromrauschen fließt über die Quellenimpedanz zur Masse und erzeugt dadurch einen Rauschspannungsabfall. Hinzu kommt das thermische Rauschen I_t des ohmschen Bauteiles im Verstärkerkreis, in diesem Fall das des Eingangswiderstandes. Das thermische Rauschen ist eine Funktion des Widerstandes R und der Temperatur T [34]:

$$I_t = \sqrt{4 k T \Delta f / R}. \quad (3.18)$$

k bezeichnet die Boltzmann-Konstante und Δf die Frequenzbandbreite. Thermisches Rauschen wird als weißes Rauschen bezeichnet, da es nach Gleichung (3.18) nicht von der Frequenz, sondern nur von der Frequenzbandbreite abhängt. Es kann über die Impedanz des RC-Kreises

$$Z(\omega) = \left(i \omega C + \frac{1}{R} \right)^{-1} \quad (3.19)$$

in eine äquivalente Rauschspannung U_t umgeschrieben werden:

$$U_t^2 = \frac{4 k T R \Delta f}{1 + \omega^2 C^2 R^2}. \quad (3.20)$$

Dies entspricht dem thermischen Rauschen einer rein ohmschen Quelle mit dem Widerstand R_{Ersatz} :

$$R_{\text{Ersatz}} = \frac{R}{1 + \omega^2 C^2 R^2}. \quad (3.21)$$

Dies ist der Realteil der Impedanz des RC-Kreises (siehe Gleichung (3.19)). In dem verwendeten Model sind die Rauschenanteile des Verstärkers unabhängig voneinander, so dass für das Gesamtrauschen U_n gilt:

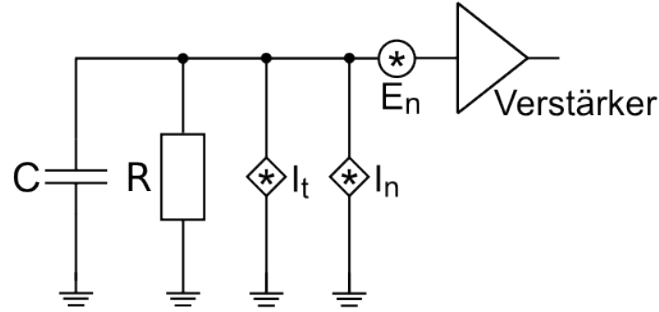


Abbildung 3.7: Ersatzschaltbild zur Veranschaulichung der Beiträge zum Gesamttrauschen.

$$U_n^2 = U_t^2 + E_n^2 + Z^2 \cdot I_n^2 \quad (3.22)$$

Z bezeichnet hierbei den Betrag der Impedanz des RC-Kreises.

Die Genauigkeit des Messergebnisses wird im Falle kapazitiver Pickups durch die Genauigkeit der Messung der Verstärkung bzw. Dämpfung der Signalwege, sowie der Genauigkeit bestimmt, mit der die Gesamtkapazität bekannt ist. Bei einer Messung bei der ersten Harmonischen des Spektrums ($\omega = \omega_{\text{HF}}$) spielt zusätzlich Übersprechen der HF-Spannung auf den Pickup eine Rolle. Die Signalspannung U_s und die übersprochene Spannung der HF U_r besitzen Phasen φ_s und φ_r , die sich unterscheiden können. Mit einem Spektrumanalysator wird die Amplitude der Summe der Spannungen U_s und U_r gemessen:

$$U = U_{0,s} \cdot \sin(\omega t + \varphi_s) + U_{0,r} \cdot \sin(\omega t + \varphi_r) = U_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.23)$$

Die Amplitude ist:

$$U_0 = \sqrt{U_{0,s}^2 + U_{0,r}^2 + 2 \cdot U_{0,s} \cdot U_{0,r} \cdot \cos(\varphi_s - \varphi_r)}. \quad (3.24)$$

Die Phase φ ergibt sich aus:

$$\tan \varphi = \frac{U_{0,s} \cdot \sin \varphi_s + U_{0,r} \cdot \sin \varphi_r}{U_{0,s} \cdot \cos \varphi_s + U_{0,r} \cdot \cos \varphi_r}. \quad (3.25)$$

Aus Gleichung (3.24) wird ersichtlich, dass die Phasen φ_s und φ_r bekannt sein müssen, um aus einer Messung der Amplitude des Übersprechens und der Vektorsumme des Übersprechens und des Signales die Amplitude des Signales zu berechnen. Dies ist im Allgemeinen nicht der Fall. Das Problem kann prinzipiell umgangen werden, wenn für die Strommessungen die zweite Harmonische ($\omega = 2 \cdot \omega_{\text{HF}}$) verwendet wird, da die Frequenz der HF-Spannung definitionsgemäß ω_{HF} beträgt und Übersprechen nur bei dieser Frequenz vorkommen kann.

3.3 Strahlstrom-Messungen am TSR

Im Folgenden werden Messungen der Amplitude des Pickup-Signales bei den harmonischen $n = 1$, $n = 2$ und $n = 3$ als Funktion des Strahlstromes präsentiert. Der Strahlstrom wurde dabei mit dem DC-Strahlstrommonitor des TSR gemessen. Ziel dieser Messungen war eine Überprüfung der Anwendbarkeit des zuvor beschriebenen Messverfahrens. Bei der Analyse wird ein Vergleich gezogen zwischen der Theorie der Bunchlänge aus dem Raumladungslimit und der semi-empirischen Theorie. Die Messungen dienten zudem der Kalibrierung des TSR-Pickups für die Verwendung als Strommonitor für gekühlte und gebunchte Strahle in zukünftigen Experimenten, insbesondere in Experimenten mit Molekülstrahlen mit mittleren Strahlströmen $< 1 \mu\text{A}$. Essentiell für die Berechnung des Strahlstromes ist eine Kalibrierung des Pickups hinsichtlich des Parameters C . Daher wird aus den Messungen die Kapazität C als Eichfaktor gewonnen.

3.3.1 Messaufbau

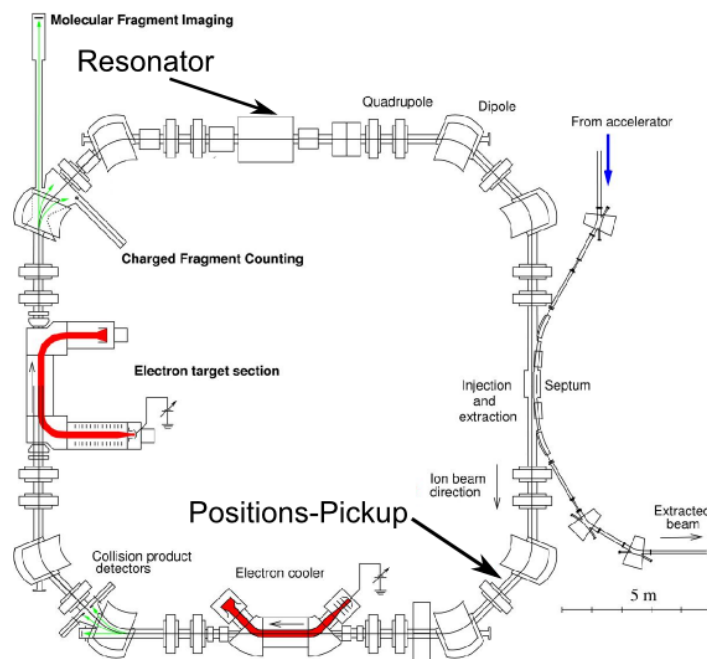


Abbildung 3.8: Schematische Zeichnung des TSR, auf der die für die Messung relevanten Geräte markiert sind.

Der TSR besitzt keine kurze Zylinderelektrode, die für die Strommessungen eingesetzt werden kann. Es sind jedoch an verschiedenen Stellen im Speicherring Strahlpositionsmontoren mit jeweils zwei Positionspickups eingebaut. Diese bestehen aus einer durch

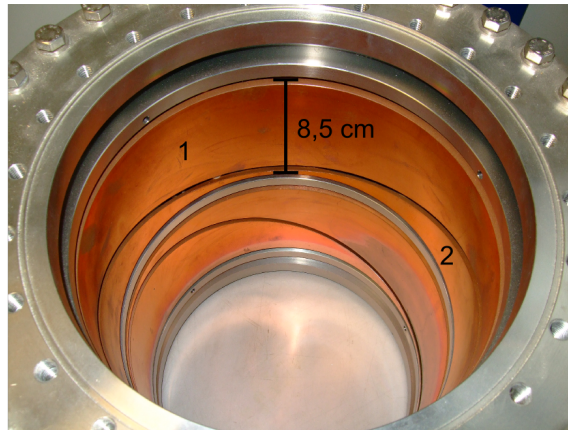


Abbildung 3.9: Foto eines Pickups, der baugleich ist mit den im TSR eingesetzten Pickups. Es sind zwei Elektrodenpaare zu sehen, die dem eigentlichen Zweck des Pickups entsprechend für die Bestimmung der x - und y -Koordinaten des Ladungsschwerpunktes verwendet werden. Für die Messung wird ein Elektrodenpaar (1 und 2) verwendet, dass mit Kabeln zusammengefasst wird. Auf diese Weise entsteht eine Ringelektrode.

einen diagonalen Schnitt in zwei Hälften geteilten Zylinderelektrode. Für die Strommessungen wurden die Elektroden eines Pickups für die Messung der horizontalen Strahl- lage mit Kabeln und einem SMA T-Stück zusammengefasst. Es wurde dabei einer der beiden Positionspickups aus dem Strahlpositionsmonitor des TSR (s. Abbildung 3.9) verwendet, der die größte Distanz zur HF besitzt, um ein direktes Übersprechen des Signales von der HF möglichst klein zu halten. Die Gesamtlänge L der Elektroden inklusive des Schnittes zwischen den Elektroden beträgt 8.5 cm.

3.3.1.1 Messelektronik

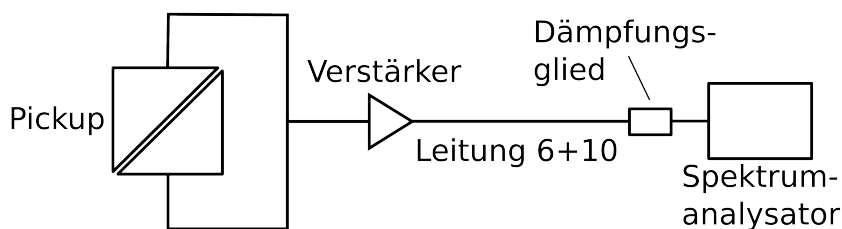


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Messaufbaus vom Pickup zum Spektrumanalysator. Mit Leitung 6 und 10 sind spezielle Leitungen gemeint, mit denen das verstärkte Signal zum Spektrumanalysator am TSR-Pult geführt wird.

Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt. Für die Strommessungen wird der Vorverstärker NF-SA-230 F5 verwendet. Dieser besitzt einen Eingangswider-

stand von 1 M Ω . Die Spannungsversorgung des Verstärkers erfolgt über Spannungswandler in einem NIM-Crate Einschub, die die NIM-Spannungen von ± 24 V auf die für den Verstärker erforderlichen ± 15 V teilen. In Abbildung 3.11 ist der Frequenzgang des Verstärkers dargestellt. Mit Hilfe der Ausgleichsgeraden (3.26) lässt sich die gemessene Verstärkung mit einer Genauigkeit von $< 0.3\%$ beschreiben:

$$g(f[\text{MHz}]) = 198.96 - 2.95 \cdot 10^{-2} \cdot f. \quad (3.26)$$

Vom Verstärker wird das Signal über eine ca. 100 m lange Leitung zum TSR-Pult geführt, wo sich der für die Messungen eingesetzte Spektrumanalysator Tektronix RSA 3303 A befindet. Für die Verwendung des Tektronix musste ein Dämpfungsglied eingesetzt werden, da das Gerät sonst eine Sättigung anzeigte. Dieses Dämpfungsglied zeigt eine über den relevanten Frequenzbereich konstante Dämpfung von 29.6 dB. Die Signalleitung ist in zwei Abschnitte unterteilt. Vom Pickup laufen insgesamt vier Signalleitungen zu einem Verteiler, der sich unterhalb des Schottky-Pickups befindet. Sie sind mit 3 - 6 durchnummeriert. Am Verteiler werden die Leitungen 3 - 6 mit den Leitungen 7 - 10 verbunden, die zum TSR-Pult führen. Für die Strommessungen wird der Leitungsweg aus Leitung 6 und 10 verwendet. Mit Hilfe des Netzwerk-Analysators Hewlett Packard 4396A wurden die Leitungsdämpfungen der vier Signalleitungen gemessen. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens kann in [35] gefunden werden. Für eine analytische Beschreibung der Leitungsdämpfung wurde folgende Fit-Funktion angesetzt [36]:

$$x_D = C_1 f + C_2 \sqrt{f}. \quad (3.27)$$

Der erste Term beschreibt die Verluste durch das Kabel-dielektrikum, der zweite Term berücksichtigt den durch den Skineffekt frequenzabhängigen ohmschen Widerstand. Die Funktion, die die Dämpfung der Leitung 10 beschreibt ist demnach (s. Abbildung 3.11):

$$x_D = -0.0530 f - 1.4978 \sqrt{f}. \quad (3.28)$$

3.3.1.2 Möglichkeiten der Kapazitätsmessung

Für die absolute Strommessung ist eine genaue Kenntnis der Kapazität parallel zum Eingang des Verstärkers notwendig, die sich aus der Elektroden-, der Kabel- und der Eingangskapazität des Verstärkers zusammensetzt. Eine derartige Kalibrierung des Pickups wird durch einen Fit von Gleichung (3.9) an die Messdaten mit C als freiem Fitparameter erreicht. Im Rahmen von Voruntersuchungen wurde festgestellt, dass die dabei ermittelte Kapazität C nicht mit der 'wahren' Kapazität des Aufbaues C' übereinstimmt. C beschreibt offenbar zusätzlich systematische Abweichungen. Die Kapazität C' könnte im Prinzip mit einem LCR-Meter bestimmt werden. In der Praxis

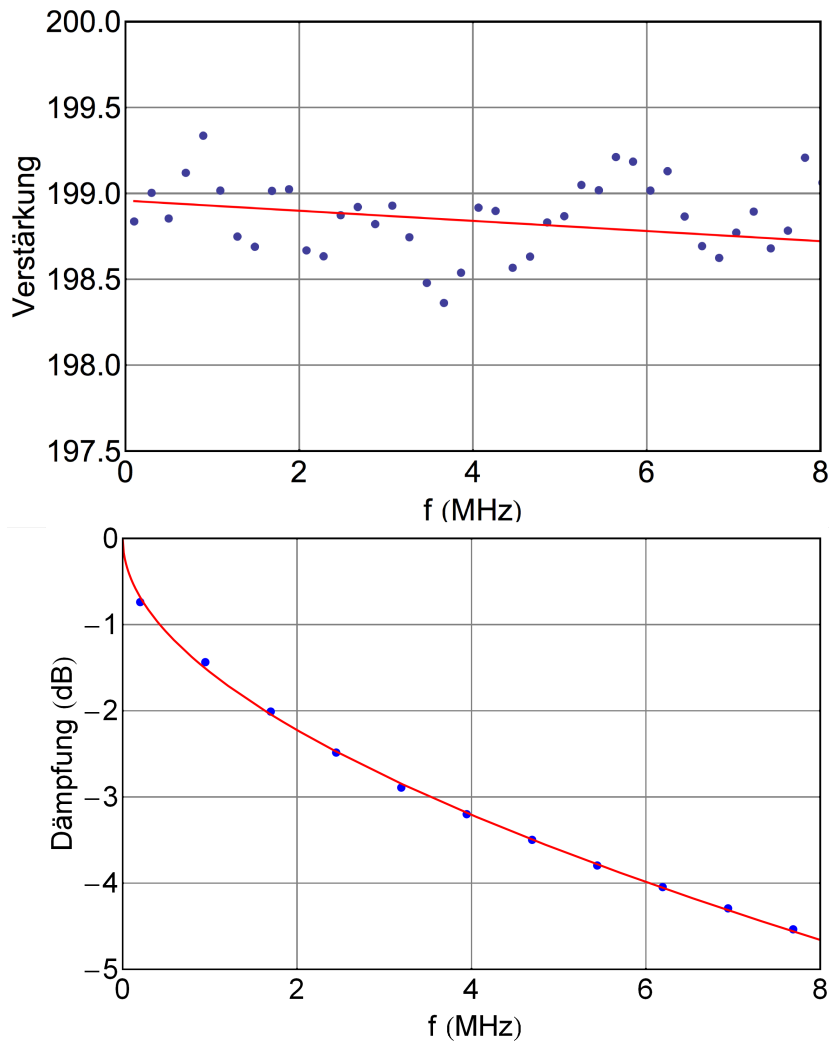


Abbildung 3.11: Oben: Verstärkung als Funktion der Frequenz des NF-SA-230 F5 Verstärkers in dem für Messungen am TSR relevanten Frequenzbereich. Unten: Dämpfung der Leitungen 6 und 10 (s. Abbildung 3.10) als Funktion der Frequenz.

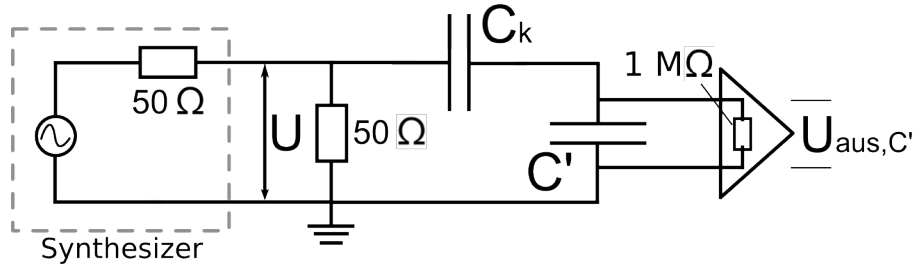


Abbildung 3.12: Ersatzschaltbild für die Drahtmessung. Für weitere Details siehe Text.

stellt sich dieses Verfahren jedoch als ungeeignet dar, da es, vermutlich hervorgerufen durch Erdprobleme, zu einer großen Schwankung der Messergebnisse kommt. Im Folgenden wird daher ein alternatives Messverfahren zur Bestimmung der Kapazität C' vorgestellt. Hierbei wird eine Zusatzkapazität C_Z als Referenz verwendet. Die Zusatzkapazität ist ungeerdet und kann daher mit Hilfe eines LCR-Meters vermessen werden. Die Signalspannung bei *gleichem* Signalstrom wird einmal mit und einmal ohne Zusatzkapazität gemessen. Aus folgendem Gleichungssystem wird dann die gesuchte Kapazität C' extrahiert:

$$U_{C'} = \frac{1}{C'} f(\bar{I}) \quad (3.29)$$

$$U_{C'+C_Z} = \frac{1}{C' + C_Z} f(\bar{I}). \quad (3.30)$$

Hier wurden zur Demonstration alle Abhängigkeiten der Pickup-Spannung, z.B. von der Länge des Pickups L_{Pickup} oder der Bunchlänge, in der Funktion $f(\bar{I})$ zusammengefasst. Löst man das Gleichungssystem nach C' auf, so erhält man:

$$C' = (r - 1)^{-1} \cdot C_Z \quad (3.31)$$

mit

$$r = \frac{U_{C'}}{U_{C'+Z}}. \quad (3.32)$$

Dieses Messverfahren könnte auch an einem zu den TSR-Pickups baugleichen Pickup im Labor ohne Strahl angewandt werden, wenn über einen Draht, der durch den Pickup gespannt ist, eine Spannung auf den Pickup-Schaltkreis übergekoppelt wird. Die Kopplkapazität zwischen Draht und Elektrode sei dabei C_k . Abbildung 3.12 zeigt das Ersatzschaltbild des TSR-Pickups, dessen Kapazität C' mit einer Drahtmessung bestimmt werden soll. Die Spannung U wird mit einem Synthesizer erzeugt und zum Draht geleitet. Dort wird mit 50Ω abgeschlossen. Es wird ein Verstärker eingesetzt,

der eine Eingangsimpedanz von $1 \text{ M}\Omega$ besitzt. Das Ersatzschaltbild beschreibt dann einen kapazitiven Spannungsteiler und die Spannung am Verstärker U_{aus} kann wie folgt bestimmt werden:

$$U_{\text{aus},C'} = \frac{\frac{1}{i\omega C'}}{\frac{1}{i\omega C'} + \frac{1}{i\omega C_k}} \cdot U = \frac{1/C'}{1/C_k} \cdot U = \frac{C_k}{C'} \cdot U. \quad (3.33)$$

In Gleichung (3.33) wurde vorausgesetzt, dass die Koppelkapazität C_k zwischen Draht und Elektrode klein ist im Vergleich zu C' : $C_k \ll C'$. Dies bedingt, dass der Signalstrom nicht verändert wird, wenn eine Zusatzkapazität C_Z parallelgeschaltet wird.

Es existiert ein zu den im TSR eingesetzten Pickups baugleicher Pickup. Eine Messung der Kapazität des Ersatzpickups erlaubt jedoch nicht unbedingt einen Rückschluss auf die Kapazität des eingebauten Pickups, da sie, obwohl baugleich, unterschiedliche Kapazitäten besitzen können. Die Messung mit Zusatzkapazität zur Ermittlung der Kapazität C' wurde daher mit einem Strahl am eingebauten Pickup durchgeführt.

3.3.2 Ergebnisse

Die Kalibrationsmessungen erfolgten mit einem $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit einer Energie von 50 MeV. Die HF-Frequenz wurde so eingestellt, dass sechs Bunche im Speicherring umherlaufen ($h = 6$). Die Messungen wurden für die Harmonischen $n = 1$, $n = 2$ und $n = 3$ durchgeführt, um die Modelle für die Bunchlänge bei höheren Harmonischen zu überprüfen. Ferner wurde die Amplitude der ersten Harmonischen bei einer weiteren HF-Spannung gemessen, und zusätzlich erlaubte eine weitere Messung bei dieser Harmonischen eine Bestimmung der Gesamtkapazität des Systems mit Hilfe einer Zusatzkapazität.

Zur Vorbereitung wurde zunächst die Lebensdauer des Strahles ermittelt. Diese bestimmt die tolerierbare Verzögerung zwischen der Spannungs- und der Strommessung. Für die Messung wurde der Strahlprofilmonitor verwendet, mit dem in Abständen von einigen Sekunden die Zählrate bestimmt wurde. Ein Fit einer Exponentialfunktion ergab eine Lebensdauer des gebunchten und gekühlten Strahles von $\tau = 1470 \text{ s}$. Außerdem wurde eine Eichung der HF-Spannung U_{HF} anhand der Frequenz der Synchrotronoszillationen durchgeführt.

Für die Analyse sind Überlegungen zu Messabweichungen unerlässlich. Diese werden nun der eigentlichen Präsentation der Messergebnisse vorangestellt. Zur Bestimmung der Messfehler wurde angenommen, dass die einzige Fehlerquelle, die zu einer Unsicherheit ΔC führt, in dem nur auf $1 \mu\text{A}$ bekannten Strahlstrom besteht. Dies ist die Genauigkeit des DC-Strahlstrommonitors. Das Verstärkerrauschen spielt bei den Strahlströmen, die für die Kalibrierung verwendet werden, keine Rolle. Dies lässt sich wie folgt erklären: Das Spannungsrauschen des Verstärkers beträgt $E_n = 0.7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, das Stromrauschen $I_n = 200 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ (Herstellerangaben). Nimmt man eine Gesamtkapazität von 250 pF und einen Eingangswiderstand von $1 \text{ M}\Omega$ an, dann beträgt das

thermische Rauschen $U_t = 0.07 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und der Rauschspannungsabfall hervorgerufen durch das Stromrauschen $I_n \cdot Z = 0.1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Das Spannungsrauschen stellt also den dominierenden Anteil. Um es mit den zu erwartenden Signalspannungen zu vergleichen, reicht die Verwendung des linearen Zusammenhangs nach Gleichung (3.9) aus. Mit $v = 0.1 \cdot c$ und $\bar{I} = 1 \text{ } \mu\text{A}$ erhält man: $U_1 = 22.7 \mu\text{A}$. Nimmt man ferner eine Messbandbreite von 100 Hz an, dann beträgt das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis $U_1/N_n \approx 3200$. Es ist daher gerechtfertigt für die Kalibrationsmessungen bei Strömen $> 1 \text{ } \mu\text{A}$ die Unsicherheit der Strommessung als einzigen Fehler anzunehmen.

Bei der Grundfrequenz wurde außerdem das Übersprechen gemessen. Nimmt man eine feste Phase zwischen dem Signal des Strahles und dem übersprochenen Signal an, dann muss sich das Übersprechen in einem konstanten *offset* bemerkbar machen. Der Spektrumanalysator zeigt die Amplituden als Leistung an, die am Eingangswiderstand R_i des Messgerätes von $50 \text{ } \Omega$ dissipiert wird. Aus der Leistung in Einheiten dBm wurde mit Hilfe der Gleichung

$$U = \sqrt{2 \cdot P_0 \cdot R_i} \cdot 10^{P[\text{dBm}]/10} \quad (3.34)$$

die Signalspannung U berechnet. dBm impliziert hierbei einen Bezug der gemessenen Leistung auf $P_0 = 1 \text{ mW}$. Das gemessene Übersprechen beträgt $P = 106.2 \text{ dBm}$ für eine HF-Spannung von ca. 130 V. Dies entspricht dem Signal eines Strahles mit dem Strom $\bar{I} = 10 \text{ nA}$. Die für die Kalibration verwendeten Ströme sind mindestens drei Größenordnungen größer und das übersprochene Signal kann daher vernachlässigt werden.

Der Zusammenhang zwischen Spannungssignal U_n und Strahlstrom lässt sich allgemein wie folgt beschreiben:

$$U_n = \frac{1}{C} f(\bar{I}). \quad (3.35)$$

Diese Zusammenfassung der Abhängigkeiten der Signalspannung von Parametern wie der Pickuplänge L oder der Bunchlänge w in der Funktion $f(\bar{I})$ wurde schon im Zusammenhang mit der Erläuterung der Messmethode mit Zusatzkapazität verwendet. Das Differential ist:

$$\frac{\Delta U_n}{U_n} = \frac{1}{f(\bar{I})} \frac{\delta f(\bar{I})}{\delta \bar{I}} \Delta \bar{I} - \frac{\Delta C}{C}. \quad (3.36)$$

Wie beschrieben wird davon ausgegangen, dass U_n nicht fehlerbehaftet ist, z.B. durch Verstärkerrauschen. Es ist daher $\Delta U_n = 0 \text{ V}$ und Gleichung (3.36) kann nach ΔC umgestellt werden. C ist die aus dem Fit bestimmte Größe. Der Index i soll verdeutlichen, dass es sich bei ΔC_i um den Fehler bezogen auf eine Einzelmessung beim Strom \bar{I}_i handelt:

$$\Delta C_i = C \frac{1}{f(\bar{I}_i)} \frac{\delta f(\bar{I}_i)}{\delta \bar{I}} \Delta \bar{I}. \quad (3.37)$$

Der mittlere Fehler der Kapazität bestimmt durch N Einzelmessungen ist dann:

$$\Delta \bar{C} = \frac{\sqrt{\sum \Delta C_i^2}}{N}. \quad (3.38)$$

3.3.2.1 Analyse unter Berücksichtigung der Theorie der Bunchlänge aus dem Raumladungslimit

Um die Messpunkte $U_n(\bar{I}_i)$ zu erhalten, wurden nach der Injektion des Strahles der Strahlstrommonitor und der Spektrumanalysator zugleich abgelesen. Dieser Vorgang ist auf Grund der hohen Lebensdauer des Strahles nicht zeitkritisch.

Der Zusammenhang zwischen der Spannung bei der n -ten Harmonischen U_n und dem mittleren Strahlstrom wird durch die Gleichungen (3.9) und (3.11) beschrieben. In Gleichung (3.11) geht die Bunchlänge w ein, die ihrerseits eine Funktion des mittleren Strahlstromes ist. Zunächst werden die Fits unter Berücksichtigung des Modells für die Bunchlänge gekühlter Strahlen im Raumladungslimit gemäß Gleichung (3.14) durchgeführt. Für die Fits wird die Taylorentwicklung aus Gleichung (3.4) bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt, da ein Vernachlässigen des Terms zweiter Ordnung zu einem Fehler von $\approx 1\%$ für Messungen bei der Harmonischen $n = 3$ führt. Die gemessenen Spannungen und die Fit-Funktionen (durchgezogene Linie) sind in den Abbildungen 3.13 und 3.14 dargestellt. Für die Fits wird als freier Parameter nur die Kapazität C verwendet. Für die Länge wird die geometrische Länge angenommen. Die aus den Fits erhaltenen Kapazitäten sind in Tabelle 6 aufgelistet. Um die Qualität der Datenbeschreibung durch zwei verschiedene Modelle zu vergleichen, kann das reduzierte χ^2 , χ_ν^2 , herangezogen werden [37]. ν ist dabei die Differenz zwischen der Zahl der Messpunkte N und der Zahl der Fitparameter r : $\nu = N - r$. Man fordert im allgemeinen ein χ_ν^2 nahe 1 für eine optimale Beschreibung der Daten. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass sich die Messwerte für Messungen bei höheren Harmonischen $n \geq 2$ nicht ausreichend durch das Model beschreiben lassen. Dies macht sich auch in den Kapazitäten bemerkbar, die als Fit-Ergebnisse für $n = 2$ und $n = 3$ gewonnen wurden. Diese unterscheiden sich deutlich von den Kapazitäten, die sich aus den Fits für die Messungen mit $n = 1$ ergaben. Die letzte in der Tabelle aufgeführte Messung mit $n = 1$ wurde mit einer Zusatzkapazität von $C = 105.6$ pF durchgeführt. Dies erklärt die höhere Gesamtkapazität.

3.3.2.2 Analyse unter Berücksichtigung der semi-empirischen Theorie

Fittet man mit der semi-empirischen Funktion (3.16), so erhält man auch bei $n = 2$ eine gute und für $n = 3$ eine zumindest zufriedenstellende Beschreibung der Daten. Dies

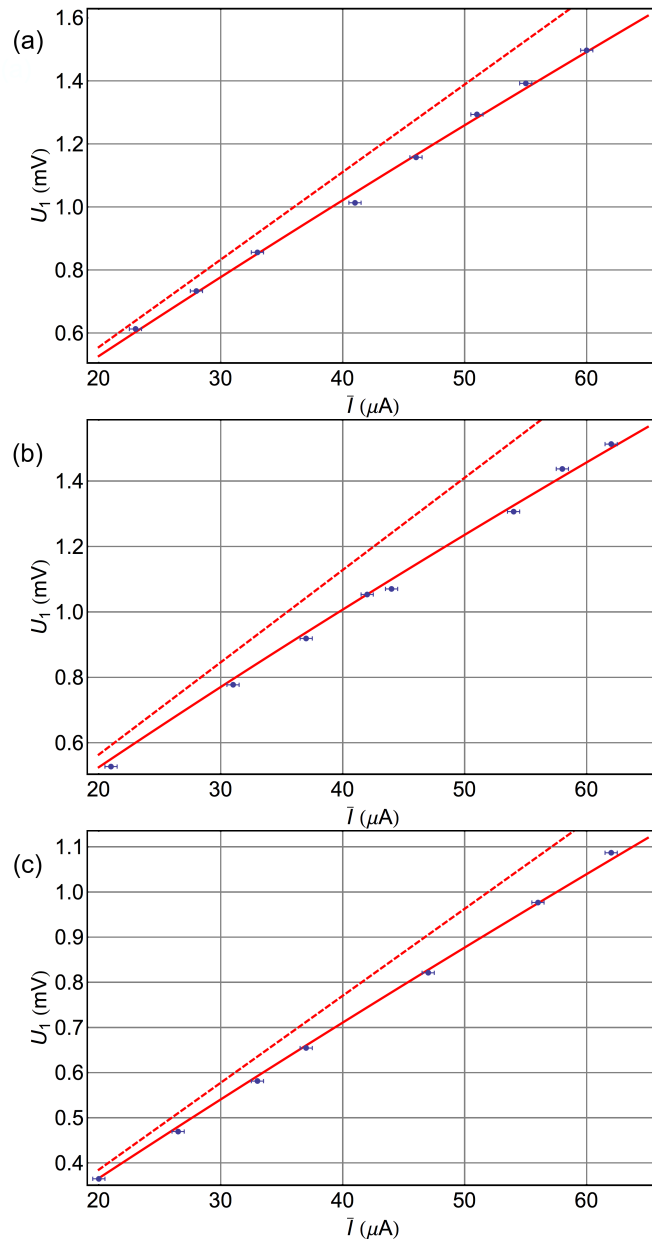


Abbildung 3.13: Die Amplitude bei der ersten Harmonischen ($n = 1$) als Funktion des Strahlstroms. Der Graph (a) zeigt die Messung für $U_{HF} = 132.5$ V, (b) zeigt die Messung bei einer niedrigeren HF-Spannung von 79.5 V. In (c) sind die Messungen bei einer HF-Spannung von $U_{HF} = 132.5$ V dargestellt, bei der eine Zusatzkapazität von $C_Z = 105.6$ pF parallelgeschaltet wurde. Dies erklärt das gegenüber der letzten Messung kleinere Signal. Für die Fits (durchgezogene Linien) wurde der theoretische Zusammenhang zwischen der Bunchlänge und dem Strahlstrom nach Gleichung (3.14) verwendet. Die gestrichelten Geraden sind nach dem linearen Modell (Gleichung (3.17)) berechnet. Es wurden dafür jeweils die aus dem Fit extrahierten Kapazitäten verwendet (siehe Tabelle 6).

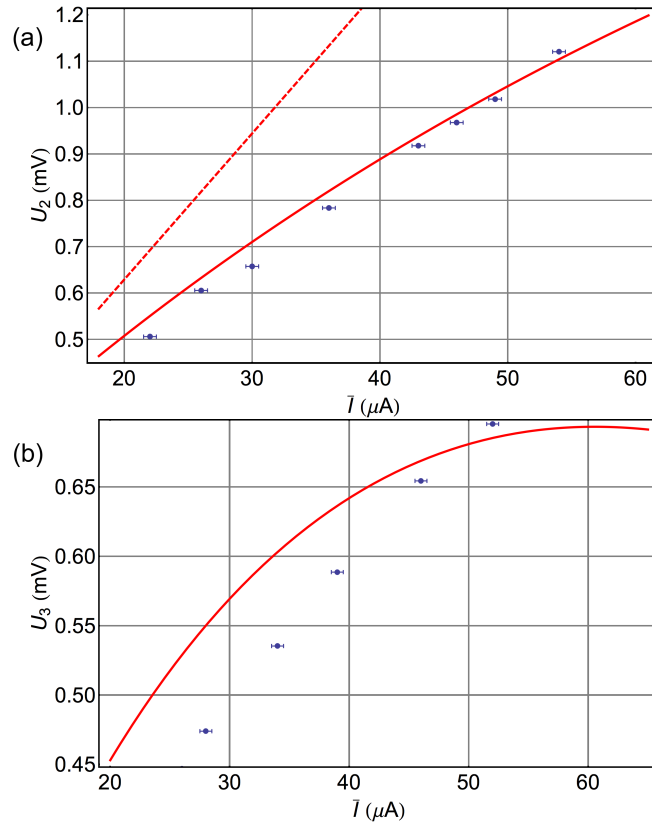


Abbildung 3.14: Amplituden bei den Harmonischen $n = 2$ (a) und $n = 3$ (b). In (a) ist wie in Abbildung 3.13 der Zusammenhang zwischen der Spannung und dem mittleren Strahlstrom berechnet nach dem linearen Modell (gestrichelte Linie) mit den aus den Fits (durchgezogene Linien) gewonnenen Kapazitäten gegenübergestellt. In (b) wird nur die Fit-Funktion dargestellt. Erkennbar lassen sich die Messwerte für Messungen mit $n \geq 2$ nicht ausreichend durch das Modell beschreiben.

n	$U_{HF}(V)$	C (pF) (theo.)	$\Delta\bar{C}$ (pF) (theo.)	χ^2/ν (theo.)
1	132.5	215.4	0.9	1.7
2	132.5	190.0	0.4	26.4
3	132.5	159.4	0.3	3627.7
1	79.5	211.9	0.7	3.6
1	132.5	310.7	1.3	1.3

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der Ergebnisse eines Fits unter Berücksichtigung des theoretischen Modells für die Bunchlänge an die Daten. Für die letzte Messung für $n = 1$ wurde eine zusätzliche Kapazität von $C = 105.6$ pF parallelgeschaltet. Dies erklärt die höhere Gesamtkapazität. Die Messdaten mit den Fit-Funktionen sind graphisch in Abbildung 3.13 und 3.14 dargestellt.

ist in Abbildung 3.15 ersichtlich. Tabelle 3.2 fasst die Ergebnisse dieses Fits zusammen. Die reduzierten χ^2 liegen für $n \leq 2$ nahe 1.0, das für $n = 3$ etwas höher. Die aus den Messungen für $n = 1$ ohne Zusatzkapazität extrahierten Kapazitäten stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Aus der Messung für $n = 2$ erhält man eine um 1.0 % abweichende Kapazität. Dies zeigt, dass auch das semi-empirische Modell die Daten für $n > 1$ nicht vollständig beschreibt. Mit Hilfe von Gleichung (3.31) kann die tatsächliche Kapazität C' aus dem Verhältnis der Spannungen r mit und ohne Zusatzkapazität bei gleichem Strahlstrom gewonnen werden. Dieses Verhältnis wird durch das Verhältnis der entsprechenden Kapazitäten berechnet, die in Tabelle 3.2 angegeben sind. Für die Zusatzkapazität wurde gefordert, dass sie vergleichbar mit der Gesamtkapazität ohne Zusatzkapazität ist, um eine deutliche Änderung der Spannung bei gleichem Strahlstrom hervorzurufen. Die verwendete Zusatzkapazität beträgt, wie bereits erwähnt, $C_Z = 105.6$ pF. Es wird eine Genauigkeit dieses mit einem LCR-Meter gemessenen Wertes von 1% angenommen. Aus den Messungen für $n = 1$ ohne Zusatzkapazität wurde der Mittelwert der Kapazitäten berechnet. Er beträgt:

$$C = (224.5 \pm 1.2) \text{ pF}. \quad (3.39)$$

Der Fehler wurde aus den Fehlern der einzelnen Messungen bei der Harmonischen $n = 1$ berechnet. Aus Gleichung (3.31) erhält man eine tatsächliche Kapazität von:

$$C' = (242.7 \pm 5.6) \text{ pF}. \quad (3.40)$$

In den Fehler von C' gehen die Messungenauigkeit für die Zusatzkapazität und die Messfehler für die Bestimmung der Kapazitäten mit und ohne Zusatzkapazität ein. Die aus den Fits extrahierte Kapazität weicht um ca. 8 % von diesem Wert ab. Diese Abweichung ist nicht durch den berechneten Fehler zu erklären. Als Ursache kommt in Frage, dass zwischen den Elektroden und dem Masseschirmring ein Spalt von ca. 1 cm Länge besteht, so dass es zu Felddurchgriffen kommt. Auf Grund dessen könnte es nötig sein, eine effektive Länge L' zu verwenden, die 8 % größer ist als die geometrische Länge.

n	U_{HF}	C (pF) (se)	$\Delta\bar{C}$ (pF) (se)	χ^2/ν (se)
1	132.5	224.7	1.0	1.45
2	132.5	226.8	0.7	0.81
3	132.5	251.6	0.5	3.11
1	79.5	224.3	0.7	1.22
1	132.5	322.3	1.4	0.62

Tabelle 3.2: Fit-Ergebnisse mit der semi-empirischen Funktion, die die Bunchlänge als Funktion des mittleren Strahlstromes beschreibt. Die Messdaten mit den Fit-Funktionen sind graphisch in Abbildung 3.15 und 3.16 dargestellt.

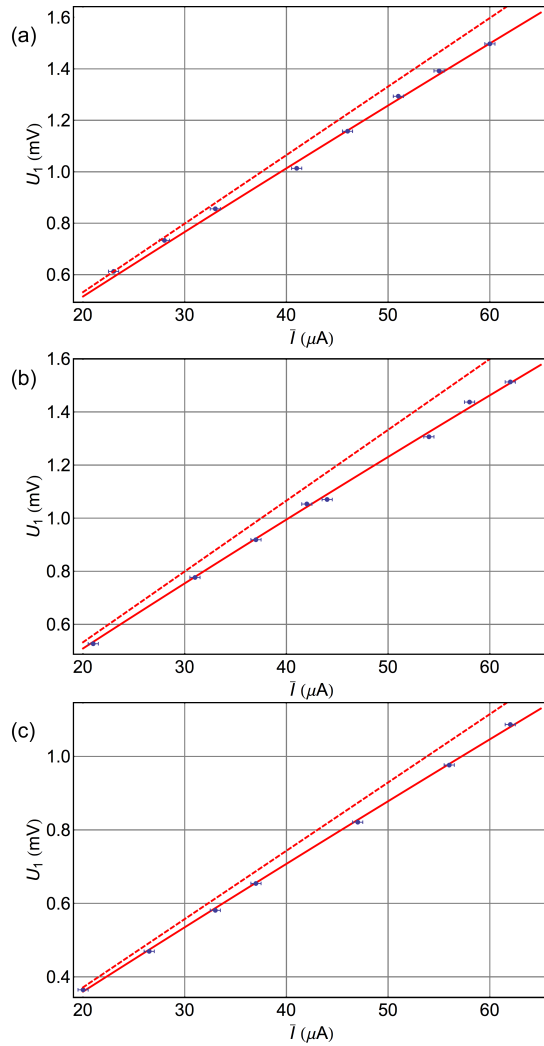


Abbildung 3.15: Gemessene Spannungen U_1 wie in Abbildung 3.13. Hier wurde jedoch für die Fits die semi-empirische Theorie der Bunchlänge in Abhängigkeit vom Strahlstrom nach Gleichung (3.16) verwendet. Die gestrichelten Geraden sind nach dem linearen Modell (Gleichung (3.17)) berechnet. Es wurden dafür die aus dem Fit extrahierten Kapazitäten verwendet. Diese sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Für Strahlströme kleiner als $1 \mu\text{A}$ kann das lineare Modell verwendet werden. Die Abweichung vom nicht-linearen Modell beträgt dann weniger als 1%.

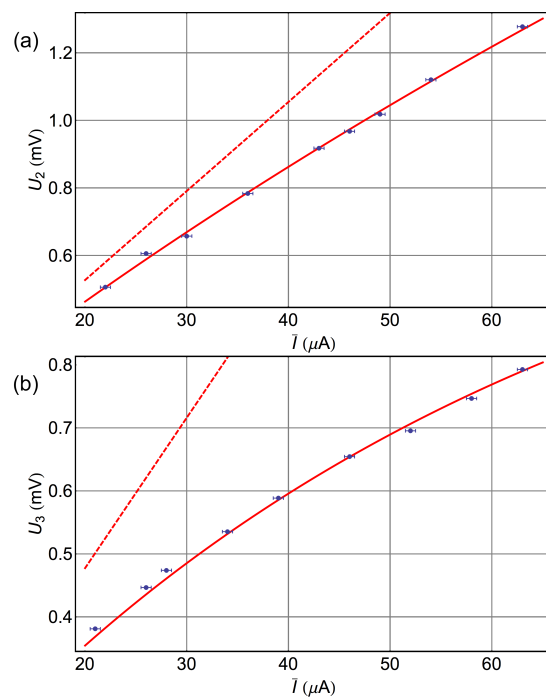


Abbildung 3.16: Amplituden bei den Harmonischen $n = 2$ (a) und $n = 3$ (b). Gegenübergestellt ist wie in Abbildung 3.13 die Gerade berechnet nach dem linearen Modell (gestrichelte Linien) mit den aus den Fits (durchgezogene Linien) gewonnenen Kapazitäten.

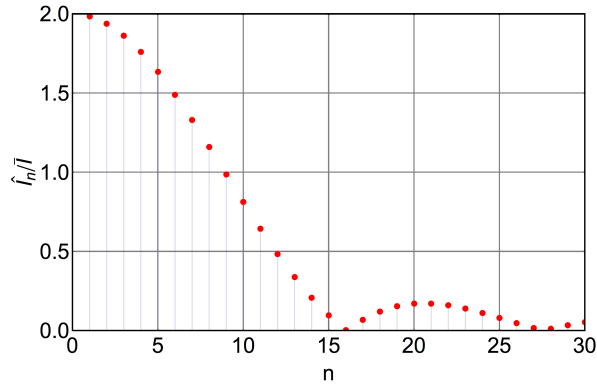


Abbildung 3.17: Amplituden der Harmonischen des Spektrums eines 2.5 MeV Molekülstrahles mit parabelförmigen Bunchen in Einheiten von \bar{I} . Für die Berechnung wurde ein Strahlstrom von 100 nA und eine HF-Spannung von $U_{\text{HF}} = 100$ V angenommen.

3.3.3 Fazit

Mit der Kalibration steht nun ein einfacher Strahlstrommonitor zur Verfügung, mit dem es möglich ist, den mittleren Strahlstrom auch für Intensitäten $< 1 \mu\text{A}$ mit hoher Genauigkeit zu messen. Hierfür muss die Kapazität C (Gleichung (3.39)) verwendet werden. Sind die Bunche kurz genug, so dass der lineare Zusammenhang zwischen Strom und Spannung verwendet werden kann, genügt für die Berechnung des Strahlstromes die Kenntnis der Ionengeschwindigkeit. In Gleichung (3.39) ist der Fehler des Mittelwertes der für $n = 1$ berechneten Kapazitäten angegeben. Er beträgt ca. 0,5 %. Zusätzliche Unsicherheiten bezüglich der Verstärkung bzw. Dämpfung führen dazu, dass die Genauigkeit mit der die Kapazität bekannt ist, ca. 1 % beträgt. Wird bei der ersten Harmonischen des Spektrums gemessen, dann muss ein Untergrund berücksichtigt werden, dessen Ursache ein Übersprechen des Signales der HF ist. Dieses übersprochene Signal entspricht für die Parameter eines 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ Strahles einem Strom von ca. 10 nA. Es ist auf Grund unbekannter Phasen nicht möglich, die Signalamplitude aus dem gemessenen Signal zu berechnen. Stattdessen kann bei der zweiten Harmonischen gemessen werden.

Eine mögliche Anwendung dieser Methode ist die Messung des Strahlstromes in einer Strahlzeit mit Molekülonen. Typische Parameter sind eine Masse von $A = 35$ amu und eine Energie von 2.5 MeV. Aus Schätzungen über die Intensität folgt, dass der gespeicherte Strom eine Intensität von ca. 100 nA besitzt. Damit scheidet eine Messung mit dem DC-Strahlstrommonitor aus, da dieser eine Genauigkeit von nur $1 \mu\text{A}$ besitzt. In Abbildung 3.17 ist die Amplitude der Harmonischen des Spektrums normiert auf den mittleren Strahlstrom dargestellt. Die Amplituden wurden mit Gleichung (3.11) unter Berücksichtigung von Gleichung (3.14) für einen mittleren Strahlstrom von $\bar{I} = 100$ nA berechnet. Weitere Parameter sind $h = 15$ sowie $U_{\text{HF}} = 100$ V. Ist der Strahlstrom klein genug, dann sind die Bunche so kurz, dass der lineare Zusammenhang zwischen Pickup-Signal und mittlerem Strahlstrom verwendet werden kann. Die für die Abbildungen 3.17

berechneten Amplituden sind ein Maß für die Gültigkeit des linearen Zusammenhanges. Die Berechnung der Amplituden zeigt, dass man eine Korrektur von ca. 3 % gegenüber dem linearen Modell vornehmen muss, wenn man sich für eine Messung bei $n = 2$ entscheidet, um einen Untergrund durch HF-Übersprechen zu vermeiden. Nimmt man an, dass durch das HF-System für die Parameter des Molekülstrahles eine ebenso große Spannung wie im Falle des 50 MeV $^{12}\text{C}^{6+}$ Strahles übersprochen wird, dann beträgt der äquivalente Untergrundstrom im Falle des Molekülstrahles auf Grund der um etwa einen Faktor 10 kleineren Geschwindigkeit nur noch ca. 1 nA. Bei einer Messung bei $n = 1$ beträgt die Korrektur gegenüber dem linearen Modell daher ca. 0.8 %.

Kapitel 4

CSR-Strahlpositionsmonitore

Die Strahlposition ist ein wichtiger Parameter, um die optimalen Einstellungen des Speicherrings zu finden. Der CSR wird daher mit sechs Strahlpositionsmonitoren basierend auf dem Prinzip kapazitiver Pickups ausgerüstet. Es ist vorgesehen, jeweils zwei BPMs am Anfang und am Ende in drei der vier linearen Sektionen des CSR einzusetzen (vgl. Abbildung 2.5). Solche BPM sind Standard-Messgeräte des Strahl-Ladungsschwerpunktes in vielen Speicherringen, Synchrotrons und Linacs [38]. Typischerweise werden die Signale solcher Strahlpositionsmonitore je nach Messfrequenzbereich mit konventionellen, hoch- oder niederohmigen Messverstärkern verstärkt. Im CSR stellen die zum Teil extrem niedrigen Strahlströme und die kryogene Umgebungstemperatur besondere Anforderungen an die Verstärkerelektronik dar. Aus diesem Grund wurden Untersuchungen zur Einsetzbarkeit von Schwingkreisen mit hoher Güte für die resonante Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Signale eines Strahlpositionsmonitors durchgeführt. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel präsentiert. Dazu wird zunächst eine Einführung in die Theorie kapazitiver Pickups für die Positionsmessung gegeben. Hier wird ebenfalls dargestellt, welche prinzipiellen Modifikationen am Messschema für eine konventionelle Verstärkung vorgenommen werden müssen, um die Pickup-Signale resonant messen zu können. Es werden außerdem Messungen am TSR dargestellt, die die Anwendbarkeit und die Vorteile dieses Messprinzips belegen. Desweiteren werden Experimente zur Verstärkungselektronik für den CSR beschrieben.

4.1 Theorie der Strahlpositionsmessungen mit kapazitiven Pickups

4.1.1 Messprinzip

In Kapitel 3 wurde das Prinzip kapazitiver Pickups und ihre Anwendbarkeit für die Strommessungen von gebunchten Strahlen beschrieben. Positionsmessungen des Ladungsschwerpunktes gebunchter Ionenstrahlen mit kapazitiven Pickups basieren auf

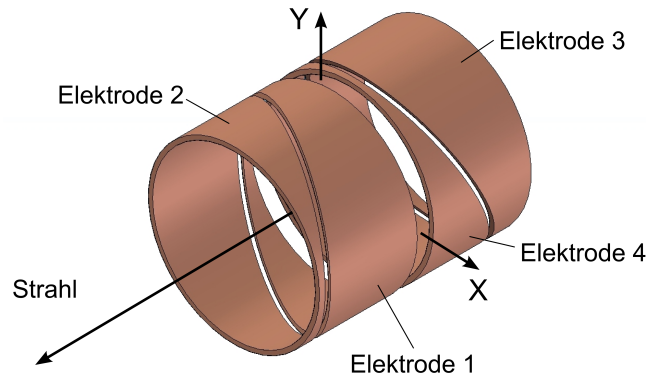


Abbildung 4.1: Strahlpositionsmonitor bestehend aus zwei Pickups, die jeweils durch einen Schnitt in zwei Elektroden geteilt sind. Der durch die Pickups hindurchfliegende Strahl erzeugt an jeder Elektrode eine Spannung, aus der die x - und y -Koordinate der Position des Strahles berechnet werden kann.

demselben Prinzip der Messung der Bildströme der vorbeifliegenden Bunche. Für diese Anwendung sind zwei Pickups erforderlich, die jeweils durch einen diagonalen Schnitt in zwei Elektroden geteilt werden. Ein Pickup ist in Bezug auf die Strahlachse und den anderen Pickup des Strahlpositionsmonitors um 90° gedreht (s. Abbildung 4.1). Auf diese Weise können die x - und die y -Koordinate des Strahles bestimmt werden. Für die Positionsbestimmung wird für jeden Pickup die Differenz der Elektrodenspannungen ausgewertet. Um die Messungen vom Strahlstrom unabhängig zu machen, wird für die Bestimmung der Position die Differenz der Spannungen (z.B. $\Delta U_x = U_1 - U_2$) normiert auf die Summe (z.B. $\sum U_x = U_1 + U_2$) der Spannungen, ausgewertet. Man erhält für die Koordinaten x und y folgendes, im Allgemeinen nichtlineares Gleichungssystem:

$$x = k_x(x, y) \cdot \frac{\Delta U_x}{\sum U_x} \quad (4.1)$$

$$y = k_y(x, y) \cdot \frac{\Delta U_y}{\sum U_y}. \quad (4.2)$$

Die Funktionen $k_x(x, y)$ und $k_y(x, y)$ werden Skalierungsfunktionen genannt.

4.1.2 Der Skalierungsfaktor für lineare Pickups

Besonders einfache Skalierungsfunktionen ergeben sich, wenn der Schnitt, der einen Pickup in zwei Hälften teilt, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, diagonal ausgeführt wird. Die Skalierungsfunktionen sind dann gleich und konstant [39]:

$$k_x(x, y) = k_y(x, y) \equiv k. \quad (4.3)$$

Der Zusammenhang zwischen den Koordinaten (x, y) und den Spannungen U_1 und U_2 ist in diesem Fall durch den Skalierungsfaktor k gegeben, der im Folgenden mit Hilfe eines einfachen Modells berechnet wird.

Für die Berechnung des theoretischen Skalierungsfaktors eines Pickups mit diagonalem Schnitt wird das in Abbildung 4.2 dargestellte Ersatzschaltbild herangezogen. Nach Gleichung (3.4) ist der Signalstrom, der sich aus einem Strahlstrom $I(t)$ ergibt, proportional zur Länge der Pickup-Elektrode, wenn die Bunche im Vergleich zur Pickup-Elektrode lang sind. Der Strahl, der in Abbildung 4.2 ebenfalls illustriert ist, besitzt in dieser Abbildung einen Abstand x vom Zentrum des Pickups und eine longitudinale Projektion auf die obere Elektrode und eine Projektion l_2 auf die untere Elektrode. Die Elektroden sind mit jeweils einem Verstärker mit einem Eingangswiderstand R verbunden. Die Gesamtkapazität in Bezug auf die Masse C setzt sich zusammen aus der Kapazität der Elektrode, der Kabelkapazität und der Eingangskapazität der Verstärker. Sie wird für beide Seiten als gleich groß angenommen. Zwischen den Elektroden gibt es eine Koppelkapazität C_k .

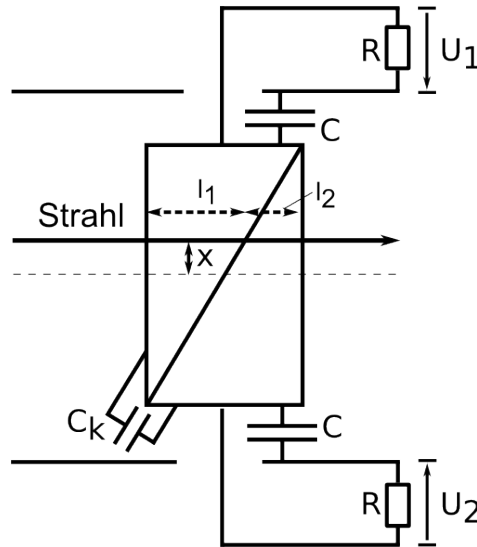


Abbildung 4.2: Ersatzschaltbild für einen diagonal geschlitzten Pickup, dessen Elektroden jeweils mit einem hochohmigen Verstärker mit dem Eingangswiderstand R verbunden sind.

Die Spannungen U_1 und U_2 in Abhängigkeit von der Strahllage werden analog zu Gleichung (3.5) durch folgendes System von Differentialgleichungen beschrieben:

$$\dot{I} \cdot \frac{l_1}{v} = C_1 \cdot \dot{U}_1 + \frac{U_1}{R} + (\dot{U}_1 - \dot{U}_2) \cdot C_k \quad (4.4)$$

$$\dot{I} \cdot \frac{l_2}{v} = C_2 \cdot \dot{U}_2 + \frac{U_2}{R} + (\dot{U}_2 - \dot{U}_1) \cdot C_k. \quad (4.5)$$

Die Differenz dieser Gleichungen ist:

$$\dot{I} \cdot \frac{l_1 - l_2}{v} = (C + 2 C_k) \cdot \Delta \dot{U} + \frac{\Delta U}{R}, \quad (4.6)$$

mit $\Delta U = U_1 - U_2$.

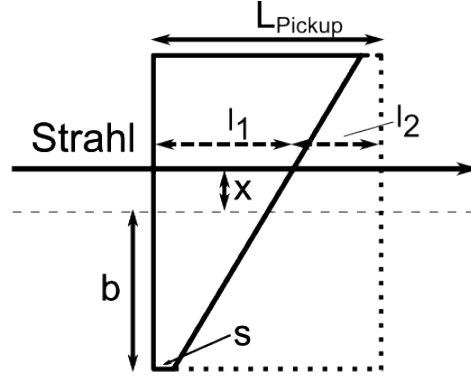


Abbildung 4.3: Illustration zur Berechnung der Längendifferenz $l_1 - l_2$ als Funktion der Strahlage x .

Abbildung 4.3 dient zur Illustration der Berechnung der Längendifferenz $l_1 - l_2$ als Funktion der Koordinate x . Die Länge s des Stegs, der fertigungstechnisch nötig ist, um die Elektrode formstabil zu erhalten, sei zunächst $s = 0$ mm, dann gilt auf Grund des Strahlensatzes:

$$l_1 = (x + b) \frac{L_{\text{Pickup}}}{2 \cdot b}. \quad (4.7)$$

Man erhält wegen $l_2 = L_{\text{Pickup}} - l_1$

$$l_1 - l_2 = L_{\text{Pickup}} \cdot \frac{x}{b}, \quad (4.8)$$

und damit:

$$\dot{I} \cdot \frac{L_{\text{Pickup}}}{v} \cdot \frac{x}{b} = (C + 2 C_k) \cdot \Delta \dot{U} + \frac{\Delta U}{R}. \quad (4.9)$$

Für die Summenspannung gilt:

$$\dot{I} \cdot \frac{L_{\text{Pickup}}}{v} = C(\dot{U}_1 + \dot{U}_2) + \frac{U_1 + U_2}{R}. \quad (4.10)$$

Verwendet man einen Verstärker mit hohem Eingangswiderstand ($R \rightarrow \infty$), dann ist der entsprechende Term in den Gleichungen vernachlässigbar.

Man erhält dann folgende Gleichung für die Differenzspannung geteilt durch die Summenspannung:

$$\frac{\Delta U}{\sum U} = \frac{1}{(1 + 2 C_k/C) b} x. \quad (4.11)$$

Der Skalierungsfaktor ist somit gegeben durch:

$$k = \left(1 + 2 \frac{C_k}{C}\right) b. \quad (4.12)$$

Eine Koppelkapazität C_k in der Größenordnung der Kapazität C vermindert also die Sensitivität des Pickups, die proportional zu $1/k$ ist. Bei verschwindender Koppelkapazität ist der Skalierungsfaktor nach dieser Rechnung gleich der halben Aperturbreite des Pickups.

Mit einem Steg der Länge $s \neq 0$ mm (vgl. Abbildung 4.3) bleibt der Skalierungsfaktor konstant. In diesem Fall ist er durch folgende Gleichung gegeben:

$$k = \left(1 + 2 \frac{C_k}{C}\right) \frac{b}{1 - 2 s/L_{\text{Pickup}}}. \quad (4.13)$$

Für Strahllagemonitore mit Pickups mit diagonalem Schnitt gelten daher folgende linearen Gleichungen für die Positionsbestimmung:

$$x = k \cdot \frac{\Delta U_x}{\sum U_x} \quad (4.14)$$

$$y = k \cdot \frac{\Delta U_y}{\sum U_y} \quad (4.15)$$

4.1.3 Berechnungen von Skalierungsfaktoren mit TOSCA

Mit dem Programm TOSCA des Softwarepackets OPERA [40], das die Berechnung elektro- und magnetostatischer Felder mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode erlaubt, wurde überprüft, ob Gleichung (4.13) zur analytischen Berechnung des Skalierungsfaktors eingesetzt werden kann. Die Berechnungen wurden für einen Pickup mit quadratischer Apertur mit einer inneren Kantenlänge von 100 mm und für einen Pickup mit runder Apertur mit einem Durchmesser von 100 mm durchgeführt. Eine solche Aperturgröße stellt im CSR sicher, dass der Pickup die Akzeptanz des Speicherringes nicht beeinflusst. Um unterschiedliche Kapazitäten in Bezug auf die Masse zu erhalten, wurden für jede Aperturform Rechnungen mit dem Pickup in einer runden Kammer mit einem Innendurchmesser von 200 mm und in einer quadratischen Kammer (Kantenlänge innen 200 mm) durchgeführt. Eine solche Kammer entspricht dem Abschirmgehäuse, in das die Elektroden eingebaut werden. Die Länge der Elektroden betrug

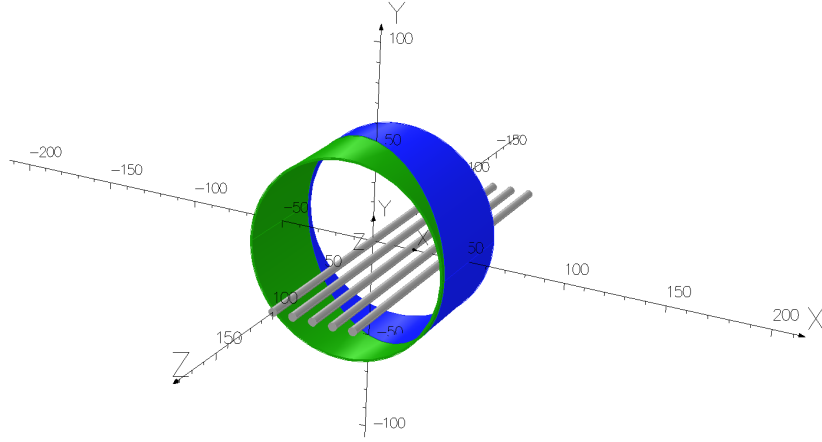


Abbildung 4.4: Pickup-Elektroden mit runder Apertur im TOSCA-Modeller (hier $L_{\text{Pickup}} = 60$ mm). Der Strahl kann durch abwechselnd mit Ladung gefüllte zylindrische Volumina simuliert werden.

$L_{\text{Pickup}} = 150$ mm und die Steglänge $s = 2$ mm. Für die Dicke der Elektroden wurde 2 mm gewählt.

Zur Berechnung des Skalierungsfaktors kann der Strahl durch mit Ladung gefüllte zylindrische Volumina an verschiedenen Positionen im Pickup simuliert werden (s. Abbildung 4.4). Allen Teilen eines Modells können in TOSCA individuell spezifische relative Permittivitäten zugewiesen werden. Die Strahlvolumina erhalten die Permittivität $\epsilon_r = 1$, da sie nur durch ihre Ladung elektrisch wirksam sein sollen. Auf den Elektroden, die üblicherweise aus Kupfer gefertigt werden, muss die tangentielle Komponente des elektrischen Feldes verschwinden, da für Metalle gilt $\epsilon_r \rightarrow \infty$. Eine Zuweisung einer unendlich hohen Permittivität ist in TOSCA nicht möglich, daher wird für die Permittivität der Elektroden der sehr hohe Wert $\epsilon_r = 10^{16}$ gewählt. Als Randbedingung werden die Innenflächen der Kammern als Äquipotentialfläche definiert und auf 0 V gesetzt.

Gleichung (4.13) lässt sich überprüfen, indem der mit ihr aus den Kapazitäten C und C_k berechnete Skalierungsfaktor mit dem Skalierungsfaktor verglichen wird, den man erhält, wenn man die Differenzen der Spannungen ΔU_x und die Summen der Spannungen $\sum U_x$ als Funktion der Position der mit Ladung gefüllten Volumina auswertet. Die Kapazitäten werden mit TOSCA bestimmt, indem die ladungsgefüllten Strahlvolumina entfernt werden, und man stattdessen die Oberflächen der Elektroden als Äquipotentialflächen mit den Spannungen U_1 und U_2 definiert. Die in dem System gespeicherte Energie E ist abhängig von den Kapazitäten und den Spannungen der Elektroden:

$$E = \frac{1}{2} C U_1^2 + \frac{1}{2} C U_2^2 + \frac{1}{2} C_k (U_2 - U_1)^2, \quad (4.16)$$

Apertur	Kammerform	C (pF)	C_k (pF)	$k_{\text{theoretisch}}$ (mm)	k_{Fit} (mm)
quadratisch	rund	14.8	5.8	91.6 ± 4	91.0 ± 0.2
quadratisch	quadratisch	13.7	5.8	94.9 ± 4	94.2 ± 0.2
rund	rund	11.5	6.4	108.5 ± 5	122.9 ± 0.2
rund	quadratisch	11.1	6.4	110.6 ± 5	126.6 ± 0.2

Tabelle 4.1: Mit TOSCA berechnete Skalierungsfaktoren.

so dass es zwei Unbekannte C und C_k gibt. Um die Kapazitäten bestimmen zu können, müssen daher zwei Sätze von Spannungen U_1 und U_2 gewählt werden, für die die resultierende gespeicherte Energie berechnet wird. Für diesen Zweck wird eine Funktion in TOSCA bereitgestellt.

Tabelle 4.1 fasst die berechneten Kapazitäten, die nach Gleichung (4.13) berechneten Skalierungsfaktoren $k_{\text{theoretisch}}$ und die aus den linearen Fits der Daten $\Delta U_x / \sum U_x$ als Funktion der Strahlänge ermittelten Skalierungsfaktoren k_{Fit} zusammen. Für die Rechnungen musste die maximale Größe der Finiten Elemente vorgegeben werden. Diese wird über die Größe des Meshes festgelegt. Berechnungen mit TOSCA können je nach Meshgröße sehr viel Arbeitsspeicher benötigen. Die Rechnungen für den Vergleich der beiden Pickup-Aperturen wurde auf einem Rechner mit Windows Betriebssystem durchgeführt. Auf einem solchen System ist es unabhängig von der Rechnerarchitektur (32 oder 64 bit) nur möglich etwa drei GB¹ Arbeitsspeicher für die Anwendung zu allozieren. Dies bedingt das kleinstmögliche globale Mesh, das in diesem Fall 4 mm betrug, und damit die Genauigkeit der Berechnung. Durch Vergleich mit Berechnungen mit größeren Meshes wurde abgeschätzt, dass die Kapazitäten mit einer Genauigkeit von $\Delta C = 0.5$ pF berechnet werden konnten. Hieraus ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen Unsicherheiten in Bezug auf $k_{\text{theoretisch}}$ durch Gauss'sche Fehlerfortpflanzung. Der Vergleich zeigt, dass es eine sehr gute Übereinstimmung der Skalierungsfaktoren $k_{\text{theoretisch}}$ und k_{Fit} für Pickups mit quadratischer Apertur gibt. Die Unsicherheit in k_{Fit} wurde ebenfalls durch einen Vergleich mit Fit-Ergebnissen von Berechnungen mit größeren Meshes abgeleitet. Für Pickups mit runder Apertur sind die Skalierungsfaktoren k_{Fit} etwa 10 % größer als die theoretischen Skalierungsfaktoren $k_{\text{theoretisch}}$. Gleichung (4.13) ist demnach für die Berechnung des Skalierungsfaktors für Pickups mit quadratischem Querschnitt geeignet. Pickups mit diagonalem Schnitt und runder Apertur sind ebenfalls linear, jedoch ist der Skalierungsfaktor größer als der durch Gleichung (4.13) berechnete theoretische Wert.

4.1.4 Resonante Verstärkung der Pickup-Signale

Die konventionelle Verstärkung von Pickup-Signalen sieht den Einsatz jeweils eines hochohmigen Verstärkers für jede Elektrode vor. Der Eingangswiderstand des Verstärkers ist deutlich größer als der Betrag der Impedanz der Kapazität: $R \gg 1/(\omega C)$ und

¹GB = giga byte

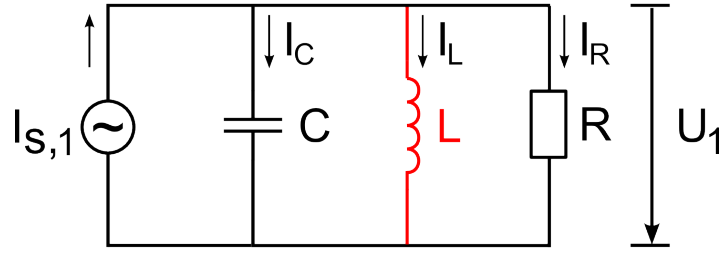


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbild für eine Pickup-Elektrode (Elektrode 1) ohne Koppelkapazität. Durch eine zusätzliche Induktivität L wird aus dem konventionellen Verstärkerkreis ein Schwingkreis (LC-Kreis). Der Signalstrom ist proportional zur zeitlichen Ableitung des Strahlstromes (vgl. Gleichung (4.17)): $I_{s,1} \propto \dot{I}$.

der Signalstrom fließt daher durch die Kapazität zur Masse. Aus diesem Grund können die Terme, die in den Gleichungen (4.9) und (4.10) den Strom durch den Widerstand beschreiben, vernachlässigt werden. Im Fall konventioneller Verstärkung bestimmt daher die Kapazität die Gesamtimpedanz des Systems und damit die Größe der Signalspannung bei einem bestimmten Strahlstrom.

Eine Vergrößerung der Impedanz kann erreicht werden, wenn eine geeignete Induktivität L parallel zur Kapazität und zum Widerstand geschaltet wird. In Abbildung 4.5 ist dies der Übersichtlichkeit halber an einer Elektrode (Elektrode 1) veranschaulicht. Die Kopplung zur zweiten Elektrode wird zunächst vernachlässigt. Analog zu Gleichung (4.4) kann nach dem Kirchhoff'schen Gesetz folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$\dot{I} \cdot \frac{l_1}{v} = I_C + I_L + I_R, \quad (4.17)$$

mit dem Signalstrom $I_{s,1} = \dot{I} \cdot \frac{l_1}{v}$.

Eine Ableitung dieser Gleichung nach der Zeit und Einsetzen von $\dot{I}_C = \ddot{U}_1 \cdot C$, $\dot{I}_L = \frac{U_1}{L}$ und $\dot{I}_R = \frac{\dot{U}_1}{R}$ liefert:

$$\ddot{I} \cdot \frac{l_1}{v} = \ddot{U}_1 \cdot C + \frac{U_1}{L} + \frac{\dot{U}_1}{R}. \quad (4.18)$$

Der Strom I und die Spannung U_1 sind zeitabhängige, periodische Signale. Für sie kann daher jeweils eine Fourierreihenentwicklung angesetzt werden:

$$I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{I}_n \exp(i \omega_n t). \quad (4.19)$$

bzw.

$$U_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \hat{U}_{1,n} \exp(i \omega_n t), \quad (4.20)$$

mit $\omega_n = n \cdot \omega_{\text{HF}}$, $\omega_{\text{HF}} = h \cdot \omega_0$ und den komplexwertigen Amplituden \hat{I}_n und $\hat{U}_{1,n}$. Ein Einsetzen der Fourierreihenentwicklungen in Gleichung (4.18) und ein Vergleich der Summanden mit gleichem n ergibt schließlich:

$$\underbrace{i \omega_n \hat{I}_n \frac{l_1}{v}}_{\hat{I}_{s1,n}} = i \omega_n C \hat{U}_{1,n} + \frac{\hat{U}_{1,n}}{i \omega_n L} + \frac{\hat{U}_{1,n}}{R}. \quad (4.21)$$

Die linke Seite kann wie angedeutet zu einem Signalstrom $\hat{I}_{s1,n}$ zusammengefasst werden. Gleichung (4.21) lässt sich dann schreiben als:

$$\hat{U}_{1,n} = Z(\omega_n) \cdot i \omega_n \hat{I}_n \frac{l_1}{v}, \quad (4.22)$$

mit der komplexen Impedanz des LC-Kreises:

$$Z(\omega) = \left(i \omega C + \frac{1}{i \omega L} + \frac{1}{R} \right)^{-1}. \quad (4.23)$$

Der LC-Kreis wird resonant für die Frequenz f_{res} :

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2 \pi \sqrt{L \cdot C}}. \quad (4.24)$$

Bei dieser Frequenz ist die Impedanz der Kapazität, $Z_C = 1/(i \omega C)$, bis auf das Vorzeichen gleich der Impedanz der Induktivität, $Z_L = i \omega L$, so dass über diesen Zweig der Schaltung effektiv kein Strom fließt. Bei Resonanz ist daher die Gesamtimpedanz

$$Z(\omega = \omega_{\text{res}}) = R \quad (4.25)$$

und somit allein durch den Widerstand R bestimmt. Ohne den Term für die Induktivität in Gleichung (4.21) kann die Signalgröße bei der Harmonischen n für die nicht-resonante Verstärkung berechnet werden. Ein Vergleich mit Gleichung (4.22) für den resonanten Fall zeigt, dass die Impedanz und damit das Signal bei der Resonanzfrequenz gegenüber nicht-resonanter Verstärkung um den Faktor Q_R , mit

$$Q_R = \omega_{\text{res}} C R, \quad (4.26)$$

größer ist. Q_R wird Güte des Schwingkreises genannt.

Die Güte beschreibt einerseits die Impedanzerhöhung andererseits die Gesamtheit der Verluste, die in dem Schwingkreis auftreten. Alternativ kann die Güte allgemein definiert werden als [41]:

$$Q = \omega_{\text{res}} \frac{W}{N}, \quad (4.27)$$

wobei W die im Schwingkreis gespeicherte Energie ist und N die Verluste während einer Schwingungsperiode bezeichnet.

Die im Schwingkreis gespeicherte Energie kann durch die Gleichung

$$W = \frac{1}{2} C \hat{U}^2 \quad (4.28)$$

berechnet werden. Verluste treten in dem Widerstand R auf, diese sind gegeben durch:

$$N_R = \frac{1}{2} \frac{\hat{U}^2}{R}. \quad (4.29)$$

Setzt man die Gleichungen (4.28) und (4.29) in (4.27) ein, so erhält man für die Güte die Gleichung (4.26).

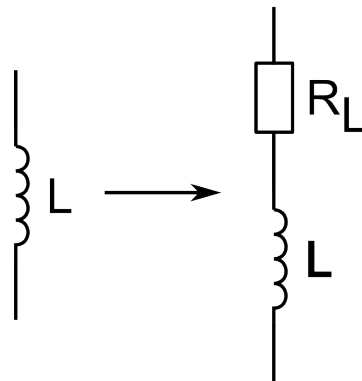


Abbildung 4.6: In einer realen Induktivität treten immer Verluste auf, die durch einen seriellen Widerstand R_L beschrieben werden können.

Neben den Verlusten, die durch den Widerstand R erfasst werden, kommt es in einer realen Induktivität, die durch eine Spule erzeugt wird, stets zu ohmschen Verlusten, die durch einen seriellen Widerstand R_L beschrieben werden können (s. Abbildung 4.6). Die Verluste sind eine Funktion des Stromes I_L , der über den Spulenzweig fließt:

$$N_{R_L} = \frac{1}{2} R_L \hat{I}_L^2. \quad (4.30)$$

Der Strom kann über die Spannung \hat{U} berechnet werden:

$$\hat{I}_L = \frac{\hat{U}}{R_L + i \omega_{\text{res}} L}. \quad (4.31)$$

Dies führt auf:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{\omega_{\text{res}} C} \left(\frac{1}{R} + \frac{R_L}{R_L^2 + \omega_{\text{res}}^2 L^2} \right). \quad (4.32)$$

Nimmt man nun an, dass die Verluste in der Spule klein sind in Bezug auf den Scheinwiderstand der Spule, d.h. $\omega_{\text{res}} \cdot L \gg R_L$, dann führt diese Gleichung auf:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_R} + \frac{1}{Q_{R_L}}, \quad (4.33)$$

mit

$$Q_{R_L} = \frac{1}{R_L} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4.34)$$

Die Resonanzfrequenz ist für ein nicht verschwindendes R_L leicht gegenüber der Frequenz f_0 zu der kleineren Frequenz f' verschoben:

$$f' = f_{\text{res}} \sqrt{1 - \frac{R_L^2}{\omega_{\text{res}}^2 \cdot L^2}}. \quad (4.35)$$

Dies kann allerdings auf Grund der Annahme $\omega_{\text{res}} \cdot L \gg R_L$ vernachlässigt werden.

Der Widerstand R' des Schwingkreises bei der Resonanzfrequenz wird durch die zusätzlichen Verluste vermindert. Er ist dann:

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R}. \quad (4.36)$$

R_p ist dabei ein paralleler Ersatzwiderstand,

$$R_p = \frac{1}{R_L} \frac{L}{C}, \quad (4.37)$$

der die Verluste im Spulenzweig repräsentiert. Bei unendlich großem Widerstand R ist der Gesamtwiderstand R' gleich dem Widerstand R_p .

Die Güte Q gibt analog zu Gleichung (4.26) das Verhältnis des Absolutwertes der Impedanz bei Resonanz R' zum Betrag der Impedanz bei nicht-resonanter Verstärkung an:

$$Q = \omega_{\text{res}} R' C. \quad (4.38)$$

Q beschreibt daher die Impedanzerhöhung durch den Einsatz der Induktivität.

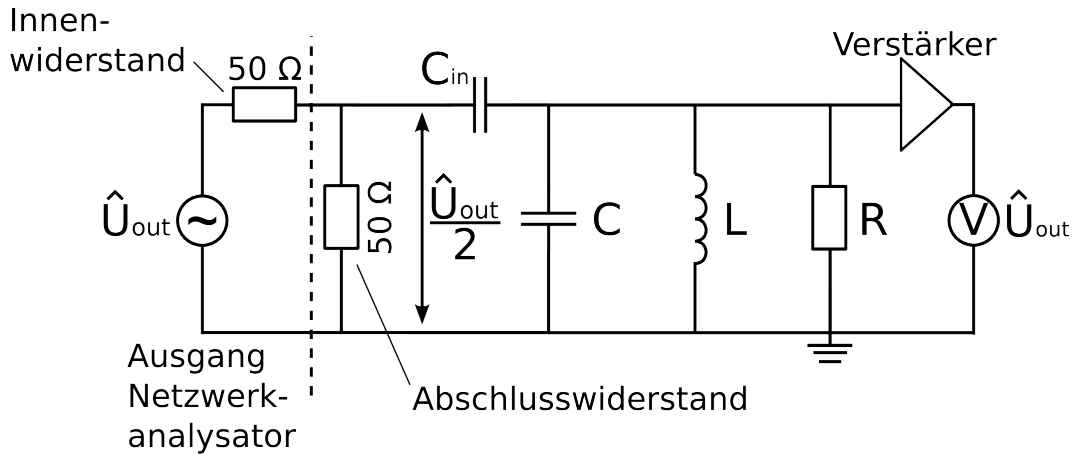


Abbildung 4.7: Messung der Güte und der Resonanzfrequenz mit einem Netzwerkanalysator.

4.1.4.1 Die Messung der Güte

Die Güte und die Resonanzfrequenz der in dieser Arbeit untersuchten Schwingkreise werden mit Hilfe der Messung der frequenzabhängigen Impedanz $Z(\omega)$ des Schwingkreises mit dem Netzwerkanalysator Bode-100 bestimmt. Abbildung 4.7 zeigt den Messaufbau schematisch. Die Gleichung (4.23) kann dazu umgeschrieben werden zu:

$$Z(\omega) = \frac{R}{1 - i \frac{f_{\text{res}}}{f} Q + i \frac{f}{f_{\text{res}}} Q}. \quad (4.39)$$

R bezeichnet hier den Widerstand, der *alle* Verluste beschreibt inklusive der Verluste R_L in der Spule. Die Einkopplung des Signales erfolgt kapazitiv. Die Ausgangsspannung des Netzwerkanalysators beträgt U_{out} . Wird ein Abschlusswiderstand von 50Ω parallel zum Ausgang des Netzwerkanalysators geschaltet und wird außerdem eine kleine Einkoppelkapazität C_{in} angenommen, so dass gilt $\frac{1}{\omega C_{\text{in}}} \gg R$, dann ist die Spannung parallel zum Ausgang des Netzwerkanalysators frequenzunabhängig und entspricht der Hälfte der Spannung U_{out} . Am Eingang des Netzwerkanalysators wird die Spannung U_{in} gemessen, die gleich der Ausgangsspannung des Verstärkers ist:

$$|\hat{U}_{\text{in}}| = |Z(\omega) \cdot \hat{I}_{\text{out}}|. \quad (4.40)$$

In Gleichung (4.40) wurde angenommen, dass der Verstärker die Spannungsverstärkung $V_a = 1$ hat. Der Strom I_{out} ist eine Funktion der Koppelkapazität C_{in} , der Ausgangsspannung des Netzwerkanalysators und der Impedanz des Schwingkreises:

$$\hat{I}_{\text{out}} = \frac{\hat{U}_{\text{out}}/2}{\frac{1}{i\omega C_{\text{in}}} + Z(\omega)}. \quad (4.41)$$

Für kleine Einkoppelkapazitäten C_i kann für Gleichung (4.41) folgende Näherung verwendet werden:

$$\hat{I}_{\text{out}} = i \omega C_{\text{in}} \hat{U}_{\text{out}}/2. \quad (4.42)$$

I_{out} ist daher in diesem Fall eine lineare Funktion der Frequenz. Allerdings werden die Messungen nur in einem schmalen Frequenzbereich um die Resonanzfrequenz durchgeführt. Wegen der kleinen Koppelkapazität ist die Änderung des Stromes I_{out} mit der Frequenz gering und der Strom kann als konstant angenommen werden. Die mit dem Netzwerkanalysator gemessene Transferfunktion ist daher gemäß Gleichung (4.40) proportional zum Betrag der Schwingkreisimpedanz.

4.1.4.2 Einfluss des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses auf die Positionsmesspräzision

Das Gesamtrauschen U_n des Verstärkerkreises hat Auswirkungen auf die Präzision der Positionsmessung (vgl. Kapitel 3.2). Diese wird über die Standardabweichung σ_x beschrieben, die mit Hilfe der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung berechnet werden kann. Es ist²:

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial U_1} U_n\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial U_2} U_n\right)^2}, \quad (4.43)$$

wobei angenommen wurde, dass das Gesamtrauschen für die Verstärkerkreise für beide Elektroden gleich ist, d.h. $U_{n,1} = U_{n,2} = U_n$. Ein Einsetzen der partiellen Ableitungen von Gleichung (4.14) ergibt:

$$\sigma_x = k \sqrt{\left(\frac{2 U_2}{(U_1 + U_2)^2} U_n\right)^2 + \left(\frac{2 U_1}{(U_1 + U_2)^2} U_n\right)^2}. \quad (4.44)$$

Befindet sich der Strahl in der Mitte des Pickups auf Position $x = 0$ mm, dann gilt $U_1 = U_2 \equiv U$ und Gleichung (4.44) reduziert sich auf:

$$\Delta x = \frac{k}{\sqrt{2}} \frac{1}{U/U_n}. \quad (4.45)$$

Das Verhältnis U/U_n ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR). Für die Signalspannung U gilt im Fall nicht-resonanter Verstärkung für ungekühlte Strahle mit einem longitudinalen Profil, das durch eine \cos^2 -Verteilung beschrieben werden kann (vgl. (3.10)):

²Die Gleichungen werden für die x -Koordinate abgeleitet und gelten analog für die y -Koordinate.

$$\hat{U} = \frac{1}{2} \frac{L_{\text{Pickup}}}{v C} \bar{I}. \quad (4.46)$$

\bar{I} bezeichnet den mittleren Strahlstrom. Für eine Beispielrechnung wird eine Kapazität von $C = 100$ pF, eine Pickup-Gesamtlänge von $L_{\text{Pickup}} = 6$ cm und eine Ionengeschwindigkeit von $v = 0.025 c$ angenommen. Diese Geschwindigkeit entspricht der von Protonen im CSR mit einer Energie von 300 keV. Der Skalierungsfaktor des Pickups sei $k = 60$ mm und die erreichbare Messbandbreite $\Delta f = 100$ Hz. Das angenommene Spannungsrauschen beträgt 0.7 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Dies entspricht dem Spannungsrauschen des Verstärkers NF-SA-230 F5, der für die Strommessungen am TSR eingesetzt wurde. Aus den Gleichungen (4.45) und (4.46) kann bei vorgegebenem Δx der erforderliche Strom berechnet werden, wenn das Spannungsrauschen als einzige Rauschquelle berücksichtigt wird. Fordert man $\Delta x = 0.1$ mm, dann erhält man mit Gleichung (4.45) und Gleichung (4.46) einen minimalen Strom von $\bar{I} \approx 100$ nA. Im CSR sollen allerdings deutlich geringere Strahlströme gespeichert werden (vgl. Tabelle 2.1). Die Signalspannung \hat{U} ist nach Gleichung (4.46) umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit. Protonen bei 300 keV sind die schnellsten geladenen Teilchen im CSR und erzeugen daher bei gegebenem Strahlstrom das kleinste Signal. Für langsamere Ionen steigt daher das SNR und der für die geforderte Messpräzision benötigte minimale Strahlstrom sinkt.

Nach Glg. (4.38) wird durch resonante Verstärkung die Signalspannung um den Gütefaktor des Schwingkreises Q vergrößert. Allerdings wird durch die Veränderung der Impedanz auch das Gesamttrauschen verändert. Wie für die Strommesspickups in Kapitel 3.2 verdeutlicht, ist bei konventioneller nicht-resonanter Verstärkung mit hochohmigem Verstärker das Spannungsrauschen der Rauschanteil, der das Gesamttrauschen im Wesentlichen beeinflusst. Dies liegt u.a. daran, dass das thermische Rauschen von dem Realwert der Impedanz abhängt. Der Realwert ist im Falle der Verstärkung mit RC-Kreis jedoch sehr klein, da die rein imaginäre Impedanz der Kapazität die Impedanz des Schaltkreises bestimmt. Für den LC-Kreis gilt dies jedoch nicht. Dessen Impedanz ist nämlich bei Resonanz nach Gleichung (4.36) reell. Das Stromrauschen des Verstärkers erzeugt einen Rauschspannungsabfall, der abhängig vom Betrag der Impedanz ist und der im Vergleich zur nicht-resonanten Verstärkung um den Faktor Q größer ist. Das Gesamttrauschen hängt bei resonanter Verstärkung von der Größe *aller* Rauschbeiträge des Verstärkers sowie von der Temperatur des Schaltkreises ab. Eine konkrete Aussage darüber, ob es beim Einsatz resonanter Verstärkung gegenüber dem nicht-resonanten Fall zu einer Vergrößerung des SNR kommt, ist daher erst bei Kenntnis der Rauschbeiträge des jeweiligen Verstärkers möglich.

Bei einer resonanten Verstärkung ist die Signalspannung bestimmt durch den Signalstrom \hat{I}_s und durch die Impedanz des Systems bei der Resonanzfrequenz f_{res} , die mit

$$R = Q \omega_{\text{res}} L \quad (4.47)$$

berechnet werden kann. Das SNR ist daher:

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{R^2 |\hat{I}_s|^2}{(4 \pi k T R + I_n^2 R^2 + E_n^2) \Delta f}}. \quad (4.48)$$

I_n und E_n bezeichnen hier das Strom- bzw. Spannungsrauschen des Verstärkers bezogen auf eine Frequenzbandbreite von 1 Hz (vgl. Kapitel 3.2). In Gleichung (4.48) wird angenommen, dass die Messbandbreite Δf klein ist im Vergleich zur Frequenzbreite der Resonanz δf . Dies stellt sicher, dass sich die Impedanz des Schwingkreises innerhalb der Messbandbreite nicht zu stark ändert. Mit der Frequenzbreite δf wird hier die Breite der Resonanzkurve an der Stelle bezeichnet, an der der Betrag um -3 dB bezüglich des Betrages bei $f = f_{\text{res}}$ abgefallen ist. Diese Frequenzbreite hängt ihrerseits über $\delta f = f_{\text{res}}/Q$ von der Güte des Schwingkreises ab [42].

4.1.4.3 Einfluss der Koppelkapazität

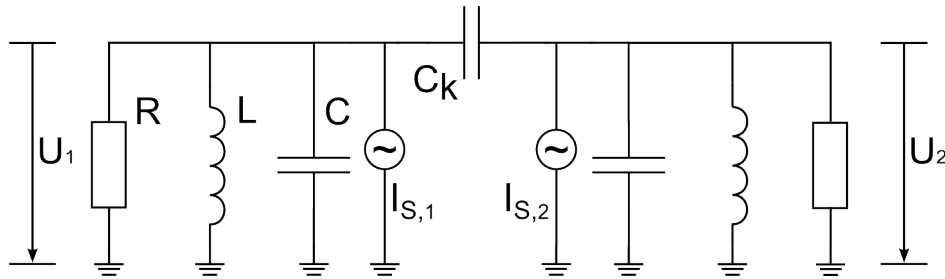


Abbildung 4.8: Ersatzschaltbild mit zwei Pickup-Elektroden mit jeweils einer parallelgeschalteten Induktivität.

Bei den Betrachtungen zur Güte wurde bislang nur eine der zwei zu einem Pickup gehörenden Elektroden berücksichtigt. Dies ist jedoch nicht zulässig, da die Koppelkapazität C_k zwischen den Elektroden nicht zu vernachlässigen ist. Durch diese Kapazität erhält man gekoppelte Schwingkreise, wenn zu beiden Elektroden eine Induktivität parallel geschaltet wird, wie es in Abbildung 4.8 gezeigt ist. Der Effekt kann leicht mit Hilfe des folgenden Gleichungssystems berechnet werden (vgl. Gleichung (4.21)):

$$\hat{I}_{s1,n} = i \omega_n C \hat{U}_{1,n} + \frac{\hat{U}_{1,n}}{i \omega_n L} + i \omega_n C_k (\hat{U}_{1,n} - \hat{U}_{2,n}) + \frac{\hat{U}_{1,n}}{R} \quad (4.49)$$

$$\hat{I}_{s2,n} = i \omega_n C \hat{U}_{2,n} + \frac{\hat{U}_{2,n}}{i \omega_n L} + i \omega_n C_k (\hat{U}_{2,n} - \hat{U}_{1,n}) + \frac{\hat{U}_{2,n}}{R}. \quad (4.50)$$

Die Gleichungen ergeben sich durch die Anwendung der Kirchhoff'schen Knotenregel auf das System der gekoppelten LC-Kreise der beiden Elektroden. Die Ströme $\hat{I}_{s1,n}$ und $\hat{I}_{s2,n}$ hängen vom Strahlstrom \hat{I}_n über die folgenden Gleichungen ab:

$$\hat{I}_{s1,n} = i\omega_n \hat{I}_n \frac{l_1}{v} \quad (4.51)$$

$$\hat{I}_{s2,n} = i\omega_n \hat{I}_n \frac{l_2}{v}. \quad (4.52)$$

Die Projektionen l_1 und l_2 sind dabei nach Gleichung (4.8) und der Gleichung $L_{\text{Pickup}} = l_1 + l_2$ von der Strahllage x abhängig. Abbildung 4.9 zeigt das Ergebnis einer Berechnung der Signalspannungen $\hat{U}_{1,n}$ und $\hat{U}_{2,n}$ für einen Pickup mit $L_{\text{Pickup}} = 60$ mm und $k = 60$ mm, sowie einer Strahllage von $x = 10$ mm. Es wurde außerdem angenommen, dass sich das longitudinale Profil der Bunche des Strahles durch eine \cos^2 -Funktion beschreiben lässt, d.h. $\hat{I}_1 = \bar{I}$. Abbildung 4.9 (oben) zeigt den deutlichen Unterschied der beiden Spannungen, wenn die Koppelkapazität verschwindet. Typische Koppelkapazitäten von den in dieser Arbeit betrachteten Pickups liegen jedoch in der Größenordnung von 10 pF und können nicht wesentlich reduziert werden. Schon bei einer Koppelkapazität von 0.5 pF ergibt sich aber das untere Bild der Abbildung 4.9. Man erkennt ein Verschieben der Resonanzen hin zu höheren Frequenzen. Dies könnte durch eine Änderung der Gesamtkapazität ausgeglichen werden. Allerdings sind die Amplituden bei Resonanz etwa gleich groß, trotz von $x = 0$ mm verschiedener Strahlposition. Wenn der Pickup gemäß Abbildung 4.8 beschaltet wird, verliert man daher die Möglichkeit der Positionsmessung auf Grund der drastisch sinkenden Empfindlichkeit.

4.1.4.4 Konzept zur resonanten Verstärkung

Um das Problem der gekoppelten Schwingkreise zu umgehen, wird in dieser Arbeit ein Konzept verfolgt, bei dem die Signale der Elektroden hintereinander gemessen werden. Das dazugehörige Ersatzschaltbild ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die aktive Elektrode, deren Signal gemessen wird, wird zur Induktivität und zum Verstärker durchgeschaltet. Die inaktive Elektrode wird kurzgeschlossen. Dadurch trägt die Kapazität C_k zur Gesamtkapazität im Schwingkreis der aktiven Elektrode bei. Durch diese Schaltung wird das Problem der gekoppelten Schwingkreise umgangen, da es zur Messzeit jeweils nur einen Schwingkreis gibt. Man erreicht außerdem eine relativ einfache Systematik, da nur eine Spule und nur ein Verstärker für beide Elektroden existiert.

Wird dieses Messschema mit Umschalten verwendet, dann ergibt sich eine Modifikation bezüglich des Skalierungsfaktors. Der Skalierungsfaktor ist für dieses Messschema größer als für die übliche nicht-resonante Verstärkung mit zwei Verstärkern, da die Koppelkapazität wegfällt. Dadurch ist der Skalierungsfaktor nur durch die Geometrie des Pickups gegeben. Für einen Pickup mit quadratischer Apertur wird mit diesem Messschema ein Skalierungsfaktor von $k = b$ erwartet (vgl. Gleichung (4.12)). Mit dem Messschema ist man nicht auf resonante Verstärkung beschränkt, sondern kann die Spule durch geeignete Schalter aus dem Schaltkreis wegschalten, z.B. wenn der Strahlstrom ausreichend groß ist. Ein potentieller Nachteil dieser Messmethode ergibt sich

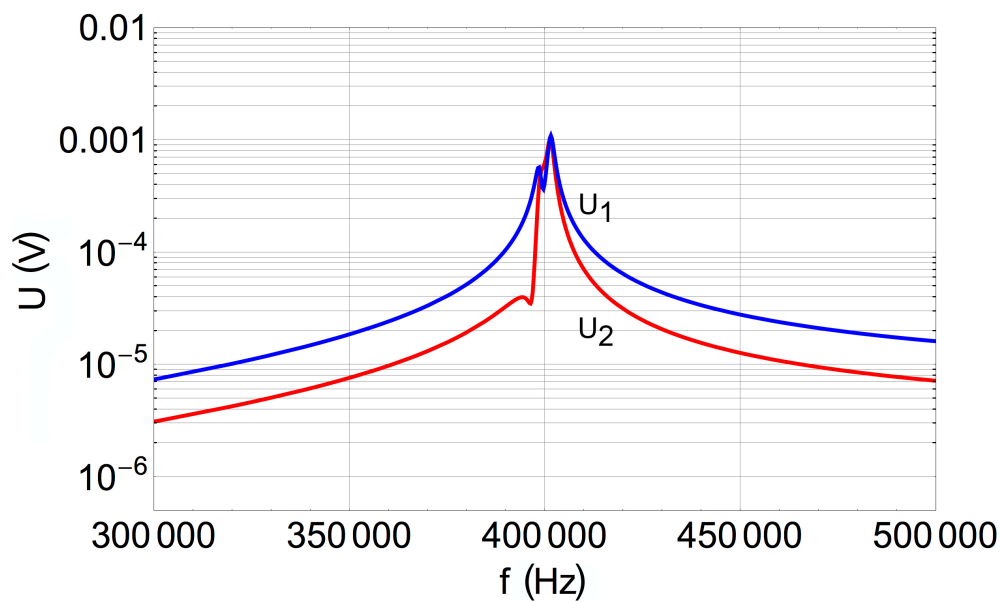
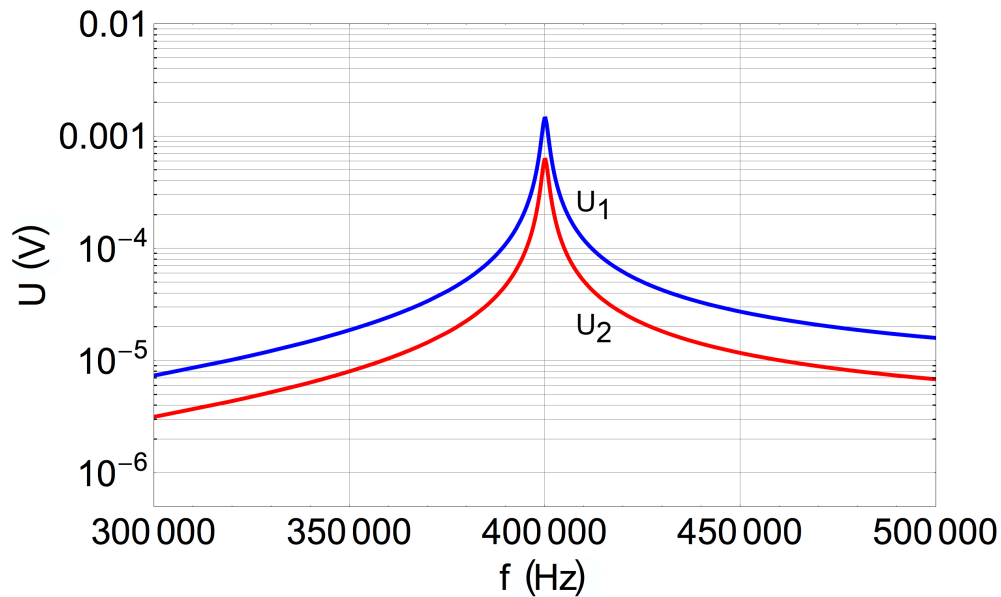


Abbildung 4.9: Resonanzkurven $|\hat{U}_{2,n}(f)|$ (blau) bzw. $|\hat{U}_{2,n}(f)|$ (rot) für zwei Pickup-Elektroden. Oberere Abbildung: Keine Koppelkapazität. Untere Abbildung: Die Koppelkapazität beträgt $C_k = 0.5$ pF. Die übrigen Parameter sind $R = 10$ M Ω , $R_L = 22$ Ω , $I = 1$ μ A, $L = 60$ mm und $C = 100$ pF. Es wurde ferner angenommen, dass sich der Strahl auf der Position $x = 10$ mm befindet. Dies erklärt die unterschiedlichen Signalgrößen der Elektroden.

jedoch aus der Tatsache, dass die Signale der beiden Elektroden nicht zu derselben Zeit gemessen werden. Dies ist für Strahle mit kurzer Lebensdauer kritisch, da die gemessenen Spannungen dann auf die Strahlströme zu den jeweiligen Messzeiten korrigiert werden müssten.

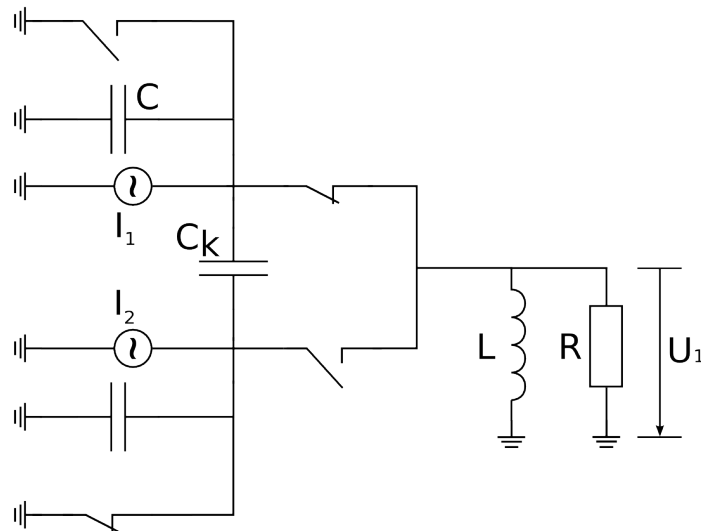


Abbildung 4.10: Ersatzschaltbild mit zwei Pickup-Elektroden. Die Signale werden nacheinander gemessen, indem die Elektroden mit Schaltern nacheinander mit der Spule verbunden werden. Die inaktive Elektrode wird kurzgeschlossen. Bei der dargestellten Schalterstellung wird das Signal der ersten Elektrode $\hat{U}_{1,1}$ gemessen.

4.1.4.5 Zugänglicher Messfrequenzbereich bei resonanter Verstärkung

Da der Einsatz eines LC-Kreises das Messsystem frequenzselektiv macht, muss es auf die jeweilige Messfrequenz abgestimmt werden. Die Abstimmung kann über eine Änderung der Induktivität oder der Kapazität erfolgen. Eine Änderung der Induktivität, z.B. durch Einschieben eines Materials mit hoher Permeabilität in den Spulenkörper, ist jedoch technisch aufwändig, da eine mechanische Bewegung in kryogener Umgebung erfolgen müsste. Hinzu kommt die Tatsache, dass die Permeabilität ferromagnetischer Materialien temperaturabhängig ist [43]. Das System könnte also hinsichtlich der zugänglichen Messfrequenzen nicht bei Raumtemperatur getestet werden. Stattdessen wird die Einstellung über die Änderung der Kapazität mit Hilfe von Kapazitätsdioden vorgenommen. Das System besitzt eine Mindestkapazität, die durch die Kapazität der Elektrode, der Leitungen und weiterer Teile des Systems gegeben ist. Nach dieser Kapazität und der maximalen Messfrequenz f_{\max} richtet sich die erforderliche Induktivität. Nach Gleichung (4.24) ist die einzustellende Kapazität C proportional zum Quadrat des Verhältnisses der gewünschten Resonanzfrequenz f zur maximalen Messfrequenz:

$$C \propto \left(\frac{f_{\max}}{f} \right)^2. \quad (4.53)$$

Eine Verstellung der Kapazität um ein Vielfaches der Mindestkapazität ist technisch mit den Randbedingungen wie kryogene Temperaturen und eine möglichst kurze Verstellzeit nicht möglich. Zudem kommt es nach Gleichung (4.37) bei steigender Kapazität zu einer Verminderung der Güte, wenn die Güte vor allem durch den seriellen Verlustwiderstand der Spule R_L gegeben ist. Auf Grund der großen möglichen Variation der Massen der im CSR speicherbaren Spezies und des damit verbundenen großen Umlauffrequenzbereiches (vgl. Tabelle 2.1) ist es daher erforderlich, den Messfrequenzbereich geeignet einzuschränken. Dies ist möglich, da die Signalfrequenz bei einer bestimmten Strahlenergie und Masse nur bis auf ein ganzzahliges Vielfaches festliegt, da die Zahl der Bunche h über die Wahl der HF-Frequenz im Prinzip beliebig einstellbar ist. Auf diese Weise kann z.B. auch für Strahle mit einer sehr kleinen Umlauffrequenz f_0 eine sehr hohe Messfrequenz durch Einstellen einer hohen HF-Frequenz erzeugt werden. Der Schwingkreis muss entsprechend auf die Frequenz $f_{\text{res}} = h \cdot f_0$ abgestimmt werden.

Bei der Festlegung des Messbereiches muss abgewogen werden zwischen der Notwendigkeit, den Messbereich für die resonante Messung einzuschränken und dem Auftreten einer Positionsmessungenauigkeit durch die longitudinalen Felder der Bunche. Zur Herleitung des Skalierungsfaktors wurde nämlich ausschließlich das transversale elektrische Feld des Strahles betrachtet. Der Einfluss des longitudinalen Feldes der Bunche wurde vernachlässigt. Diese Näherung ist gerechtfertigt, da gefordert wurde, dass die Bunche lang sind im Vergleich zur Pickuplänge. Wird jedoch für die Einschränkung des Messfrequenzbereiches eine große Anzahl von Bunchen im Speicherring erzeugt, dann gilt diese Näherung nur noch eingeschränkt, und es kommt zu einer Änderung des Skalierungsfaktors. Elektrostatische Pickups werden üblicherweise mit Hilfe eines Drahtes kalibriert, an den eine Wechselspannung angelegt wird. Dieser Draht wird an eine Positioniereinheit durch den Pickup gehängt. Durch Messung von $\Delta U / \sum U$ für verschiedene Drahtpositionen kann der Skalierungsfaktor bestimmt werden. Das Feld des Drahtes hat keine Komponente in longitudinaler Richtung. Es repräsentiert daher eine TEM-Welle, die hierdurch charakterisiert ist. Der Einfluss der longitudinalen Felder der Bunche kann daher mit einer Drahtkalibration des Pickups nicht gemessen werden. Aus diesem Grund sollte die obere Grenze des Messfrequenzbereichs möglichst klein sein. In diesem Fall sind die Bunche vergleichsweise lang und der Effekt der longitudinalen Felder kann vernachlässigt werden.

4.2 Strahlpositionsmessungen an TSR-Pickups

Das Konzept der nicht-resonanten und der resonanten Positionsmessung mit dem in Kapitel 4.1.4.4 beschriebenen Messschema wurde an einem TSR-Pickup (s. Abbildung 3.9) im Labor mit einem Draht zur Strahlsimulation und an einem baugleichen Pickup im TSR mit einem $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl mit einer Energie von 50 MeV untersucht. Das resonante System wurde so ausgelegt, dass es auf eine Resonanzfrequenz abgestimmt werden kann, die der sechsfachen ($h = 6$) Umlauffrequenz des $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls entspricht. Die HF-Frequenz beträgt hierfür etwa $f_{\text{HF}} = 3,075$ MHz. Im Labor wurde der Skalierungsfaktor mit nicht-resonanter und resonanter Messung bestimmt. Am Speicherring wurden Messungen der *horizontalen* Strahlposition mit dem Pickup und mit dem horizontalen TSR-Strahlprofilmonitor (Beam Profile Monitor, BPM) [44] durchgeführt, um einen Vergleich zwischen beiden Methoden zu erhalten.

4.2.1 Vorstellung des Messsystems für die Drahtmessungen

Zur Strahlsimulation im Labor wird ein Draht verwendet, der an einer Positioniereinheit hängt (s. Abbildung 4.11). Der Draht wird durch ein Gewicht gespannt, und Bewegungen, die z.B. beim Verstellen der Drahtposition auftreten, werden in einem mit Wasser gefüllten Gefäß gedämpft, in dem sich das Gewicht befindet. Eine Änderung der Drahtposition ist in x - und y -Richtung mit Hilfe von Präzisionsschrauben mit einer Skaleneinteilung von $10\ \mu\text{m}$ möglich.

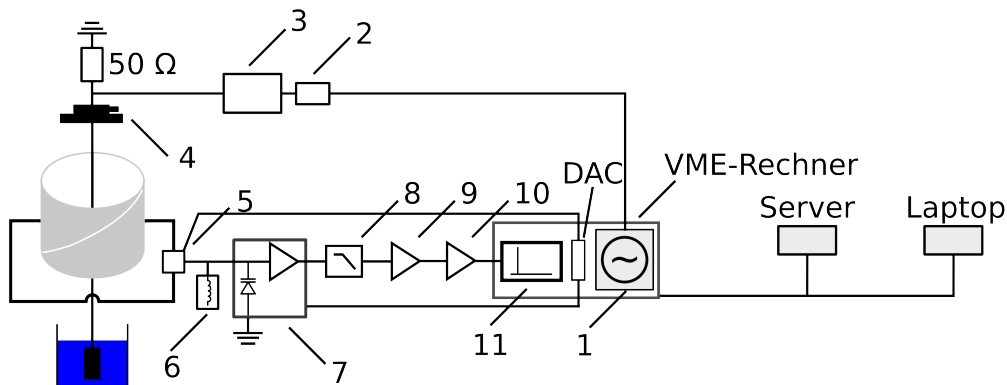


Abbildung 4.11: Schema des Aufbaues zur Drahtmessung. 1: Signalgenerator (DDS-Karte) 2: Variables Dämpfungsglied 3: Lichtleiter 4: Positioniereinheit 5: Umschaltbox 6: Spule in Abschirmgehäuse 7: Kaskode mit Kapazitätsdiode 8: Tiefpass 9: NF-Verstärker (SA-230F5) 10: FEMTO-Verstärker (DHPVA) 11: Digitizer (SIS3301).

4.2.1.1 Generierung des Drahtsignales

Das Drahtsignal wird von einer DDS-Karte³ generiert. Diese Karte wird auch im TSR für die Erzeugung des HF-Spannungssignales verwendet und sie soll ebenfalls für die Generierung des HF-Signales für das CSR-HF-System eingesetzt werden. Die DDS-Karte besitzt zwei Kanäle. Die Frequenz des zweiten Kanales kann auf ein ganzzahliges Vielfaches der Frequenz des ersten Kanales eingestellt werden. Jeder Kanal hat zwei Ausgänge, von denen einer ein Sinus-Signal und der andere ein TTL-Signal gleicher Frequenz erzeugt. Für das Drahtsignal wird der Sinus-Ausgang des ersten Kanales verwendet. Das Signal wird von der DDS-Karte über ein Lichtleitersystem (Nicolet Isobe 3000) zum Positioniertisch geleitet. Dieser Umweg wurde gewählt, da in dem späteren Aufbau am TSR das HF-Signal zur Vermeidung von Störungen ebenfalls mit Hilfe des Lichtleitersystems zum HF-System geleitet wird. Um eine einstellbare Amplitude zu erhalten, wurde zwischen dem Ausgang der DDS-Karte und dem Eingang des Lichtleitersystems ein variables Dämpfungsglied zwischengeschaltet.

4.2.1.2 Umschaltbox

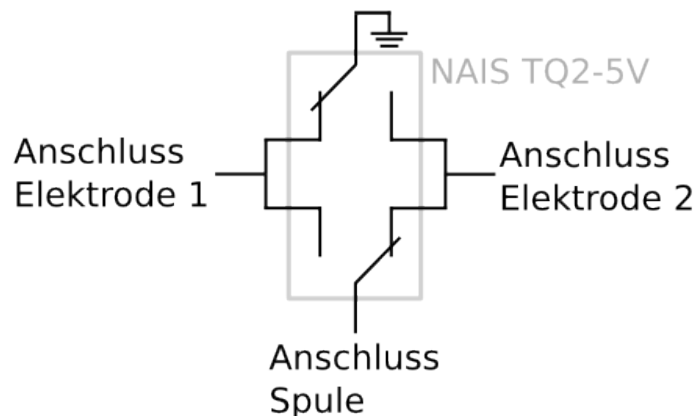


Abbildung 4.12: Schema der technischen Realisierung (Umschaltbox) der Messmethode mit Umschalten zwischen den Elektroden.

Abbildung 4.12 zeigt schematisch die technische Realisierung (Umschaltbox) der in Kapitel 4.1.4.4 beschriebenen Messmethode, die auf dem Umschalten zwischen den Elektroden beruht. Die Umschaltbox beinhaltet einen Baustein NAIS TQ2-5V, der zwei Wechsler enthält. Für die Schaltung wird eine Spannung von 5 V benötigt und der entsprechende Schaltstrom wird von einem der vier Kanäle eines 16-bit Digital-Analog-Wandlers (DAC) erzeugt, dessen Ausgangsspannung von einem U/I-Wandler in den erforderlichen Schaltstrom umgesetzt wird. Der verwendete DAC-Typ (Analog

³DDS = direct digital synthesis

Devices AD 7849) ist am CSR sowohl für das Setzen der Spannung für die Strahl-
ablenker, als auch für das Bereitstellen der Spannung für die Kapazitätsdioden für das
Diagnosesystem mit kapazitiven Pickups vorgesehen.

Die Drahtmessungen und auch die im Folgenden beschriebenen Messungen am TSR
werden nur für die horizontale Positionscoordinate durchgeführt, da eine Untersuchung
des Verfahrens an der Messung einer Coordinate ausreicht. Die Elektroden des entspre-
chenden Pickups sind mit der Umschaltbox über gleich lange Koaxkabel verbunden.
Die Kapazitäten der beiden Elektroden unterscheiden sich um etwa 13 pF auf Grund
einer unterschiedlichen Leiterführung innerhalb des Pickups. Deshalb wurde dieser Un-
terschied mit einem variablen Kondensator bis auf ca. 0.3 pF ausgeglichen. Dazu wurde
die Resonanzfrequenzen der LC-Kreise der beiden Elektroden jeweils gebildet mit der-
selben Induktivität und demselben Verstärker miteinander verglichen. Ein genauerer
Kapazitätsabgleich, der insbesondere für die resonante Messung entscheidend ist, wird
durch eine Kapazitätsdiode (MA46H206) erreicht, die sich am Eingang der ersten Ver-
stärkerstufe befindet. Die Spannung zur Einstellung der Kapazität wird ebenfalls von
einem Kanal des DAC bereitgestellt. Die Spannungsabhängigkeit der Kapazitätsdiode
ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Für diese Anwendung ist die hohe Auflösung des DAC
entscheidend. Der DAC kann Gleichspannungen zwischen 0 und 10 V ausgeben. Dieser
Ausgangsspannungsbereich wird gemäß der Auflösung von 16 bit in 65536 Quantisie-
rungsstufen $U_{\text{LSB,DAC}}$ unterteilt.

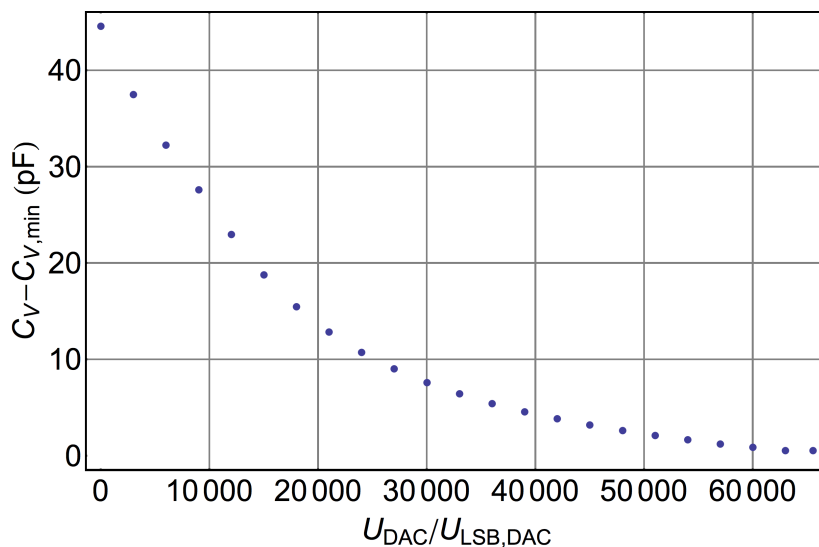


Abbildung 4.13: Änderung der Kapazität der Kapazitätsdiode C_V als Funktion der
DAC-Spannung.

4.2.1.3 Verstärkerstufen

Für die Messungen wurde eine erste Verstärkerstufe mit einem hochohmigen Eingang
entwickelt [45]. Die Eingangsstufe dieses Verstärkers, der auf Grund der Bauart im Fol-

genden Kaskode genannt wird, wird von dem JFET BFR30 gebildet. Der Frequenzgang der Kaskode ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Bei der für die Messungen mit Draht und am TSR vorherrschenden Signalfrequenz von etwa 3.075 MHz beträgt die Verstärkung ca. 15.2 dB. Abbildung 4.15 zeigt ein Foto der Kaskode. Auf dem Foto ist ein Draht erkennbar, der der kapazitiven Einkopplung eines Kalibrations-Signales in den LC-Kreis dient. Der Draht stellt eine Realisierung der Einkoppelkapazität in Abbildung 4.7 dar. Mit diesem Kalibrationssignal kann die Resonanzfrequenz des LC-Kreises auf die HF-Frequenz abgestimmt werden, andererseits erlaubt es bei bestehender Einstellung das Verhältnis der Impedanzen der zu den beiden Elektroden gehörenden LC-Kreise zu finden. Hierbei wird ausgenutzt, dass durch den Draht im Verstärker eine für beide Schwingkreise gleich starke Einkopplung besteht, d.h. das Verhältnis der Signalspannungen U_{K_1} und U_{K_2} entspricht dem Verhältnis der Impedanzen der Schwingkreise bei der Frequenz des eingekoppelten Signales (vgl. Gleichungen (4.40)-(4.42)).

Der ersten Verstärkerstufe ist ein Tiefpass nachgeschaltet [46]. Der Tiefpass (s. Abbildung 4.14) dämpft die Signalspannung im relevanten Frequenzbereich nur wenig. Die Dämpfung beträgt etwa -0.9 dB. Der Zweck dieses Tiefpasses wird später im Rahmen der Vorstellung der Datenaufnahme im Zusammenhang mit potentiell auftretenden Fehler auf Grund von Aliasing erläutert.

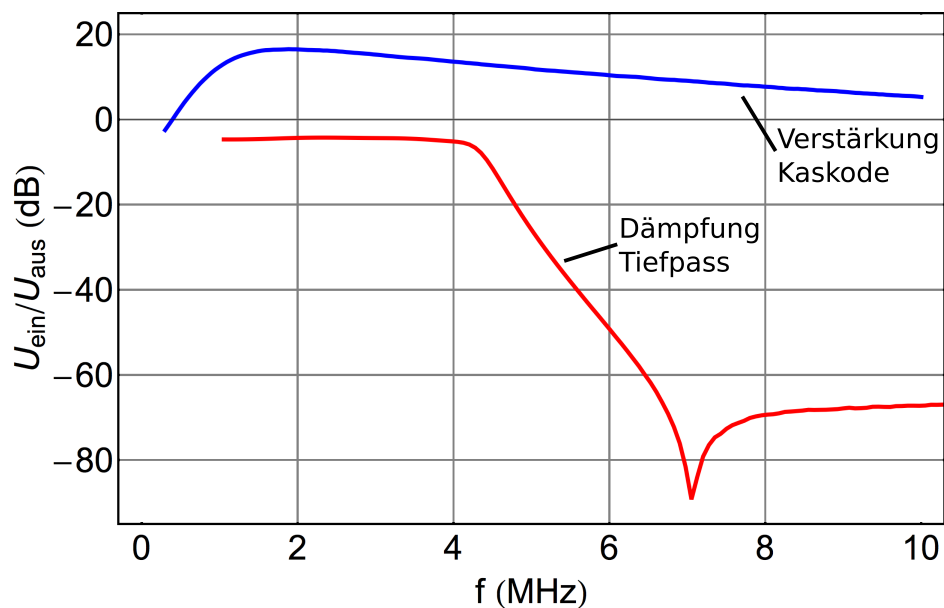


Abbildung 4.14: Frequenzgang der ersten Verstärkerstufe und frequenzabhängige Dämpfung des Tiefpasses.

Als zweite Stufe wird der Verstärker SA-230F5 der Firma NF eingesetzt, der in dem relevanten Frequenzbereich eine gemessene konstante Verstärkung von 45.2 dB besitzt. Um das Signal ausreichend zu verstärken, wird auch eine dritte Stufe verwendet, die von dem Verstärker DHPVA der Firma FEMTO gebildet wird. Die minimale Verstärkung des DHPVA beträgt 10.2 dB und kann um 50 dB in Schritten von 10 dB erhöht

werden. Der Verstärker besitzt ebenfalls einen konstanten Frequenzgang. Die minimale Verstärkung des Systems beträgt daher 69.7 dB. Dies entspricht einer Gesamtverstärkung um einen Faktor 3055. Bei wiederholten Messungen der Gesamtverstärkung traten Schwankungen um etwa 0.5 % auf.

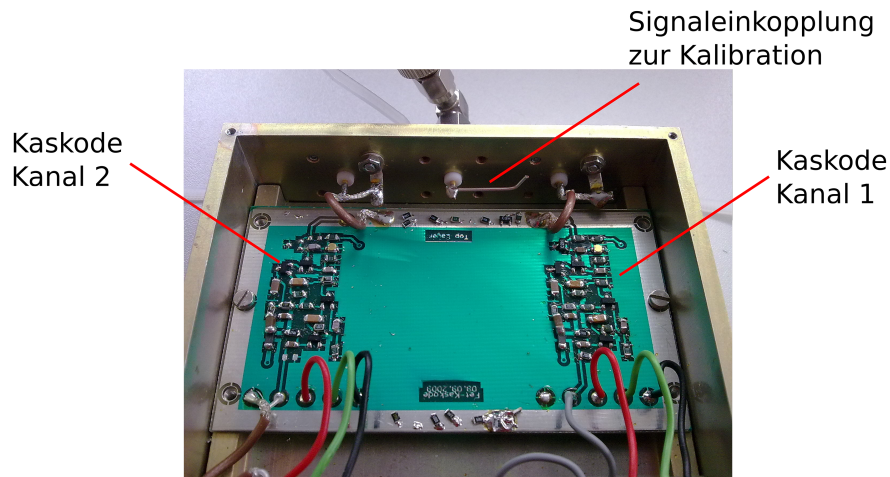


Abbildung 4.15: Kaskode (zwei Kanäle). Für die Messungen wurde ausschließlich Kanal Nr. 1 verwendet.

4.2.1.4 Herstellung einer Induktivität

Zur Herstellung einer geeigneten Spule wurde PTFE-isolierter Kupferdraht (Durchmesser des Leiters: 0.8 mm) auf einen Teflonkörper gewickelt. Zur HF-Abschirmung befindet sich der Spulenkörper in einer zylindrischen Abschirmung aus Kupfer. In [47] wird ein Formalismus zur optimalen Dimensionierung einer Spule in einem zylindrischen Kupferschirm im Sinne einer möglichst hohen Güte abgeleitet. Die Abmessungen des Spulenkörpers und des Schirmgehäuses liegen demnach mit einem gewählten Gehäusedurchmesser D_R fest. Für das Gehäuse wurde ein Durchmesser von $D_R = 50$ mm gewählt. Der Bereich in dem die Resonanzfrequenz des LC-Kreises mit der Kapazitätsdiode eingestellt werden kann, wurde so dimensioniert, dass er in etwa mit dem Frequenzbereich übereinstimmt, in dem technisch bedingt die Frequenz des HF-Systems des TSR gewählt werden kann. Bei der Berechnung der erforderlichen Windungszahl ist zu berücksichtigen, dass das Gehäuse eine Gegeninduktivität bildet. Die tatsächliche Induktivität der Spule in der Schirmung ist daher geringer als die Induktivität L der Spule ohne Gehäuse. Die effektive Induktivität kann über die folgende Gleichung berechnet werden [48]:

$$L = \frac{\mu_0 A n^2}{l_s + 0,45 \cdot d_s} \cdot \left(1 - \left(\frac{d_s}{D_R}\right)^3\right) \left(1 - \left(\frac{l_s}{2 L_R}\right)^2\right). \quad (4.54)$$



Abbildung 4.16: Abschirmgehäuse aus Kupfer und Spulenkörper mit Kupferdrahtwicklung.

d_s und l_s bezeichnen den Durchmesser bzw. die Länge des Spulenkörpers und A den Querschnitt. L_R ist die Länge des Gehäuses. Es wurden $n = 33$ Windungen auf den Spulenkörper gewickelt. Die Induktivität der Kombination aus Spule und Gehäuse wurde mit Hilfe einer bekannten Zusatzkapazität C_Z bestimmt. Bei diesem Verfahren wird die Resonanzfrequenz mit f_{C+C_Z} und ohne Zusatzkapazität f_C gemessen:

$$f_C = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (4.55)$$

$$f_{C+C_Z} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L(C+C_Z)}}. \quad (4.56)$$

Aus der Verschiebung der Resonanzfrequenz kann durch Lösen des Systems aus Gleichung (4.55) und (4.56) die Kapazität des LC-Kreises ohne Zusatzkapazität C und die Induktivität L berechnet werden. Die auf diese Weise ermittelte effektive Induktivität der Spule im Gehäuse beträgt $14,9 \mu\text{H}$. Dies stimmt auf etwa 1 % mit dem mit Gleichung (4.54) berechneten Wert überein.

4.2.1.5 Das Datenaufnahmesystem

Die Datenaufnahme erfolgt mit dem Digitizer SIS3300 der Firma Struck, der über acht Kanäle verfügt. Jeder der acht Kanäle besitzt eine Bank auf der $N_{\text{abtast}} = 131072$ Messwerte⁴ gespeichert werden können. Die Abtastfrequenz f_{abtast} kann extern vorgegeben werden. Die interne Abtastfrequenz beträgt maximal 80 MHz, ferner ist eine Einstellung auf 40 MHz und auf 20 MHz möglich.

⁴Die Anzahl der speicherbaren Messwerte wird auch in kSamples angegeben. 1 kSample = 1024 Messwerte. Eine Speicher-Bank des SIS3300 umfasst daher 128 kSamples.

4.2.1.6 Auswertung durch Diskrete Fourier Transformation (DFT)

Eine DFT erlaubt die mit dem Digitizer gemessene Zeitreihe x_k in ein Frequenzspektrum X_l zu transformieren. Die zugehörige Vorschrift lautet [49]:

$$X_l = \sum_{k=0}^{N_{\text{abtast}}-1} x_k [\cos(2 \pi k l / N_{\text{abtast}}) - i \sin(2 \pi k l / N_{\text{abtast}})]. \quad (4.57)$$

X_l bezeichnet die komplexe Frequenzkomponente bei der Frequenz

$$f_l = l \cdot \frac{f_{\text{abtast}}}{N_{\text{abtast}}}. \quad (4.58)$$

Die Frequenzbreite der 'Bins' ist für $l > 0$:

$$\Delta f_{l,l-1} = \frac{f_{\text{abtast}}}{N_{\text{abtast}}}. \quad (4.59)$$

Diese ist gleich der Frequenzauflösung des Digitizers, die invers proportional zur Messzeit t_{mess} ist:

$$\Delta f = \Delta f_{l,l-1} = \frac{1}{t_{\text{mess}}}. \quad (4.60)$$

Um aus der komplexwertigen Größe X_l die Amplitude A_l des spektralen Anteiles bei der Frequenz f_l zu berechnen, muss der Betrag auf die Anzahl der Messwerte normiert werden. Für $l > 0$ gilt:

$$A_l = \frac{2 |X_l|}{N_{\text{abtast}}}. \quad (4.61)$$

Der Gleichanteil A_0 wird über

$$A_0 = \frac{|X_0|}{N_{\text{abtast}}} \quad (4.62)$$

berechnet.

4.2.1.7 Auftreten von Phasenlecks

Die DFT kann als Fourierreihenentwicklung eines zeitlich periodischen Signals interpretiert werden. Dies setzt voraus, dass es sich bei dem gemessenen Signalabschnitt um genau eine Periode eines periodischen Signals handelt. Dies ist im Allgemeinen jedoch nicht der Fall, und daraus ergibt sich das Problem des Phasenlecks. Misst man beispielsweise ein Signal mit nur einem spektralen Anteil bei f_s und ist die Phase des Signals zu Beginn der Aufnahme und am Ende verschieden, dann wird eine nicht-ganzzahlige Anzahl von Perioden dieses Signales gemessen. In diesem Fall muss das der DFT zu Grunde liegende Signal, nämlich die periodische Fortsetzung des gemessenen Signales, mehr als nur die eine spektrale Komponente besitzen. In Abbildung 4.17 ist ein Fall veranschaulicht, bei dem die Messzeit dem vierfachen einer Periodendauer der Signalfrequenz T_0 entspricht (oben), und ein anderer Fall (unten) mit einer höheren Signalfrequenz, so dass 5.5 Perioden des Signales während der Messzeit abgetastet wurden. Im ersten Fall ist die Stelle, an der das Frequenzspektrum auszuwerten ist, eindeutig festgelegt. Im zweiten Fall ist die Amplitude über mehrere Frequenz-Bins verschmiert. In beiden Fällen wurde dieselbe Abtastfrequenz und dieselbe Zahl der Messwerte gewählt. Nach Gleichung (4.60) ist dadurch die Auflösung dieselbe, und somit auch der Rauschanteil, der bei einem tatsächlichen Messsignal bei jeder Frequenz präsent wäre. Wertet man für beide Fälle das Frequenzspektrum bei nur einer Frequenz aus, dann sinkt mit einem Phasenleck das SNR.

Im Allgemeinen ist die Messfrequenz nicht genau bekannt und es werden sogenannte Fensterfunktionen eingesetzt, mit der das gemessene Signal vor der Fouriertransformation multipliziert werden muss, um das Leakage-Problem zu lösen [50]. Je nach Fensterfunktion vergrößert sich allerdings mehr oder weniger die Frequenzbreite der Bins gegenüber der Frequenzbreite beschrieben durch Gleichung (4.60)⁵, d.h. durch die Anwendung von Fensterfunktionen sinkt die Frequenzauflösung.

Bei der Positionsmessung mit kapazitiven Pickups ist die Signalfrequenz jedoch genau bekannt, da sie der HF-Frequenz entspricht, oder, wenn bei einer höheren Harmonischen ausgewertet werden soll, einem ganzzahligen Vielfachen davon. Mit Hilfe des TTL-Ausgangs des zweiten Kanales der DDS-Karte wird daher die Abtastfrequenz für den Digitizer vorgegeben. Technisch bedingt muss die Abtastfrequenz des Digitizers mindestens 15 MHz betragen. Daher wird die Abtastfrequenz mit der DDS-Karte so eingestellt, dass sie stets dem achtfachen der HF-Frequenz entspricht. Die Abtastfrequenz ist demnach ca. $f_{\text{abast}} = 24.6$ MHz. Zusammen mit der Anzahl der Messwerte ergibt sich eine Messzeit von $t_{\text{mess}} \approx 5$ ms und eine Frequenzauflösung von $\Delta f \approx 200$ Hz.

4.2.1.8 Aliasing

Nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem muss die Abtastfrequenz so gewählt werden, dass die maximal im Signal vorkommende Frequenz f_{max} kleiner ist als die halbe

⁵Eine Messung mit einem Digitizer kann als Multiplikation einer unendlichen Zeitreihe von Messwerten mit einer Rechteck-Fensterfunktion aufgefasst werden. In diesem Sinne beschreibt Gleichung (4.60) die Auflösung mit einer Rechteck-Fensterfunktion.

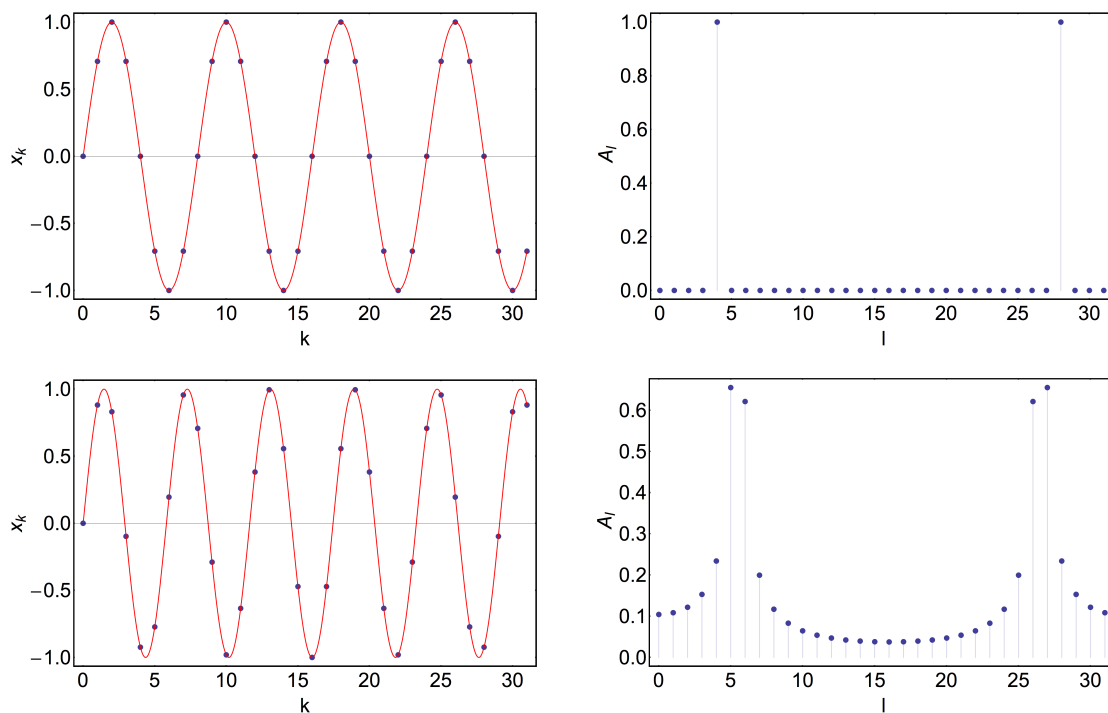


Abbildung 4.17: Obere Abbildung: Die Signalfrequenz ist so gewählt, dass während der Messzeit vier Signal-Perioden gemessen werden. Untere Abbildung: Die Signalfrequenz ist höher als die des Signales im oberen Bild. Auf diese Weise werden 5.5, d.h. eine nicht-ganze Zahl von Perioden während der Messzeit abgetastet. Dies führt zu dem Auftreten von Phasenlecks in der DFT.

Abtastfrequenz [51]. Unter diesen Umständen kann die Gleichung (4.57) dafür verwendet werden, die Signalamplitude zu berechnen.⁶ Kommen im Signal jedoch spektrale Anteile mit Frequenzen vor die größer sind als von dem Abtasttheorem gefordert, dann kommt es zu sogenanntem Aliasing. Der Effekt kann an Hand eines Beispiels verdeutlicht werden. Es seien $a(t)$ und $b(t)$ zwei Signale mit $a(t) = \cos(2\pi ft)$ und $b(t) = \cos(2\pi(f_{\text{abtast}} \pm f)t)$. Durch das Abtasten entstehen die Zeitreihen $a_k = \cos(2\pi f/f_{\text{abtast}}k)$ und $b_k = \cos(2\pi k \pm 2\pi f/f_{\text{abtast}}k)$, die ununterscheidbar sind, da allgemein $\cos(\alpha) = \cos(2\pi k \pm \alpha)$. Besteht das mit einem Digitizer gemessene Signal daher aus der Summe $a(t) + b(t)$, dann ist die Amplitude, die mit Hilfe der DFT für die Frequenz f berechnet wird, die Summe der Amplituden von $a(t)$ und $b(t)$.

Im Falle nicht-resonanter Verstärkung des Signales eines gekühlten Ionenstrahls gibt es nicht nur einen spektralen Anteil bei der HF-Frequenz ($n = 1$), sondern es muss auch bei höheren Harmonischen ($n \geq 2$) mit Amplituden gerechnet werden, die für sehr kurze Bunche etwa der Amplitude bei $n = 1$ entsprechen (vgl. Abbildung 3.6). Die Positionsinformation ist allerdings im Verhältnis der Amplituden des Signals der ersten und zweiten Elektrode enthalten, wie aus Gleichung (4.14) abgeleitet werden kann. Die Spektren der beiden Signale sind proportional zum Spektrum des Strahlstroms. Daher wirkt das Aliasing auf beide Signale in gleicher Weise und das Verhältnis der Amplituden ändert sich nicht. Aus diesem Grund ist für Positionsmessungen das Auftreten von Aliasing durch höhere Harmonische unkritisch, da die absoluten Amplituden der Signale nicht von Interesse sind. Es wurde dennoch ein Tiefpass eingesetzt, um hochfrequente Störungen aus dem Signal herauszufiltern, die durch Aliasing in dem Frequenzbereich bis $f_{\text{abtast}}/2$ zu Störampplituden führen könnten. Außerdem sollte durch das Filter eine Unterdrückung höherer Harmonischer erreicht werden, um zu verhindern, dass diese zu einer Sättigung der nachfolgenden Verstärkerstufen führen. Der Tiefpass wurde speziell für die Positionsmessungen am TSR entwickelt [46]. Abbildung 4.14 zeigt die Durchlasskurve dieses Filters. Die halbe Abtastfrequenz beträgt etwa $f_{\text{abtast}}/2 = 12.3$ MHz. Der Filter übererfüllt daher die Forderung des Abtasttheorems, da der Durchlassbereich bei etwa 4.5 MHz endet.

4.2.1.9 Auflösung

Der Vollaussteuerungsbereich $2 U_{\text{FS}}$ des verwendeten Digitizers beträgt ± 2.5 V und wird mit 14 bit quantisiert, d.h. das Eingangssignal wird 2^b Quantisierungsstufen q zugeordnet, wobei $b = 14$. Demnach beträgt eine Quantisierungsstufe:

$$q = \frac{2 \cdot U_{\text{FS}}}{2^b} = 0.305 \text{ mV}. \quad (4.63)$$

⁶Das Nyquist-Shannon-Theorem fordert eigentlich, dass die Bandbreite des Signales kleiner als die halbe Abtastfrequenz ist. Bei kleiner Bandbreite kann also eine Abtastfrequenz gewählt werden, die kleiner ist als die doppelte größte im Signal vorkommende Frequenz. Dieses Verfahren, das hier nicht zu Anwendung kommt, wird *Undersampling* genannt [52].

x_k sei die Zeitreihe, die das analoge Eingangssignal des Digitizers zu den Abtastzeitpunkten darstellt. Der Digitizer wandelt diese in eine quantisierte Zeitreihe $x_{q,k}$ um. Auf diese Weise entsteht ein Quantisierungsfehler e_q :

$$e_q = x_{q,k} - x_k. \quad (4.64)$$

Das Pickup-Signal ist im einfachsten Fall sinusförmig. Wird das Verstärkerrauschen zunächst vernachlässigt, dann ist der Quantisierungsfehler mit dem Eingangssignal hochkorreliert, auch da die Abtastfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Signalfrequenz ist. Eine DFT von Gleichung (4.64) für einen solchen Fall zeigt, dass das Spektrum von e_q diskret ist mit nicht-verschwindenden Amplituden bei der Grundfrequenz des Signales und ungeraden höheren Harmonischen [53]. Die Amplituden hängen außerdem von der Phase des Eingangssignales ϕ_x ab. Für $n = 1$ und $\phi_x = 0$ beträgt die Amplitude $\sigma_{e_q} = \sqrt{\frac{q^2}{12}}$. Durch Bilden des Verhältnisses der Eingangssignalamplitude und der Amplitude des Quantisierungsfehlers kann ein $\text{SNR}_{A/D}$ für den Digitizer berechnet werden. Dazu wird mit Hilfe des Aussteuerungsfaktors LF beispielsweise das Signal der ersten Pickup-Elektrode U_1 in das Verhältnis zur maximalen Eingangsamplitude U_{FS} gesetzt, so dass $U_1 = \text{LF}_1 \cdot U_{\text{FS}}$ [54]. Es ist dann $\text{SNR}_{A/D} = \frac{\text{LF} U_{\text{FS}}}{\sigma_{e_q}} = \text{LF} \sqrt{3} 2^b$. Der verwendete Digitizer muss also für $\text{SNR}_{A/D} = 1000$ um etwa 3.5 % ausgesteuert werden, d.h. die Verstärkung des Pickup-Signales ist entsprechend zu wählen.

Ohne analoges Rauschen ist der Quantisierungsfehler wie beschrieben stark korreliert, was dazu führt, dass die Störung bei der Frequenz des Signales groß ist, und bei allen anderen Frequenzen außer ungeraden Harmonischen verschwindet. In der DSP-Technik⁷ gibt es ein Verfahren, um aus dem korrelierten Quantisierungsfehler ein unkorreliertes weißes Quantisierungsrauschen zu machen. Diese Technik wird Dithering (engl. *to dither*: schwanken) genannt, da sie vorsieht, dem Signal vor dem Digitalisieren ein analoges weißes Rauschen hinzuzufügen, das zu einer Dekorrelierung des Quantisierungsfehlers führt. Nach [55] reicht für diesen Zweck ein analoges Rauschen mit einer Gauss'schen Amplitudenverteilung mit einer Standardabweichung von $\sigma_d > q/2$ aus. Dekorreliertes weißes Quantisierungsrauschen besitzt eine spektrale Dichte von [56]

$$U_{e_q} = \sqrt{\frac{2 q^2}{12 f_s}}, \quad (4.65)$$

da es durch den Prozess des Ditherings nicht mehr nur bei diskreten Frequenzen vorkommt, sondern über den gesamten Frequenzbereich bis $f_s/2$ verteilt ist.

Während bei den bisherigen Betrachtungen zum Quantisierungsfehler ein rauschfreies Signal angenommen wurde, ist in dem tatsächlichen Pickup-Signal stets auf natürliche Weise Rauschen vorhanden, das im Wesentlichen auf das verstärkte thermische, Strom- und Spannungsrauschen der ersten Stufe zurückgeführt werden kann. Abbildung

⁷DSP = Digital Signal Processing

4.18 (oben) zeigt das Signal der in Abbildung 4.11 dargestellten Verstärkerkette ohne Strahl und nicht-resonant gemessen. Die Amplitudenverteilung ist gaussförmig mit einer Standardabweichung von $\sigma = 82.6 \cdot q$. Die Forderung nach der Breite der Amplitudenverteilung ist demnach übererfüllt. Das Spektrum (Abbildung 4.18 unten) zeigt, dass es sich nicht um weißes Rauschen handelt, da es dominierende niederfrequente Anteile gibt. Diese sind auf das Anti-Aliasing-Filter und den Frequenzgang der Kaskode zurückzuführen.⁸ Aus dem Verhältnis der Standardabweichungen σ und σ_d kann eine Mindestverstärkung abgeleitet werden, um ein dekorreliertes Quantisierungsrauschen zu erhalten. Der NF- und der FEMTO-Verstärker erzeugen zusammen eine Verstärkung von etwa 55.4 dB. Hieraus und aus dem Verhältnis der Standardabweichungen kann abgeleitet werden, dass für die Erzeugung eines unkorrelierten Quantisierungsrauschens nach dem Anti-Aliasing-Filter mindestens eine Verstärkung von etwa 11 dB erforderlich ist.

In Falle eines unkorrelierten Quantisierungsrauschens muss der Rauschbeitrag der Quantisierung zum Gesamtrauschen mit Gleichung (4.65) berechnet werden. Die DFT des Signals wird nur für die Frequenz l ausgewertet, bei der, entsprechend der Abtastfrequenz und der Gesamtzahl der Messwerte, das Auftreten der Signalamplitude erwartet wird. Demnach ist die Frequenzauflösung gegeben durch die Gleichung (4.60), d.h. der Rauschbeitrag ist $U_{e_q} \cdot \sqrt{\Delta f} = \sqrt{\frac{2 q^2}{12 N_{\text{abtast}}}}$. Ein Einsetzen der Anzahl der Messwerte $N_{\text{abtast}} = 128 \text{ kSamples}$ ergibt demnach $U_{e_q} \cdot \sqrt{\Delta f} \approx 10^{-3} \cdot q$ und kann daher bei den Betrachtungen zum Gesamtrauschen komplett vernachlässigt werden, wie ein Vergleich der Amplitude des Quantisierungsrauschens mit dem analogen Rauschen in Abbildung 4.18 (unten) zeigt.

4.2.1.10 Das VME-System und das Messprogramm

Der Digitizer und auch die DDS-Karte sind VME-Karten. Sie sind zusammen in einem VME-Crate eingebaut, das eine eigene CPU besitzt (vgl. Abbildung 4.11). Dieser VME-Rechner besitzt allerdings keine eigene Festplatte. Das Betriebssystem und das Messprogramm wird daher von einem Server im MPIK geladen, zu dem der VME-Rechner über das MPI-Netzwerk Zugriff hat. Zur Steuerung der Messgeräte wurde ein Messprogramm in C geschrieben, das auf bestehende Bibliotheken zur Ansteuerung des Digitizers zurückgreift [57]. Mit dem Messprogramm werden der Digitizer und der DAC gesteuert. Außerdem erfolgt mit dem Messprogramm die Auswertung und Speicherung der Messdaten.

⁸Abbildung 4.18 (unten) zeigt, dass die Unterdrückung hochfrequenter Anteile des Rauschens kleiner ist als nach dem Frequenzgang des Anti-Aliasing-Filters zu erwarten ist. Dies liegt daran, dass sich das Rauschen für höhere Frequenzen aus dem verstärkten Rauschen des NF-Verstärkers und aus dem analogen Eingangsrauschen des Digitizers zusammensetzt. Würde der Anti-Aliasing-Filter hinter die Verstärkerkette, aber vor den Eingang des Digitizers gesetzt, dann würde dies eine zusätzliche Unterdrückung höher-frequenter Anteile des Rauschens um etwa einen Faktor drei bewirken. In diesem Fall wäre das analoge Eingangsrauschen des Digitizers dominant.

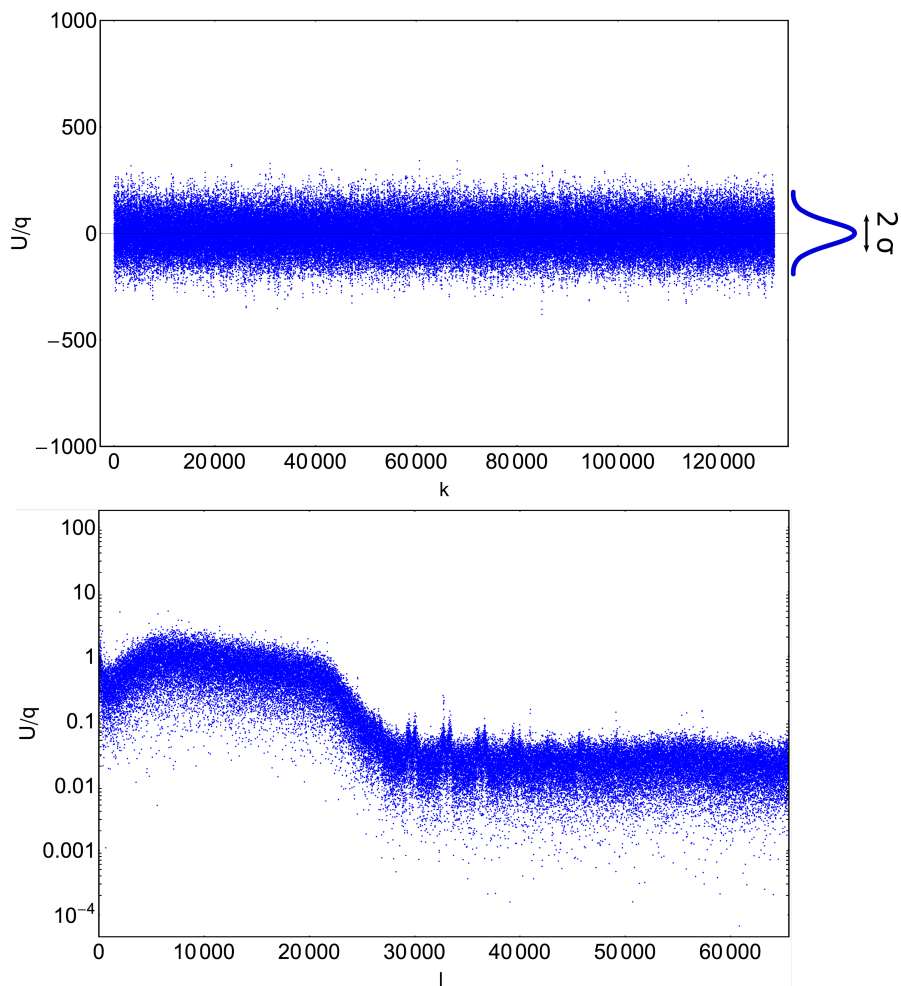


Abbildung 4.18: Obere Abbildung: Rauschen (nicht-resonant) im Zeitbereich. Ordinate in Quantisierungsstufen. Abszisse in Vielfachen der Frequenzauflösung. Untere Abbildung: DFT des Rauschens.

4.2.2 Ergebnisse der Drahtmessung

4.2.2.1 Nicht-resonante Messung des Skalierungsfaktors

Die Signalspannungen der Elektroden $\hat{U}_{1,1}$ und $\hat{U}_{2,1}$ sind nach den Gleichungen (4.4) und (4.5) umgekehrt proportional zu den Gesamtkapazitäten C_1 und C_2 . Aus diesem Grund ist ein genauer Abgleich der Kapazitäten erforderlich. Dies wurde über den Abgleich der Resonanzfrequenzen der LC-Kreise beider Elektroden erreicht. Über den Draht im Verstärker wurde ein Signal mit einer festen Frequenz eingekoppelt, das durch die DDS-Karte generiert wurde. Mit Hilfe einer Funktion im Auswertungsprogramm kann die DAC-Spannung für das Einstellen der Kapazitätsdiode in einem bestimmten Bereich verändert werden. Nach jeder erfolgten Einstellung wird durch die Funktion eine Messung der Amplitude des Verstärkerausgangssignales durchgeführt. Das Programm stellt die höchste gemessene Amplitude fest, und die der Spannung entsprechende DAC-Einstellung wird gespeichert. Mit beiden Elektroden wird auf diese Weise verfahren. Abbildung 4.19 zeigt stellvertretend die Amplitude $\hat{U}_{1,1}$ des Verstärkerausgangssignales einer Elektrode als Funktion der DAC-Spannung. Die gemessene Funktion $\hat{U}_{1,1}(U_{\text{DAC}})$ ist nach Gleichung (4.40) proportional zur Funktion $Z_1(U_{\text{DAC}})$, d.h. durch Feststellen des Maximums von $\hat{U}_{1,1}(U_{\text{DAC}})$ kann die Resonanzfrequenz des Schwingkreises auf die Frequenz des eingekoppelten Signales eingestellt werden.

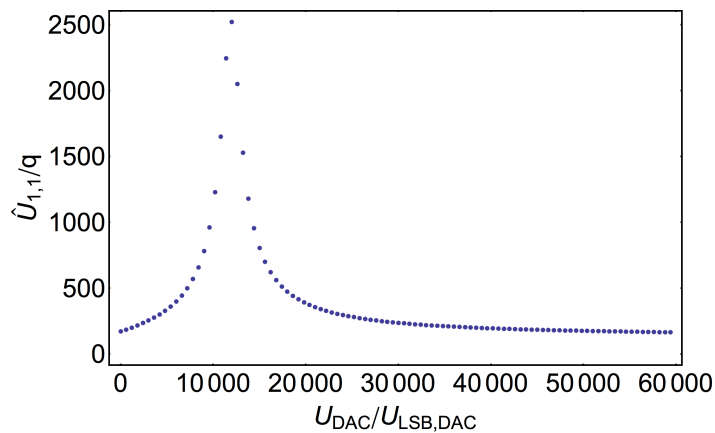


Abbildung 4.19: Die Amplitude $\hat{U}_{1,1}$ des Verstärkerausgangssignales einer Elektrode als Funktion der DAC-Einstellung U_{DAC} . Die Spannung des DAC wurde in Schritten von $600 U_{\text{LSB,DAC}}$ geändert.

Die DAC-Spannung in Abbildung 4.19 wurde in Schritten von $600 U_{\text{LSB,DAC}}$ geändert. Bei dieser sehr groben Schrittweite ist die DAC-Spannung, für die die Amplitude maximal ist, eindeutig feststellbar. Bei kleineren Schrittweiten ist dies nicht mehr der Fall, denn dann tritt zu Tage, dass die Resonanzkurve verrauscht ist. Dies wirkt sich auf die Genauigkeit aus, mit der die richtige DAC-Einstellung gefunden werden kann. Bei dem vorherrschenden Rauschen liegt diese Genauigkeit bei etwa $\pm 25 U_{\text{LSB,DAC}}$. Nach

Abbildung 4.13 beträgt im relevanten Bereich die Änderung der Kapazität als Funktion der DAC-Spannung etwa $1.5 \text{ fF}/\Delta U_{\text{LSB,DAC}}$. Daraus lässt sich ableiten, dass die Genauigkeit mit der die Kapazität der Elektroden abgeglichen werden konnte, ca. 50 fF beträgt. Die Gesamtkapazität beträgt ca. 180 pF, so dass sich eine Abstimmgenauigkeit von 0,3 ‰ ergibt. Mit Gleichung (4.14) kann aus der Unsicherheit im Kapazitätenabgleich ein maximaler Ortsmessfehler von $x' - x = 20 \text{ } \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Dieser Fehler ist so klein, dass er vernachlässigt werden kann.

Für die Messung des Skalierungsfaktors wurde der Draht mit der Positioniereinheit auf fünf verschiedene Positionen gefahren. Bei jeder Position wurden die Signalspannungen $\hat{U}_{1,1}$ und $\hat{U}_{2,1}$ an den Elektroden jeweils 50 mal gemessen ($N = 50$), um aus der Standardabweichung $\sigma_{\hat{U}_{i,1}}$ der Messergebnisse eine Messpräzision abzuleiten.

Abbildung 4.21 (oben) zeigt die aus den Messungen berechneten Verhältnisse $\frac{\Delta U}{\Sigma U}$ als Funktion der Einstellung der Mikrometerschraube x . Durch einen Fit mit einer linearen Funktion

$$\frac{\Delta U}{\Sigma U} = m (x - x_0) \quad (4.66)$$

werden die Steigung m und der Abszissenabschnitt x_0 abgeleitet. Hierfür wurde eine Fit-Routine des Programmes Mathematica [58] verwendet, die m und x_0 mit den dazugehörigen Fehlern Δm und Δx_0 nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Hierfür müssen die mittleren Fehler des Mittelwertes $\Delta \bar{\hat{U}}_{i,1}$ ($i = 1$ bzw. $i = 2$) der Signalspannungen $\hat{U}_{i,1}$ bekannt sein. Diese mittleren Fehler werden mit Hilfe der Gleichung

$$\Delta \bar{\hat{U}}_{i,1} = \frac{\sigma_{\hat{U}_{i,1}}}{\sqrt{N}} \quad (4.67)$$

aus der Standardabweichung berechnet.

Der Skalierungsfaktor k ist der Kehrwert der Steigung:

$$k = \frac{1}{m} \quad (4.68)$$

mit dem Fehler Δk :

$$\Delta k = \frac{1}{m^2} \Delta m. \quad (4.69)$$

Der ermittelte Skalierungsfaktor und die Mittenposition für die nicht-resonante Messung sind:

$$k_{\text{nicht-resonant}} = (127.6 \pm 0.03) \text{ mm} \quad (4.70)$$

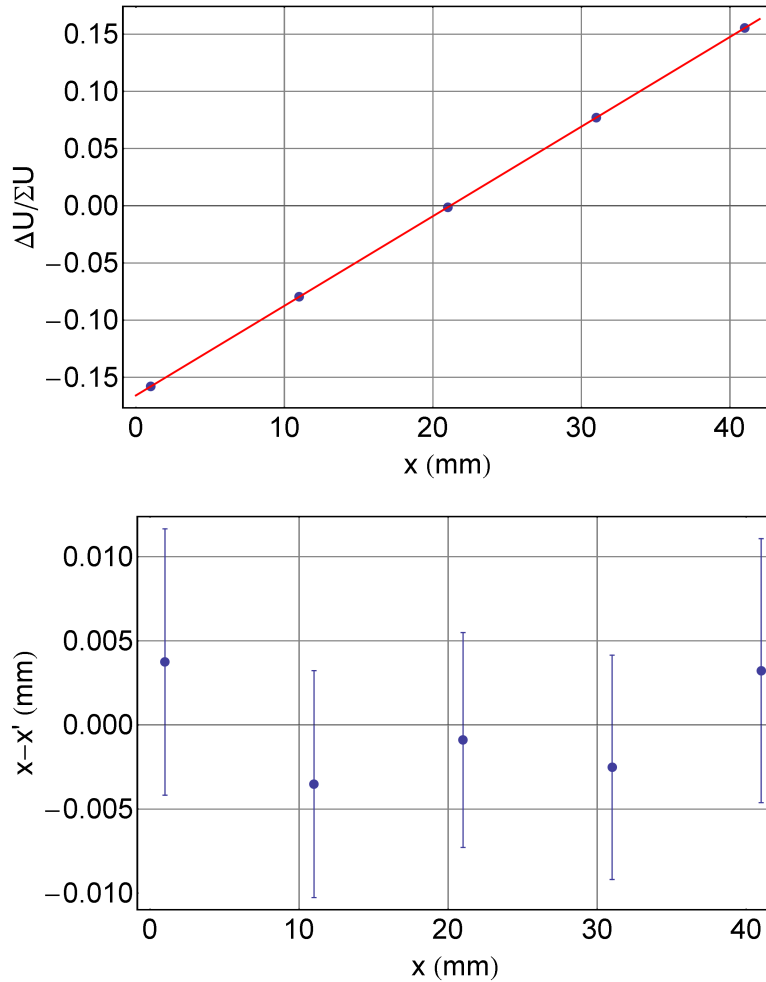


Abbildung 4.20: Obere Abbildung: Verhältnis der Differenz und der Summe der Signalspannungen *nicht-resonant* gemessen als Funktion der Position des Drahtes (Einstellung der μ -Meterschraube). Die Fehler, die sich aus den Standardabweichungen $\sigma_{\hat{U}_{i,1}}$ ergeben, sind auf Grund der großen Anzahl der Messwerte extrem klein und können daher nicht dargestellt werden. Untere Abbildung: Differenzen der Position des Drahtes und der mit dem linearen Modell und den gemessenen Verhältnissen $\Delta U/\Sigma U$ berechneten Positionen x' . Die extrem kleinen Differenzen spiegeln die sehr gute Beschreibung der Daten durch das lineare Modell wider. Die dargestellten Fehler wurden aus den durch den Fit ermittelten Unsicherheiten in k und x_0 , sowie aus den Standardabweichungen der gemessenen Spannungen abgeleitet.

$$x_{0,\text{nicht-resonant}} = (21.2 \pm 0.003) \text{ mm.} \quad (4.71)$$

Die Position $x_{0,\text{nicht-resonant}}$ ist die Position der μm -Schraube, bei der an beiden Elektroden des Pickups ein gleich großes Signal gemessen wird. Der extrem kleine statistische Fehler ist einerseits auf die große Anzahl der Einzelmessungen N , und andererseits auf die sehr gute Beschreibung der Messdaten durch das lineare Modell zurückzuführen. In dem angegebenen Fehler sind jedoch systematische Messabweichungen, die die Genauigkeit des Messergebnisses beeinflussen, nicht enthalten. Eine mögliche Quelle für eine systematische Messabweichung wäre z.B. eine fehlerhafte Ausrichtung des Koordinatensystems des Strahlpositionsmonitors auf das der Positioniereinheit. Mit Hilfe einer Anschlag wurde eine Abweichung der Ausrichtung von $< 2^\circ$ erreicht. Auf diese Weise entstünde ein relativer systematischer Fehler von maximal $+0.6\%$.

Auf Grund der Messmethode mit Umschalten hat die Koppelkapazität zwischen den Elektroden keinen Einfluss mehr, und es wird erwartet, dass der Skalierungsfaktor nur von der Geometrie des Pickups abhängt. Für einen Pickup mit quadratischer Apertur wird daher ein Skalierungsfaktor erwartet, der gleich der halben Aperturbreite ist, d.h. im Falle des TSR-Pickups $k = 100 \text{ mm}$. Gleichung (4.70) zeigt, dass der Skalierungsfaktor größer ist. Dies wird auf die runde Apertur zurückgeführt (vgl. Kapitel 4.1.3).

In [59] wird der Skalierungsfaktor k_{TSR} für den TSR-Pickup sowie die Kapazitäten C und C_k mit seinem ursprünglichen Messsystem angegeben mit $k_{\text{TSR}} = (195.9 \pm 0.2) \text{ mm}$, $C = (94 \pm 2) \text{ pF}$ sowie $C_k = (24 \pm 2) \text{ pF}$. Bei diesem nicht-resonanten Messsystem werden beide Pickup-Signale gleichzeitig gemessen. Nach Gleichung (4.12) wird daher erwartet, dass der Skalierungsfaktor k_{TSR} um den Faktor $k_{\text{orr}} = (1 + 2 C_k/C)$ größer ist als $k_{\text{nicht-resonant}}$. Wird der Skalierungsfaktor k_{TSR} auf den Faktor k_{orr} normiert, dann ergeben sich $k_{\text{TSR}}/k_{\text{orr}} = (129.8 \pm 3.8) \text{ mm}$. Dies entspricht dem Skalierungsfaktor $k_{\text{nicht-resonant}}$ im Rahmen der Fehlergrenzen.

4.2.2.2 Vorgehen bei der resonanten Messung und Ergebnisse

Während im nicht-resonanten Fall die Signale umgekehrt proportional zu den Kapazitäten C_i der Elektroden sind, kommt im resonanten Fall noch die Abhängigkeit der Signalspannung von den Güten Q_i hinzu. Die Güten der Schwingkreise der beiden Elektroden sind jedoch unterschiedlich. Die Güte des Schwingkreises für die erste Elektrode beträgt etwa $Q_1 = 120$, und die Güte für den Schwingkreis für die zweite Elektrode beträgt ca. $Q_2 = 139$. Der relativ große Unterschied wird auf unterschiedliche Verluste im Strahlpositionsmonitor zurückgeführt, da durch den sonstigen Aufbau wie z.B. die Umschaltbox keine Asymmetrie in einer solchen Größenordnung gemessen wurde. Abgesehen von den unterschiedlichen Güten ist, wie bereits beschrieben, das Auffinden des Maximums der Resonanzkurve durch Rauschen erschwert. Aus diesen Gründen werden

durch Einkoppeln eines Kalibrationssignales über den Draht im Verstärker Kalibrierungsfaktoren \hat{U}_{k_1} und \hat{U}_{k_2} gefunden, auf die die Signalspannungen normiert werden müssen, um unterschiedliche Güten und unterschiedliche Kapazitäten auszugleichen.

Der Draht ist mit einem Widerstand von 50Ω abgeschlossen. Als Vereinfachung kann daher angenommen werden, dass der Draht das Potential der elektrischen Masse, d.h. des Pickup-Gehäuses besitzt. Wird der Draht im Zuge der Skalierungsfaktormessung in Richtung einer Elektrode verschoben, dann steigt die Kapazität des Schwingkreises dieser Elektrode, während die Kapazität des Schwingkreises der gegenüberliegenden Elektrode sinkt. Aus diesem Grund wurde für die resonante Messung eine Abstimmung bei einer Position des Drahtes in der Mitte vorgenommen. Für jede Drahtposition wurden mit Hilfe des Einkoppeldrahtes im Verstärker Kalibrierungsfaktoren U_{k_1} und U_{k_2} für jeden Elektrodenschwingkreis gemessen. Für die Ermittlung der Messpräzision wurden dabei jeweils $N = 50$ Einzelmessungen durchgeführt. Mit Hilfe der Kalibrierungsfaktoren erhält man ein korrigiertes Verhältnis der Differenz und der Summe der Signalspannungen:

$$\frac{\Delta\hat{U}}{\Sigma\hat{U}_{\text{kor}}}} = \frac{\hat{U}_{1,1}/\hat{U}_{k_1} - \hat{U}_{2,1}/\hat{U}_{k_2}}{\hat{U}_{1,1}/\hat{U}_{k_1} + \hat{U}_{2,1}/\hat{U}_{k_2}}. \quad (4.72)$$

In den Fehler des Verhältnisses der Differenz- und der Summenspannung gehen zusätzlich die Messfehler der Kalibrierungsfaktoren ein.

Der ermittelte Skalierungsfaktor und die Mittenposition für die resonante Messung sind:

$$k_{\text{resonant}} = (128.2 \pm 0.3) \text{ mm}, \quad (4.73)$$

$$x_{0,\text{resonant}} = (21.0 \pm 0.03) \text{ mm}. \quad (4.74)$$

Die Messpräzision ist so hoch, dass ein systematischer Unterschied zwischen den Skalierungsfaktoren für die resonante und die nicht-resonante Methode festgestellt wurde. Dieser wird auf systematische Messfehler zurückgeführt, deren Ursachen nicht bekannt sind. Die im Vergleich zur nicht-resonanten Messung stärkere Streuung der Residuen für die resonante Messung deutet auf einen systematischen Einfluss hin. Die Unterschiede der Skalierungsfaktoren und der Abszissenabschnitte sind aber so klein, dass hierdurch keine eingeschränkte Verwendbarkeit der resonanten Messmethode zu begründen ist.

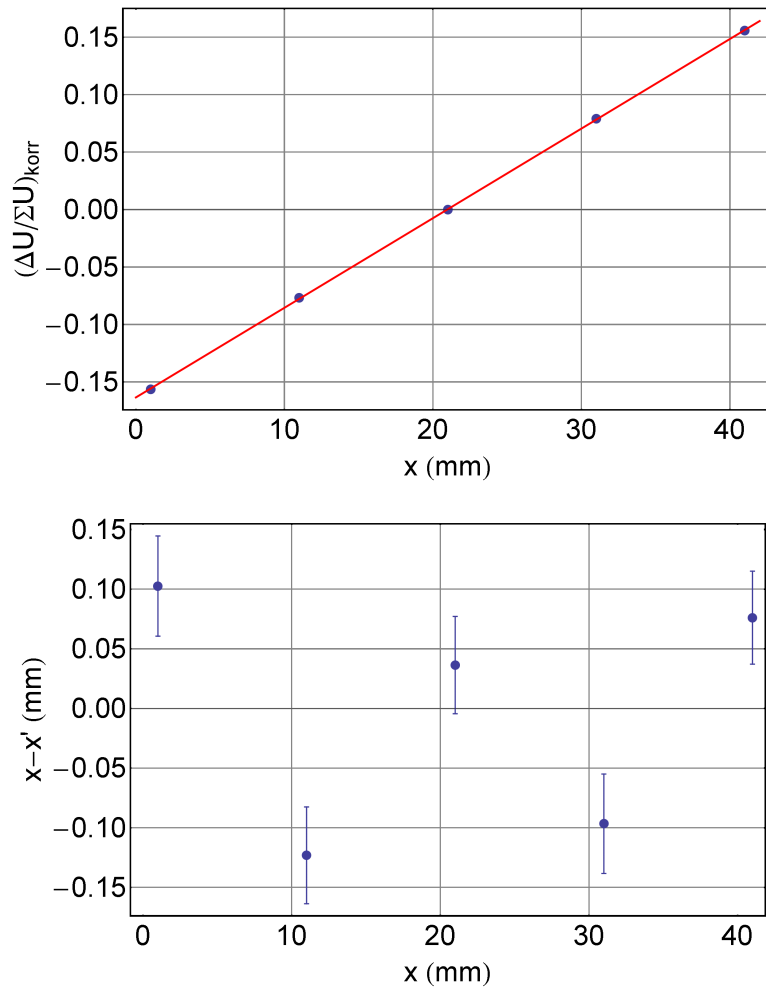


Abbildung 4.21: Obere Abbildung: Verhältnis der Differenz und der Summe der Signalspannungen *resonant* gemessen als Funktion der Position des Drahtes (Einstellung der μ -Meterschraube). Untere Abbildung: Differenzen (Residuen) der Positionen des Drahtes und der mit dem linearen Modell und den gemessenen Verhältnissen $\Delta U/\Sigma U$ berechneten Positionen x' .

4.2.2.3 Vergleich mit einer numerischen Berechnung des Skalierungsfaktors

Mit TOSCA wurde der Skalierungsfaktor eines Pickups berechnet, der in seinen Abmessungen dem TSR-Pickup entspricht. Dabei wurde im Prinzip verfahren wie in Kapitel 4.1.3 beschrieben. Die Rechnung wurde jedoch auf einem Linux-Rechner mit 32 GB Arbeitsspeicher durchgeführt. Aus diesem Grund konnte ein feineres Mesh von 1 mm verwendet werden. Außerdem wurde dem neuen Messverfahren entsprechend stets einer Elektrode die Spannung 0 V zugeordnet, was einem Kurzschließen dieser Elektrode entspricht. Die Spannungen der jeweils bezüglich des Potentials freien Elektrode wurde als Funktion der Strahlposition mit TOSCA berechnet. Abbildung 4.22 zeigt die berechneten Verhältnisse der Differenz der Spannungen und ihrer Summe. Ein Fit mit einer linearen Funktion liefert einen Skalierungsfaktor von $k_{\text{TOSCA}} = 132.03$ mm. Aus dem Vergleich der gefitteten Skalierungsfaktoren für Rechnungen mit größeren Meshes wird für k_{TOSCA} eine Unsicherheit < 0.1 mm abgeschätzt. Der Abszissenabschnitt der Fit-Funktion kann als Maß für die Ungenauigkeit der Berechnung herangezogen werden. Er sollte bei exakter Berechnung im Ursprung liegen, beträgt jedoch ca. $x_0 \approx 6$ nm. Der berechnete Skalierungsfaktor stimmt auf etwa 3 % mit dem nicht-resonant gemessenen Skalierungsfaktor überein. Die Unsicherheit im Ergebnis der TOSCA-Rechnung ist allerdings schätzungsweise kleiner. Der Vergleich zeigt, dass eine TOSCA-Rechnung die Messung des Skalierungsfaktors im Labor nicht ersetzen sollte.

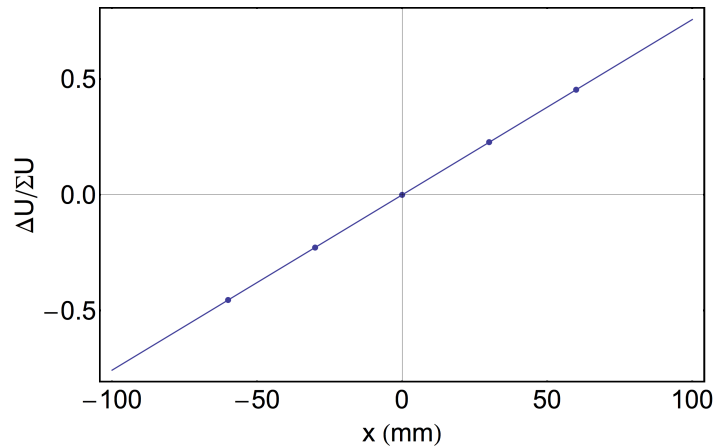


Abbildung 4.22: Ergebnis einer Berechnung des Skalierungsfaktors des TSR-Pickups mit TOSCA.

4.2.3 Messungen am TSR

Um die Anwendbarkeit des Messprinzips am TSR zu demonstrieren, wurden Positionsmessungen mit einem Strahlpositionsmonitor und mit dem BPM verglichen. Abbildung 4.23 zeigt die Position der Messgeräte im TSR. Der Mittenabstand der beiden

Messgeräte beträgt ca. 50 cm. Die Messungen wurden mit einem Elektronen-gekühlten Strahl durchgeführt, da auf diese Weise gaussförmige *transversale* Strahlprofile entstehen. Diese können mit einer Gauss-Funktion gefittet werden, und auf diese Weise wird eine besonders genaue Messung der Strahlposition mit dem BPM erreicht. Da sich der verwendete Pickup sehr nahe am TSR HF-System befindet, wurde ein Kicker für das Bunchen verwendet, um ein möglichst kleines Übersprechen zu erhalten. Bei dem Kicker handelt es sich um zwei planparallele Elektroden, die üblicherweise für transversale Anregungen des Strahles verwendet werden. Zusammengeschaltet ergeben sie eine Anordnung, die einem Driftrohr (vgl. Kapitel 2.1.4) nahekommt und zum Bunchen verwendet werden kann. Die Position des Kickers ist in Abbildung 4.23 ebenfalls eingezeichnet.

Die Strahlpositionsverschiebung erfolgte durch Änderung der Ströme in den sogenannten KM-Wicklungen der Dipolmagnete, mit denen die Felder der Dipolmagnete korrigiert werden können. Diese KM-Wicklungen befinden sich auf dem Joch jedes der acht Dipolmagnete. Für die Änderung der Strahlposition wurden nur die Magnetfelder von vier der insgesamt acht KM-Spulen geändert. Auf diese Weise wurde die Strahlage effektiv nur in der linearen Sektion verschoben, die den BPM und den Strahlpositionsmonitor enthält.

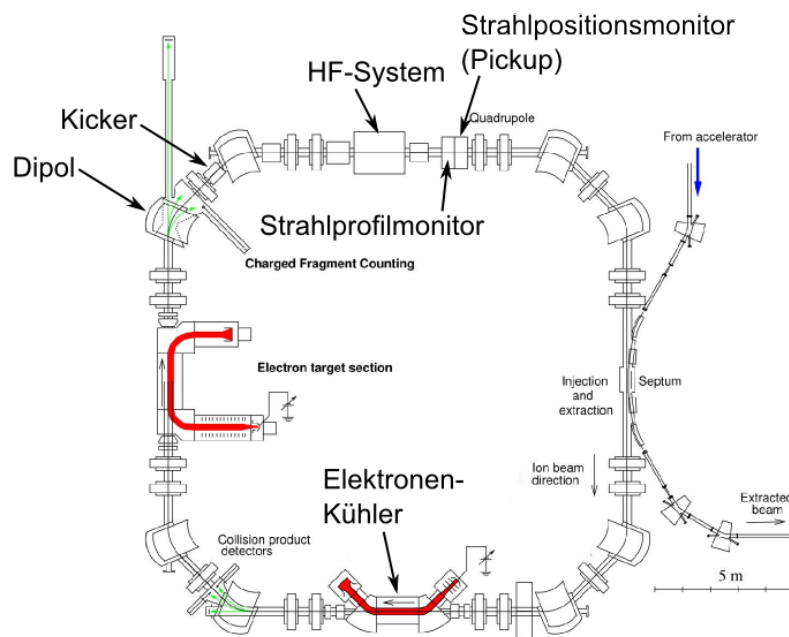


Abbildung 4.23: Überblick über die am TSR verwendeten Geräte.

In dem verwendeten Messschema werden die Signale beider Elektroden nacheinander gemessen. Bei einer sehr kurzen Lebensdauer τ kann dies zu einer Fehlmessung führen. Mit einer einfachen Abschätzung lässt sich der Einfluss dieses Effektes berechnen, wobei die Lebensdauer mit der Zeitdifferenz Δt_s zwischen dem Start der Messung des Signales

der ersten Elektrode und dem Start der Messung der zweiten Elektrode verglichen wird. Wenn sich der Strahl in der Mitte des Pickups befindet, dann ist die fehlerhaft berechnete Position x' gegeben durch:

$$x' = k \frac{1 - \exp(-\Delta t_s/\tau)}{1 + \exp(-\Delta t_s/\tau)}. \quad (4.75)$$

Abbildung 4.24 (oben) zeigt das Zeitschema für eine Einzelmessung der Position. Der zeitliche Abstand der Starts beider Messungen beträgt $\Delta t_s = 60$ ms. Die Lebensdauer τ des gebunchten und gekühlten Strahles wurde durch das Messen der Zählrate des BPM als Funktion der Zeit ermittelt. Sie beträgt ca. $\tau = 1000$ s. Aus der Darstellung von Gleichung (4.75) in Abbildung 4.24 (unten) ist ersichtlich, dass der zeitliche Abstand der Starts beider Messungen kurz genug ist, so dass ein Effekt durch den abnehmenden Strahlstrom vernachlässigt werden kann.

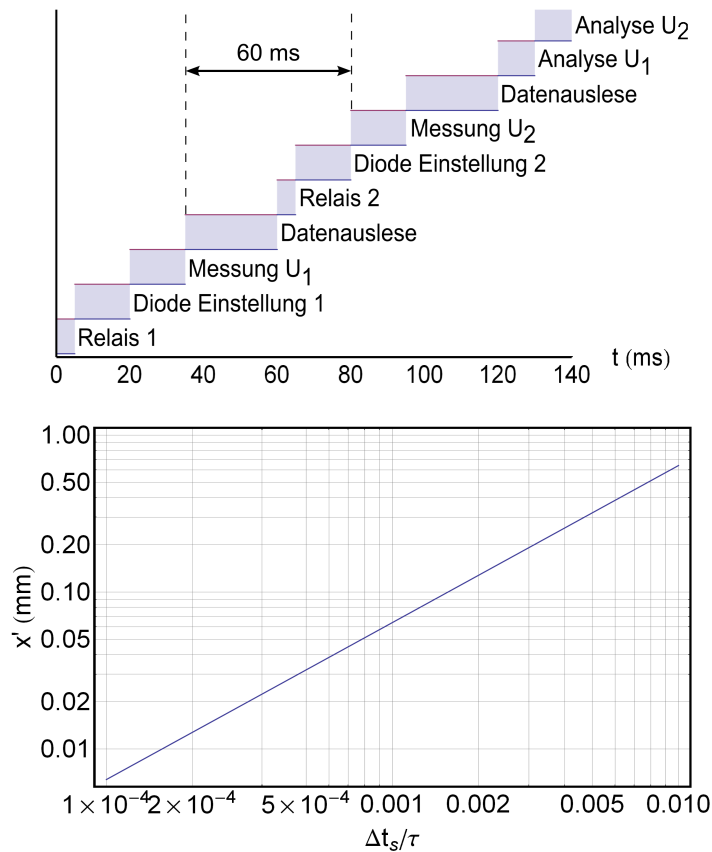


Abbildung 4.24: Obere Abbildung: Zeitschema der Messung. Untere Abbildung: Darstellung der Fehlmessung auf Grund des abnehmenden Strahlstroms nach Gleichung (4.75) für einen Skalierungsfaktor von $k = 127.6$ mm.

Es besteht keine Möglichkeit den BPM absolut zu kalibrieren, jedoch kann eine relative Eichung des Messgerätes durchgeführt werden, so dass *Verschiebungen* des Strahles gemessen werden können. Die Kalibrierung wurde erreicht, indem der BPM bei konstanter Strahlposition selbst horizontal auf verschiedene Positionen verschoben wurde. Abbildung 4.25 zeigt das transversale Strahlprofil eines gebunchten und gekühlten Strahles mit einem mittleren Strom von etwa $\bar{I} = 7 \mu\text{A}$. Der Ursprung der Abszisse liegt auf Grund der nicht vorhandenen absoluten Kalibration nicht fest und wurde willkürlich in das horizontale Zentrum des Profiles gelegt. Das Zentrum wurde mit Hilfe eines Fits einer Gaussfunktion ermittelt, die in der Abbildung ebenfalls dargestellt ist. Die Halbwertsbreite (FWHM) des Profiles beträgt 1.4 mm.

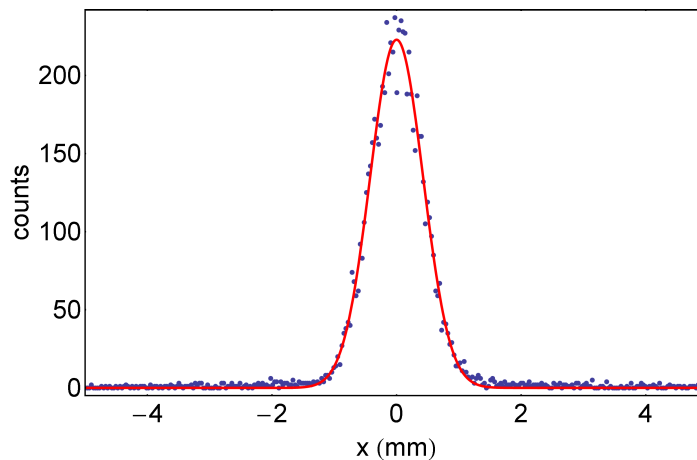


Abbildung 4.25: Horizontales Strahlprofil eines gebunchten und gekühlten $^{12}\text{C}^{6+}$ Strahles. Durch einen Fit mit einer Gaussfunktion wurde die Position des Strahles x_0 und die Breite des Profiles σ_w ermittelt. Da der BPM nicht absolut kalibrierbar ist, wurde für die Darstellung die Zentrumslage willkürlich in den Ursprung gesetzt. Die Halbwertsbreite (FWHM) des Profiles beträgt 1.4 mm.

4.2.3.1 Vergleich der Pickup- und der BPM-Messungen

Nicht-resonante Messung In Abbildung 4.26 sind die mit dem Pickup mit nicht-resonanter Verstärkung (blau) gemessenen Strahlpositionen als Funktion der Position gemessen mit dem BPM dargestellt. Der über alle Messungen gemittelte Strahlstrom beträgt ca. $\bar{I} = 5.3 \mu\text{A}$. Der Ursprung der Abszisse wurde in den Ursprung der Fit-Geraden für die nicht-resonante Messung gelegt. Die Steigung der Fit-Geraden beträgt $m_{\text{nicht-resonant}} = 0.995 \pm 0.005$, d.h. dass der Skalierungsfaktor $k_{\text{nicht-resonant}}$, der mit der Drahtmethode gemessen wurde, die Positionsverschiebung innerhalb der statistischen Fehlergrenzen beschreibt. Ein Vergleich mit der Fit-Gerade zeigt, dass die Messdaten stärker um die Fit-Gerade streuen als auf Grund der statistischen Messfehler zu erwarten ist. Insgesamt ist die Abweichung der Steigung der Fit-Geraden aber so klein,

dass von einer sehr guten Beschreibung des Messergebnisses durch den im Labor gemessenen Skalierungsfaktor gesprochen werden kann. Es sei angemerkt, dass prinzipiell ein Messfehler auch dadurch zustande kommen könnte, dass der Pickup einen Abstand vom BPM von etwa 50 cm besitzt, und dadurch die Strahlpositionen x_{PU} und x_{BPM} an verschiedenen Stellen gemessen wurden. Der Einfluss wird aber durch die Verschiebung durch die KMs als vernachlässigbar eingeschätzt.

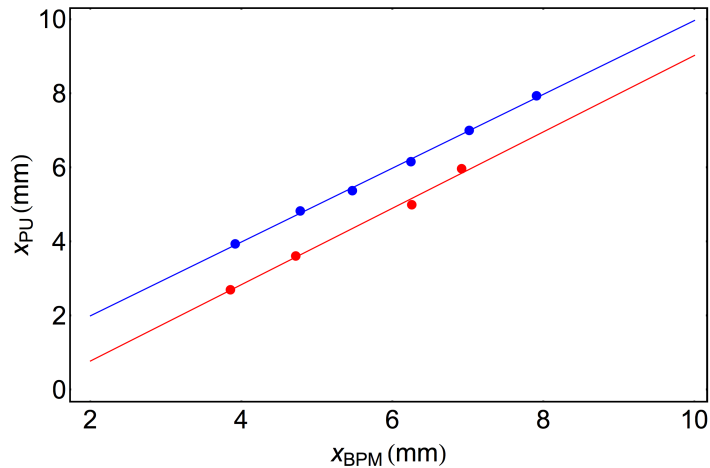


Abbildung 4.26: Vergleich der nicht-resonanten (blau) und resonanten Messungen (rot) der Positionen gemessen mit dem Pickup x_{PU} als Funktion der Position gemessen mit dem BPM. Jeder Messpunkt ist der Mittelwert von $N = 500$ Einzelmessungen. Aus diesem Grund sind die statistischen Messfehler, d.h. die mittleren Fehler des Mittelwerts für eine Darstellung zu klein. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden betragen $m_{\text{nicht-resonant}} = 0.995 \pm 0.005$ und $m_{\text{resonant}} = 1.03 \pm 0.02$. Die angegebenen Fehler wurden mit Hilfe der Fit-Routine in Mathematica berechnet.

Resonante Messung Für die resonante Messung wurde der Strahlstrom deutlich reduziert. Er beträgt über alle Messungen gemittelt ca. $\bar{I} = 60$ nA. Die Steigung der Fit-Geraden für die resonante Messung beträgt $m_{\text{resonant}} = 1.03 \pm 0.02$ (s. Abbildung 4.26). Die Abweichung ist daher größer als für die nicht-resonante Messung. Außerdem besteht eine scheinbare Ortsverschiebung Δx_{PU} zwischen den mit nicht-resonanter und resonanter Methode gemessenen absoluten Positionen. Für $x_{BPM} = 0$ mm beträgt diese $\Delta x_{PU} = 1.3$ mm. Als Ursache für diese Messabweichungen wird Übersprechen des HF-Signales vom Kicker auf den Pickup bzw. das Messsystem vermutet. Nicht-resonant konnte kein Übersprechen gemessen werden. Resonant hingegen wurde ohne Strahl ein übersprochenes Signal mit einer Amplitude von $\hat{U}_{CT,1} = 38$ q und $\hat{U}_{CT,2} = 28$ q gemessen, d.h. das Übersprechen auf den Schwingkreis mit der ersten Elektrode macht sich stärker bemerkbar, als das Übersprechen auf den Schwingkreis mit der zweiten Elektrode. Die Amplituden $\hat{U}_{CT,1}$ und $\hat{U}_{CT,2}$ können nicht ohne weiteres von den gemessenen Pickup-Signalen subtrahiert werden, um so ein um den Effekt des Übersprechens bereinigtes Messergebnis zu erhalten. Dies liegt daran, dass die Phasen ϕ_i zwischen den

Pickup-Signalen und den übersprochenen Signalen nicht bekannt sind (vgl. Gleichung (3.24)). Diese Phasen müssen nicht notwendigerweise gleich sein, da schon die Amplituden nicht gleich groß sind und der genaue Mechanismus für das Übersprechen nicht bekannt ist. Ist das Übersprechen für beide Elektroden phasengleich zum eigentlichen Pickup-Signal, d.h. $\phi_i = 0^\circ$, dann kann durch das Übersprechen die scheinbare Ortsverschiebung nicht in vollem Maße erklärt werden, wie eine Subtraktion der übersprochenen Amplituden von den gemessenen Amplituden und anschließendem Fitten mit einer Geraden für diesen Fall zeigt. Jedoch würde beispielsweise für die Phasen $\phi_1 = 0^\circ$ und $\phi_2 = 20^\circ$ die scheinbare Ortsverschiebung verschwinden und die Steigung dann $m_{\text{resonant}} = 0.99$ betragen.

4.2.3.2 Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses

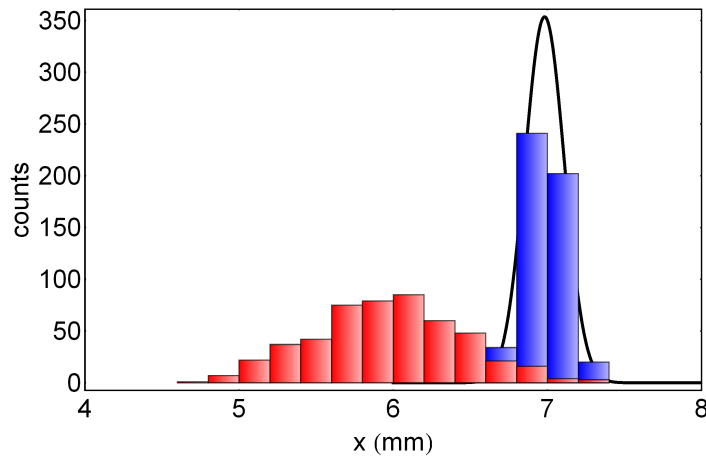


Abbildung 4.27: Darstellung der Streuung der Positionen gemessen mit der nicht-resonanten (blau) und der resonanten Methode (rot) für eine vergleichbare Strahlposition gemessen mit dem BPM. Die Histogramme zeigen die Anzahl der Einzelmessungen aus insgesamt $N = 500$, die ein Ergebnis in Intervallen $dx = 0.2$ mm lieferten. Die Intervallbreite wurde aus Darstellungsgründen gewählt. Das Histogramm für die nicht-resonante Messung ist zur Illustration mit einer Normalverteilung mit einer der Standardabweichung entsprechenden Breite hinterlegt. Die Standardabweichungen betragen $\sigma_{\text{nicht-resonant}} = 0.13$ mm und $\sigma_{\text{resonant}} = 0.48$ mm. Die resonanten Messungen wurden bei etwa 50 mal kleinerem Strahlstrom durchgeführt. Daher streuen die resonanten Einzelmessungen stärker als die nicht-resonanten Einzelmessungen.

Jeder Messpunkt in dem in Abbildung 4.26 dargestellten Graphen ist der Mittelwert von $N = 500$ Einzelmessungen. Es wird angenommen, dass die Messwerte einer Normalverteilung gehorchen. Die Standardabweichung dieser Normalverteilung ist gemäß Gleichung (4.45) ein Maß für das SNR. Durch einen Vergleich der Standardabweichungen für eine Positionsmessung mit der resonanten und der nicht-resonanten Verstärkung

kann daher überprüft werden, inwiefern die resonante Positionsmessung zu einer Vergrößerung des SNR führt. Die Vergrößerung des SNR kann durch den Quotienten r aus dem SNR für eine resonante und eine nicht-resonante Messung ausgedrückt werden:

$$r = \frac{\text{SNR}_{\text{resonant}}}{\text{SNR}_{\text{nicht-resonant}}}. \quad (4.76)$$

In Abbildung 4.27 wird die Streuung der Messwerte der nicht-resonanten Messung (blau) und der resonanten Messung (rot) für eine vergleichbare Strahlposition gemessen mit dem BPM dargestellt. Das Histogramm für die nicht-resonante Messung ist zur Illustration mit einer Normalverteilung mit einer der Standardabweichung entsprechenden Breite hinterlegt. Die Standardabweichungen betragen $\sigma_{\text{nicht-resonant}} = 0.13$ mm und $\sigma_{\text{resonant}} = 0.48$ mm.

Um die Standardabweichungen miteinander vergleichen zu können, müssen diese auf den Strahlstrom normiert werden. Der mittlere Strahlstrom bei der nicht-resonanten Messung betrug $\bar{I} = 2.7 \mu\text{A}$ und bei der resonanten Messung $\bar{I} = 50$ nA. Für den Vergleich wird verwendet, dass nach Gleichung (4.45) die Standardabweichung umgekehrt proportional zum mittleren Strahlstrom ist, d.h. $\sigma \propto \bar{I}^{-1}$. Daher können die gemessenen Standardabweichungen mit der Gleichung $\sigma_{\text{normiert}} = \sigma \cdot \frac{\bar{I}}{1 \mu\text{A}}$ in die Standardabweichungen umgerechnet werden, die man bei einem Strahlstrom von $1 \mu\text{A}$ messen würde. Der Vergleich der auf diese Weise normierten Standardabweichungen zeigt, dass durch die Impedanzerhöhung und die dadurch hervorgerufene Signalvergrößerung beim Einsatz der resonanten Messmethode eine Vergrößerung des SNR um einen Faktor

$$r_{\text{SNR}} = \frac{\sigma_{\text{nicht-resonant,normiert}}}{\sigma_{\text{resonant,normiert}}} = 14.6 \quad (4.77)$$

erreicht wurde.

Während das Signal bei resonanter Verstärkung um den Güte-Faktor im Vergleich zu einer nicht-resonanten Verstärkung steigt, gilt dies nicht im gleichen Maße für das SNR, wie die Berechnung im einem vorangegangenen Kapitel zeigt. Durch den Einsatz der Induktivität steigt nämlich das Gesamttrauschen. Dieses kann mit einem Spektrumanalysator gemessen werden. Abbildung 4.28 zeigt das Gesamttrauschen gemessen mit dem Spektrumanalysator Agilent CSA N1996A. Die gemessenen Rauschamplituden bei den Markerpositionen sind proportional zu den Standardabweichungen U_n (Details s. [60]), daher ist das Verhältnis der Rauschamplituden gleich dem Verhältnis der Standardabweichungen U_n für die nicht-resonante und die resonante Messung. Durch die resonante Impedanzerhöhung steigt das Gesamttrauschen also um einen Faktor 9.1. Die Güte beträgt für beide Schwingkreise etwa $Q = 139$. Demnach sollte gemäß der Gleichung $r_{\text{SNR}} = Q \frac{U_{n,\text{nicht-resonant}}}{U_{n,\text{resonant}}}$ das SNR um einen Faktor $r_{\text{SNR}} = 15.2$ vergrößert werden. Der Wert stimmt bis auf etwa 5 % mit dem aus den Standardabweichungen ermittelten Wert überein. Die Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass für die nicht-resonante Messung die Spule mit dem Resonator entfernt wurde, und dadurch die Gesamtkapazität etwas kleiner ist als bei der resonanten Messung. Bei einem

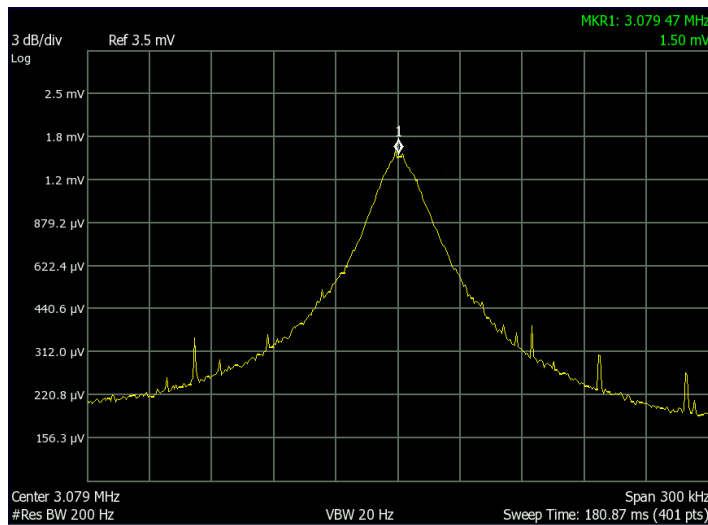


Abbildung 4.28: Mit einem Spektrumanalysator resonant gemessenes Gesamtrauschen. Die resonante Überhöhung des Rauschens ist deutlich erkennbar. Die Amplitude bei der HF-Frequenz (Markerposition) beträgt 1.5 mV. Bei der nicht-resonanten Messung wurde eine Amplitude von 164 μV gemessen.

Signalgrößenvergleich anhand der Güte wird aber von gleich großen Gesamtkapazitäten ausgegangen. Durch Vergleich der Messungen des Gesamtrauschens für resonante und nicht-resonante Verstärkung kann im Prinzip eine Vorhersage über die Vergrößerung des SNR getroffen werden. Dies wurde auch schon beim Vergleich der resonanten und der nicht-resonanten Messungen im Labor beobachtet. Es sei erwähnt, dass diese Vorhersage nicht bei allen in Abbildung 4.26 dargestellten Messpunkten in dem erwarteten Maße zutrifft. Hierfür werden Störungen verantwortlich gemacht, die auf Teile der Speicherringelektronik zurückgehen könnten.

4.3 Technische Realisierung der CSR-Strahlpositionsmonitore

Im folgenden Kapitel wird zunächst der mechanische Aufbau des Prototypen der CSR-Strahlpositionsmonitore erläutert. Des Weiteren werden Messungen der Eigenschaften der Messelektronik präsentiert. Das Kapitel schließt mit Abschätzungen über das voraussichtliche SNR und die dadurch bedingte Messpräzision bei nicht-resonanter und resonanter Positionsmessung am CSR.

4.3.1 Mechanischer Aufbau

Abbildung 4.29 zeigt den teilmontierten Prototypen des CSR-Strahlpositionsmonitors. Der Positionsmonitor besteht aus zwei linearen Pickups mit runder Apertur. Die Eigenschaften der Strahloptik des CSR führen zu einem bestimmten Querschnitt, den Ionenbahnen einnehmen dürfen, um gespeichert werden zu können. Dieser Bereich hängt von der Akzeptanz des Speicherringes ab. Um die Akzeptanz des Speicherringes durch die Pickups nicht einzuschränken, wurde für die Apertur ein Durchmesser von 100 mm gewählt. Die Elektroden eines Pickups besitzen eine Länge von insgesamt $L_{\text{Pickup}} = 60$ mm. Schirmringe vorne und hinten am Strahlpositionsmonitor (vgl. Abbildung 4.30) sorgen für eine Fortführung der Pickup-Apertur, um Feldverzerrungen zu vermeiden [61]. Sowohl die Elektroden als auch die Pickup-Abschirmung (Masse) sind aus Kupfer gefertigt, um für den resonanten Betrieb eine möglichst gute Leitfähigkeit zu erhalten. Die Signalleiter aus Kupferdraht sind elektrodenseitig über eine Klemmverbindung (vgl. Abbildung 4.49) an die Pickup-Elektroden angeschlossen. Keramikröhrchen sorgen für eine Isolierung zwischen dem Leiter und der Masse. Die Halterung mit der der Strahlpositionsmonitor an der Kammer befestigt ist, ist ebenfalls aus Kupfer gefertigt. Hierdurch soll zusätzlich eine gute Wärmeleitung von der Kammer zum Strahlpositionsmonitor sichergestellt werden.

Die Größe der Experimentiervakuumkammer, in die der Strahlpositionsmonitor eingesetzt ist, erlaubt zusätzlich die Montage einer Kryopumpe (nicht abgebildet) mit einer mit Aktivkohle beschichteten Oberfläche, die im Raumtemperaturbetrieb für das Pumpen der Restgasmoleküle sorgt. Bei der Konstruktion des Strahlpositionsmonitors wurde darauf geachtet, dass die Abschirmung und die Kammer voneinander elektrisch isoliert sind. Dies bietet die Möglichkeit, Störungen durch Erdprobleme zu vermeiden. Die Signalleitungen sind am Flansch mit BNC-Durchführungen der Firma Caburn verbunden. Diese Durchführungen werden auch im CSR-Prototyp für die Signale des Pickups eingesetzt, wo das Erhalten der Dichtigkeit beim Ausheizen und Abkühlen auf 10 K demonstriert wurde. Abbildung 4.30 zeigt ebenfalls die an der Kammer entlanglaufende Heliumleitung (vgl. Abbildung 2.2). An dieser Heliumleitung werden die Verstärkereinheiten (vorläufiges Design) mit Verstärker, Umschaltbox und Spule befestigt und gekühlt.

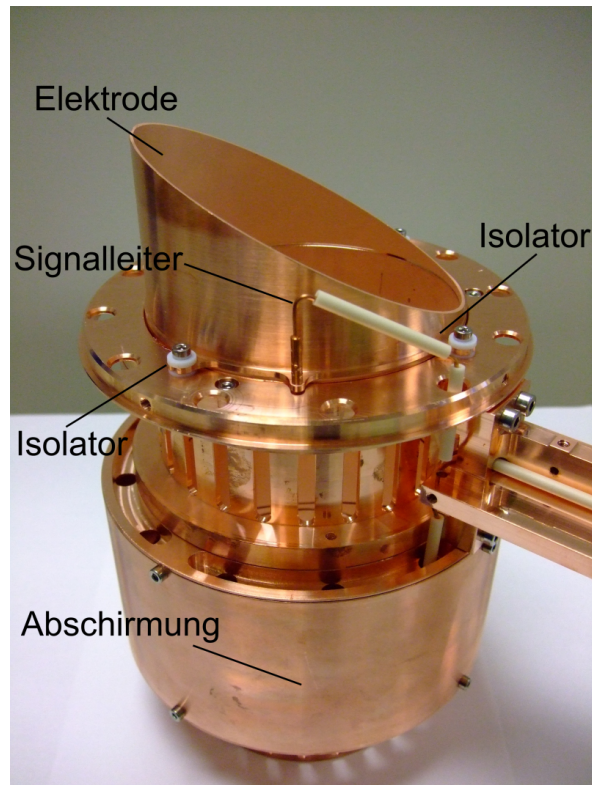


Abbildung 4.29: Teilmontierter Prototyp der CSR-Strahlpositionsmonitors.

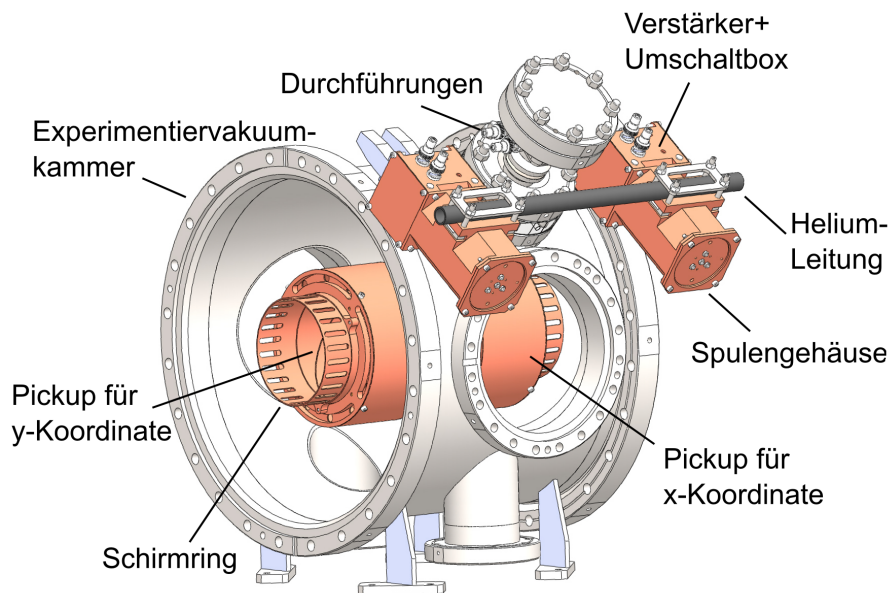


Abbildung 4.30: Modell des CSR-Strahlpositionsmonitors.

4.3.2 Messung des Skalierungsfaktors

Der Skalierungsfaktor der Pickups des Prototypen des CSR-Strahlpositionsmonitors wurde mit dem in Kapitel 4.2.1 vorgestellten Messaufbau gemessen. Dies ist möglich, da es sich bei dem Skalierungsfaktor des Pickups um eine nur von der Geometrie abhängige Größe handelt, wenn, wie bei der Messmethode mit Umschalten der Fall, die Koppelkapazität zwischen den Elektroden keine Rolle spielt. Die gemessenen Verhältnisse $\Delta U/\Sigma U$ wurden mit einer Geraden (vgl. Gleichung (4.66)) gefittet, um auf diese Weise den Skalierungsfaktor als Kehrwert der Geradensteigung sowie die Mittenposition x_0 zu bestimmen. Außerdem wurde die geometrische Mitte des Strahllagemonitors mit den Koordinaten $x_{0,\text{geometrisch}}$ und $y_{0,\text{geometrisch}}$ mit einer geschätzten Genauigkeit von ± 0.2 mm gemessen. Tabelle 4.2 fasst die Messergebnisse zusammen.

Koordinate	k (mm)	$x_0 - x_{0,\text{geometrisch}}$
x	56.8	-0.1 ± 0.2
y	57.0	-0.2 ± 0.2

Tabelle 4.2: Skalierungsfaktor des Pickups für die Bestimmung der x -Koordinate und der y -Koordinate, sowie die Differenzen der geometrischen Mittenposition und der Mittenposition berechnet mit dem linearen Fit.

Die statistischen Fehler, die sich aus der Standardabweichung der Messwerte für $\Delta U/\Sigma U$ ergeben, werden nicht angegeben, da sie auf Grund der großen Anzahl von Einzelmessungen ($N = 100$) sehr klein sind. Die Skalierungsfaktoren für die Pickups zur Messung der x - und der y -Koordinate sollten gleich groß sein, da die Geometrie der beiden Pickups gleich ist. Die gemessenen Skalierungsfaktoren unterscheiden sich allerdings um 0.3 %. Da der Skalierungsfaktor nach Gleichung 4.12 proportional zum Radius der Apertur ist, könnte der Unterschied auf einen tatsächlichen Unterschied der Pickup-Durchmesser hinweisen, der in diesem Fall etwa 0.3 mm betragen müsste. Da die Maßhaltigkeit durch die verwendeten Herstellungsverfahren aber kleiner als 0.1 mm sein sollte, könnte der Unterschied auch auf eine Messungenauigkeit hinweisen, deren Ursache nicht bekannt ist. Eine derartige Messungenauigkeit ist jedoch so klein, dass der entstehende relative Positionsmessfehler von $\Delta x/x = 0.3\%$ vernachlässigbar ist. Die Mittenposition stimmt mit der geometrischen Mittenposition im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Die mit TOSCA berechneten Skalierungsfaktoren in Kapitel 4.1.3 unterscheiden sich von dem gemessenen Skalierungsfaktor, da bei der Berechnung keine der Elektroden kurzgeschlossen war und daher der Faktor $(1 + 2 C_k/C)$ nach Gleichung (4.12) in den Skalierungsfaktor mit eingeht.

4.3.3 Untersuchung von Schaltern auf Kryotauglichkeit und Verwendbarkeit in Schwingkreisen

Zum Wechseln der aktiven Elektrode für das Messschema mit Umschalten werden ebenso wie im TSR-System Schalter benötigt, die auch bei einer Umgebungstemperatur von 10 K eine hohe Lebensdauer in Bezug auf die Zahl der Schaltungen aufweisen.

Elektronische Schalter mit GaAs-FETs, die bei kryogenen Temperaturen funktionieren, existieren (z.B. SW-239), jedoch scheiden sie für den Einsatz in der Umschaltbox aus, da sie, wie eigene Messungen zeigten, im geöffneten Zustand einen zu geringen Widerstand aufweisen und dadurch die Güte des LC-Kreises zu stark bedämpfen⁹. Aus diesem Grund mussten Relais als mechanische Schalter gefunden werden, die bei kryogenen Temperaturen funktionstüchtig sind. Es wurde kein Hersteller gefunden, der für seine Relais eine Kryotauglichkeit garantiert. Bei der Suche wurde daher von Relais ausgegangen, für die bei Raumtemperatur eine möglichst hohe Lebensdauer in Bezug auf die Zahl der Schaltzyklen angegeben ist. Aus diesem Grund schied der in der TSR-Schaltung verwendete Wechsler NAIS TK05 aus, da im Datenblatt eine typische Zahl der Schaltzyklen von 10^5 spezifiziert ist. Geht man von einer Schaltfrequenz von 10 Hz aus, erscheint diese Lebensdauer als zu gering. Die Messungen, die im Folgenden präsentiert werden, zeigen, dass das Relais CRR05 des Herstellers Meder für den Einsatz im CSR geeignet ist.

4.3.3.1 Lebensdauer und Schaltzeit

Das Relais CRR05 ist ein SMD-Bauteil mit kompakten Abmessungen und in zwei Kontaktformen erhältlich. Als Schließer wird der Kontakt dann hergestellt, wenn die Relaispule stromdurchflossen ist (Form 1A). Als Öffner (Form 1B) ist der Kontakt stromlos geschlossen. Beide Typen sind für den Einsatz im CSR von Interesse, da mit Hilfe des Schließers der Kontakt der aktiven Elektrode zur Induktivität erfolgen könnte und mit dem Öffner das Kurzschließen der inaktiven Elektrode. Ein Vortest zur Kryotauglichkeit zeigte jedoch, dass die Öffner-Bauform abgekühlt in flüssigem Stickstoff ihre Funktionsfähigkeit verlor, da der Kontakt im stromlosen Zustand abbrach. Diese Bauform ist daher nicht einsetzbar. Abb. 4.31 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild mit fünf Relais der Kontaktform 1A. Mit dem Relais, das den Kontakt zur Spule herstellt, ist es möglich, von resonantem Betrieb auf nicht-resonanten Betrieb umzuschalten.

Die Komponenten der Verstärkerelektronik müssen eine hohe Ausfallsicherheit besitzen, da das für einen Austausch erforderliche außerplanmäßige Aufwärmen des CSR und der Ausbau der Komponenten extrem zeitaufwändig wäre und zudem hohe Kosten verursachen würde. Um die Lebensdauer eines Exemplares zu überprüfen, wurde ein Relais CRR05-1A auf eine Platine gelötet und mit Hilfe eines Bügels auf den Kaltkopf einer Kryopumpe RPK 800 der Firma Leybold gedrückt. Ein Si-Sensor wurde zur Temperaturmessung auf den Bügel geklemmt. Die Temperatur betrug während des Tests 9.5 K. Die verwendete Schaltung ist in Abbildung 4.32 schematisch dargestellt. Wenn der Relaiskontakt geschlossen ist, liegen über dem Eingang des Oszilloskops 0 V an. Im geöffneten Fall sind es 1 V. Der Schaltstrom wurde mit einem Agilent 33250 A Synthesizer bereitgestellt. Das Relais wurde mit Hilfe einer Rechteckfunktion mit einer Frequenz von 750 Hz und einer Spannung von $U = 500$ mV ($P_0 = 12,5$ mW) etwa 15

⁹In Abbildung 4.31 ist erkennbar, dass ein Schalter im geöffneten Zustand parallel zum LC-Schwingkreis der aktiven Elektrode geschaltet ist und daher Einfluss auf die Güte nehmen kann.

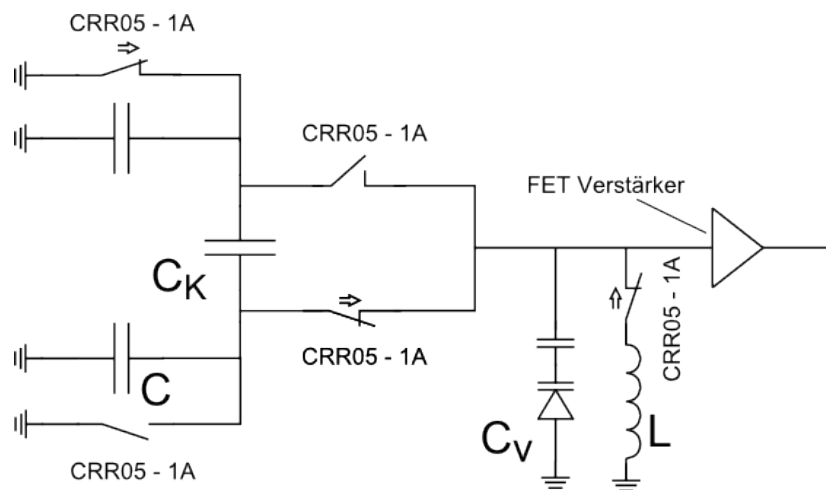


Abbildung 4.31: Schaltbild mit Relais CRR05-1A der Firma Meder.

Tage lang geschaltet. Danach wurde der Test mit dem immer noch funktionstüchtigen Relais abgebrochen. Die Gesamtzahl der durchgeführten Schaltvorgänge betrug etwa $\sim 10^9$. Dies entspricht der im Datenblatt angegebenen Lebensdauer. Da der Test eines einzelnen Exemplares allein nicht aussagekräftig ist, wurden zudem fünf CRR05 Relais auf einer Platine verschaltet und erneut mit 750 Hz ca. 10^8 mal geschaltet. Alle Relais behielten ihre Funktionstüchtigkeit. Im Zuge der in den folgenden Abschnitten dargestellten Untersuchungen wurde der Relaisstyp mehreren Abkühl- und Aufwärmzyklen unterworfen. Drei Relais behielten dabei nach 11 Zyklen ihre Funktionstüchtigkeit. Ein Relais wies nach fünf und ein weiteres Relais nach sechs Abkühlzyklen einen Defekt auf. Bei den beiden defekten Relais konnte jeweils ein unterbrochener Kontakt zur Spule festgestellt werden, mit der das Magnetfeld zur Schaltung erzeugt wird. Dieser Defekt trat jeweils direkt nach dem Abkühlen auf, und es wird daher vermutet, dass es durch thermische Kontraktion zu der Unterbrechung kam. Der Defekt der Relais war reversibel und bei Raumtemperatur bestand die Funktionstüchtigkeit wieder. Da bei keinem Relais ein Defekt der Schalterstrecke auftrat, wird dennoch davon ausgegangen, dass die Relais für die Verwendbarkeit im CSR geeignet sind. Die Umschalbox sollte jedoch in jedem Fall vor dem Einbau in den CSR in flüssigem Stickstoff auf Funktionstüchtigkeit getestet werden. Um die Ausfallsicherheit zu erhöhen könnten die Relais vor jedem neuen Abkühlzyklus ersetzt werden, außerdem könnten jeweils zwei Relais parallel geschaltet werden, um so eine Redundanz zu erreichen.

Messung der Schaltzeit Eine weitere wichtige Größe der Relais ist die Schaltzeit. Dies ist die Zeit zwischen dem Einschalten des Schaltstromes bis zum entgültigen Kontakt. Dazwischen kann es zu sogenanntem Prellen kommen, bei dem der Schalter auf und zu geht. Dieses Prellen wurde mit einem Messaufbau gemessen, der in Abbildung 4.32 (oben) dargestellt ist. Ist der Kontakt geöffnet, dann liegt die Gleichspannung U am Eingang des Oszilloskops an. Bei geschlossenem Kontakt ist der Eingang kurzge-

geschlossen. Der Widerstand R dient der Vermeidung eines Kurzschließens der Gleichstromquelle bei geschlossenem Kontakt. Abbildung 4.32 (unten) zeigt das Ergebnis. Nach dem Schalten des Relais ist für ca. 0.4 ms das Prellen des Relais zu sehen. Für die Positionsmessungen ist dies unkritisch, da als Schaltzeit inklusive Prellen 5 ms als ausreichend erachtet werden.

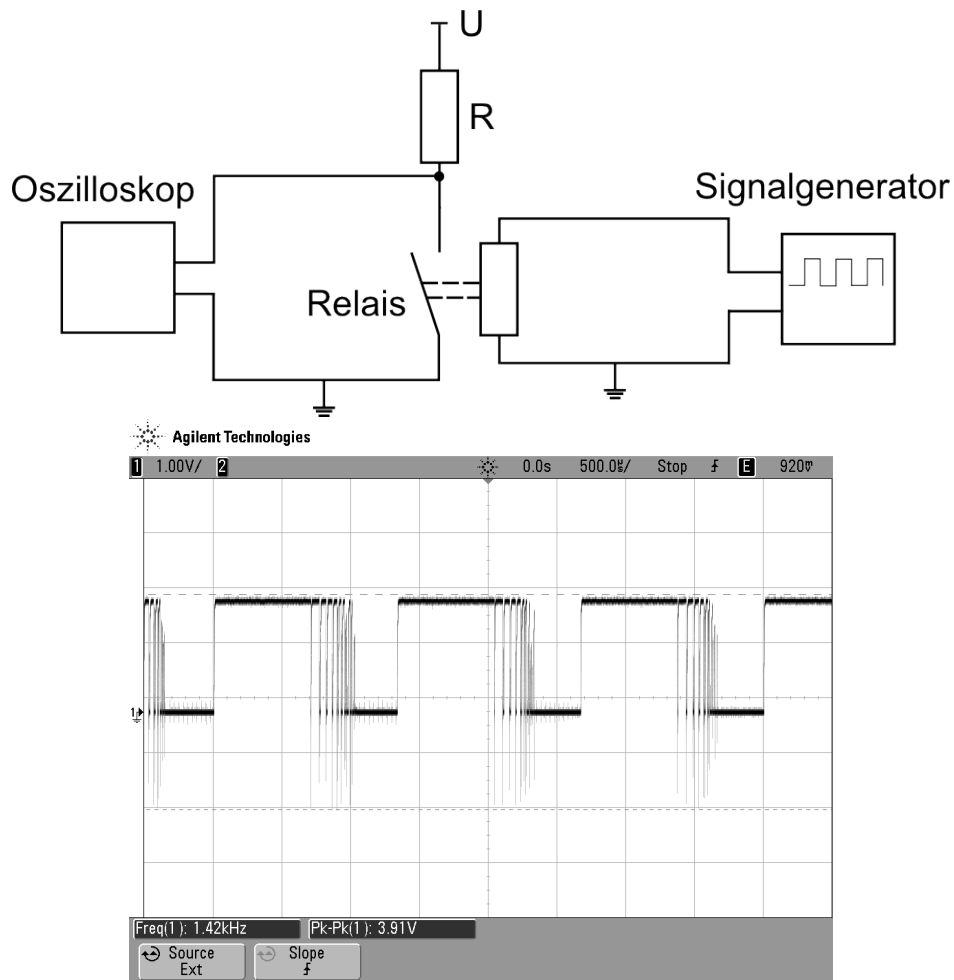


Abbildung 4.32: Schaltbild des Prellentests des Relais (obere Abbildung). Auf dem Oszilloskop (untere Abbildung) ist deutlich das Prellen des Relais zu sehen.

4.3.3.2 Leistungsaufnahme

Neben einer hohen Lebensdauer ist eine kleine Schaltleistung wichtig, um die Wärmelast auf das Kryosystem des CSR gering zu halten. In Abbildung 4.31 ist zu erkennen, dass von den fünf Relais im resonanten Betrieb dasjenige Relais dauerhaft geschaltet ist, das den Kontakt zur Spule herstellt. Auf diese Weise müssen jeweils zwei Relais aktiv geschaltet werden, während an den anderen beiden zur selben Zeit keine Leistung dissipiert wird. Das getestete Relais besitzt einen Spulenwiderstand von 150Ω

bei Raumtemperatur und damit einen Nennstrom von 33.3 mA sowie eine Nennleistung von 167 mW. Bei einer Temperatur von 9.5 K beträgt der Spulenwiderstand des getesteten Exemplares ca. 20Ω . Die Nennleistung beträgt daher $P_0 = 22$ mW. Der Haltestrom des getesteten Exemplares beträgt 20 mA. Dies entspricht einer Leistung von $P_0 = 8$ mW. Es wird erwartet, dass die Leistung, die im Betrieb nötig ist, zwischen diesen ermittelten Werten liegt. Da vier der Relais nicht während der gesamten Messzeit geschaltet bleiben, ist die zeitlich gemittelte Leistung von Bedeutung. Sie ist allgemein gegeben durch:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{t_{\text{mess}}} \int_0^{t_{\text{mess}}} P_0 dt. \quad (4.78)$$

In diesem speziellen Fall ist

$$\langle P \rangle = \frac{t_{\text{an}}}{t_{\text{mess}}} P_0. \quad (4.79)$$

Für eine Abschätzung der mittleren Leistung kann von einer Messperiode von 100 ms ausgegangen werden, innerhalb derer alle vier Relais jeweils für $t_{\text{an}} = 20$ ms geschaltet sind. Diese Zeit t_{an} beinhaltet die eigentliche Messzeit, sowie die Zeit, die für das Schließen des Relais, sowie das Einschwingen des Schwingkreises berücksichtigt werden muss. Für einen Schaltstrom von 25 mA beträgt die Leistung $P_0 = 12.5$ mW. Die zeitlich gemittelte Leistung pro Relais beträgt $\langle P \rangle = 2.5$ mW. Man erhält so für alle vier Relais eine zeitlich gemittelte Leistung von 10 mW und eine mittlere Leistung von 120 mW für alle sechs Strahllagemonitore. Hinzu kommt der Strom für die permanent geschalteten Relais zum Zuschalten der Spule, so dass insgesamt eine Leistung von 270 mW bei einem Schaltstrom von 25 mA dissipiert wird.

4.3.3.3 Messung des Widerstandes

Der Wechselstromwiderstand R_s der Schalterstrecke des Relais beeinflusst direkt die Güte des Schwingkreises. Aus diesem Grund wurde dieser mit einem Netzwerkanalysator (Bode Analyzer) gemessen, wobei das Relais dazu ebenfalls auf den Kaltkopf geklemmt wurde. Der Widerstand R_s und der Eingangswiderstand R (50Ω) des Netzwerkanalysators stellen einen Spannungsteiler dar (s. Abbildung 4.33). Mit dem Netzwerkanalysator wird das Verhältnis der Eingangsspannung zur Ausgangsspannung gemessen. Aus dieser Einfügedämpfung kann dann der Widerstand R_s berechnet werden.

Der Widerstand der Zuleitungen wurde durch eine Kalibration berücksichtigt. Die Messungen umfassten jeweils 51 Messpunkte in einem Frequenzbereich von 100 kHz bis 1 MHz. Die Messauflösung betrug 10 Hz und aus der Anzahl der Messpunkte ergibt sich eine Sweepzeit von einigen Sekunden. Bei 20 mA, dem minimalen eingestellten Strom, änderte sich scheinbar der Widerstand innerhalb einer Sweepzeit. Dies war daran zu erkennen, dass bei jedem neuen Sweep die Dämpfung etwas stärker war als bei

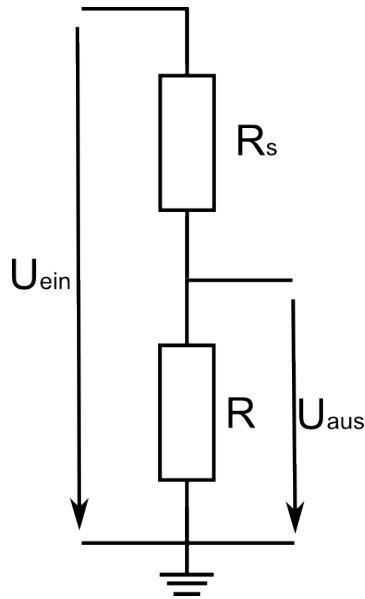


Abbildung 4.33: Spannungsteiler aus Schalterwiderstand und Eingangswiderstand des Netzwerkanalysators.

dem Sweep zuvor. Für dieses Verhalten könnten zwei Umstände verantwortlich sein: Die stromdurchflossene Spule erhitzt sich und ihr Widerstand steigt. Da das Netzgerät (Hameg HM7042-5) spannungs- und nicht stromstabil arbeitete, wird der Spulenstrom und daher die Anpresskraft kleiner, der Kontaktwiderstand wird größer. Ferner könnte Wärme von der Spule zum Kontakt fließen und diesen erwärmen, was ebenfalls zu einer Erhöhung des Widerstandes führen würde. Eine Messung mit 33 mA, bei der praktisch keine Änderung des Widerstandes messbar war, weist darauf hin, dass der Grund der abnehmende Spulenstrom ist und nicht der sich erwärmende Kontakt. Dies wurde verifiziert, indem das Netzgerät stromstabil betrieben wurde.

Durch den sogenannten Skineffekt [41] erhält der Widerstand des Relais eine Frequenzabhängigkeit. Der Skineffekt bezeichnet die Verdrängung eines Wechselstromes in die Oberfläche des Leiters. Diese Verdrängung kommt durch das magnetische Wechselfeld zustande, das durch das elektrische Wechselfeld erzeugt wird. Durch den Skineffekt steht für einen Wechselstrom nicht der gesamte Leiterquerschnitt zur Verfügung. Für die Frequenzabhängigkeit des Widerstandes wurde daher folgendes Modell verwendet, in dem sich der Schalter im geschlossenen Zustand wie ein Stück Draht mit einer Länge l und einem Radius r verhält:

$$R_s = \frac{l}{\kappa 2 \pi r \delta} + R_0. \quad (4.80)$$

Der erste Term stellt den Widerstand unter Berücksichtigung des Skineffektes dar. Der zweite Term R_0 ist der frequenzunabhängige Anteil. Die Skintiefe δ gibt an, wie tief der Strom in den Leiter eindringt:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu_0 f}}. \quad (4.81)$$

ρ bezeichnet den spezifischen Widerstand des Leitermaterials und f die Wechsel-
frequenz.

Aus einer Schätzung für die Material- bzw. Schalterparameter folgt ein Startwert für
die Fits der Gleichung (4.80) an die gemessenen Daten $R_s(f)$ (siehe Abbildung 4.34).
Für jede Fitfunktion wurde dann der Widerstand bei 200 kHz und 400 kHz berechnet.
In Tabelle 4.4 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen von jeweils 15 Einzel-
messungen zusammengefasst:

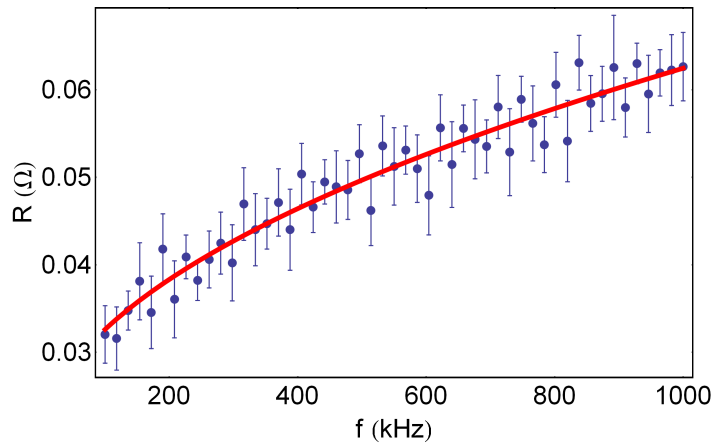


Abbildung 4.34: Fit der Funktion aus Gleichung (4.80) an eine Einzelmessung für $I = 25$ mA (stromstabil). Die Fehler entsprechen jeweils der Standardabweichung berechnet aus 15 Einzelmessungen.

I (mA)	$R(f = 200 \text{ kHz})$	$R(f = 400 \text{ kHz})$
25	$(40 \pm 0.5) \text{ m}\Omega$	$(50 \pm 0.7) \text{ m}\Omega$
33	$(29 \pm 0.5) \text{ m}\Omega$	$(40 \pm 0.8) \text{ m}\Omega$

Tabelle 4.3: Messung des Widerstandes des Relais CRR05. Das Netzgerät (Hameg 7042-5) wurde spannungsstabil betrieben.

I (mA)	$R(f = 200 \text{ kHz})$	$R(f = 400 \text{ kHz})$
20	$(56 \pm 0.7) \text{ m}\Omega$	$(66 \pm 1) \text{ m}\Omega$
25	$(38 \pm 0.5) \text{ m}\Omega$	$(46 \pm 0.6) \text{ m}\Omega$
33	$(28 \pm 0.5) \text{ m}\Omega$	$(38 \pm 0.6) \text{ m}\Omega$

Tabelle 4.4: Messung des Widerstandes des Relais CRR05. Das Netzgerät (Hameg 7042-5) wurde stromstabil betrieben.

Die Widerstände der Messung mit spannungsstabilem Netzteil wurden bestimmt, indem die Spannung so eingestellt wurde, dass der gewünschte Strom fließt und kurz danach die Messung (1 Sweep) ausgeführt wurde. Während dieses Sweeps nahm der Strom ab. Nach der Messung wurde der Strom wieder abgestellt und ca. 1 min gewartet. Vergleicht man die Ergebnisse aus der strom- und der spannungsstabilen Messung, fällt auf, dass die Widerstände bei gleichem Strom innerhalb der Fehlergrenzen (2σ) übereinstimmen. Die Mittelwerte für die spannungsstabilen Messungen sind jedoch etwas kleiner als die korrespondierenden der stromstabilen Messung. Dies wird darauf zurückgeführt, dass sich der Kontaktstrom und damit die Kontaktkraft während des Frequenzdurchlaufs ändert. Für den Messbetrieb erscheint ein Schaltstrom von 25 mA sinnvoll. Da bei Betrieb nur ca. 20 % der Spitzenleistung dissipiert werden, wird angenommen, dass es auch im spannungsstabilen Betrieb möglich ist, einen sehr stabilen Kontaktwiderstand zu erreichen. Da die Spannungen zentral am CSR zur Verfügung werden müssen und dann zu den einzelnen Pickups über mehrere Meter verteilt werden, wird dennoch eine stromstabile Einstellung bevorzugt. Aus diesem Grund sind U/I-Wandler eigens für diesen Zweck entwickelt worden [62].

4.3.4 Untersuchungen zur Messelektronik für die CSR-Strahllagemonitore

4.3.4.1 Festlegung der Messfrequenz

In Kapitel 4.1.4.5 wurde dargestellt, dass die Messfrequenz für ein Ion mit einer bestimmten Masse, Ladung und Energie nur auf ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz festliegt. Durch das Erzeugen unterschiedlicher Anzahlen von Bunchen im Ring kann der Bereich der Messfrequenzen geeignet eingeschränkt werden, allerdings sollte für die Vergleichbarkeit zwischen Drahtmessung und Messung mit Ionenstrahl die Zahl der Bunche nicht zu hoch sein. Als Kompromiss wird festgelegt, dass die größte Frequenz bei der das Positionsmesssystem resonant betrieben werden kann, 460 kHz betragen soll. Dies ist etwas mehr als die doppelte Umlauffrequenz von Protonen mit einer Energie von 300 keV ($f_0 = 217$ kHz). Diese Wahl führt zu einem Messfrequenzbereich, der durch Verstimmen des Resonanzkreises mit Hilfe zweier Kapazitätsdioden gut zugänglich ist, wie die in den folgenden Abschnitten dargestellten Untersuchungen zeigen.

In Abbildung 4.35 ist für einfach geladene Ionen und Energien von 20 keV (blau) und 300 keV (rot) abhängig von der Masse die höchste wählbare Messfrequenz kleiner 460 kHz dargestellt (oben). Der untere Plot in derselben Abbildung zeigt die Anzahl h der Bunche im Ring, die für das Einstellen der Messfrequenz erforderlich ist.

Die untere Grenze des Messfrequenzbereiches wird durch die dreifache ($h = 3$) Umlauffrequenz von einfach geladenen Ionen mit der Massezahl $A = 3$ mit einer Energie von 300 keV festgelegt. Diese Umlauffrequenz von z.B. H_3^+ beträgt ca. 372 kHz. Es sei bemerkt, dass für die Ionen insbesondere großer Massen natürlich nicht stets die

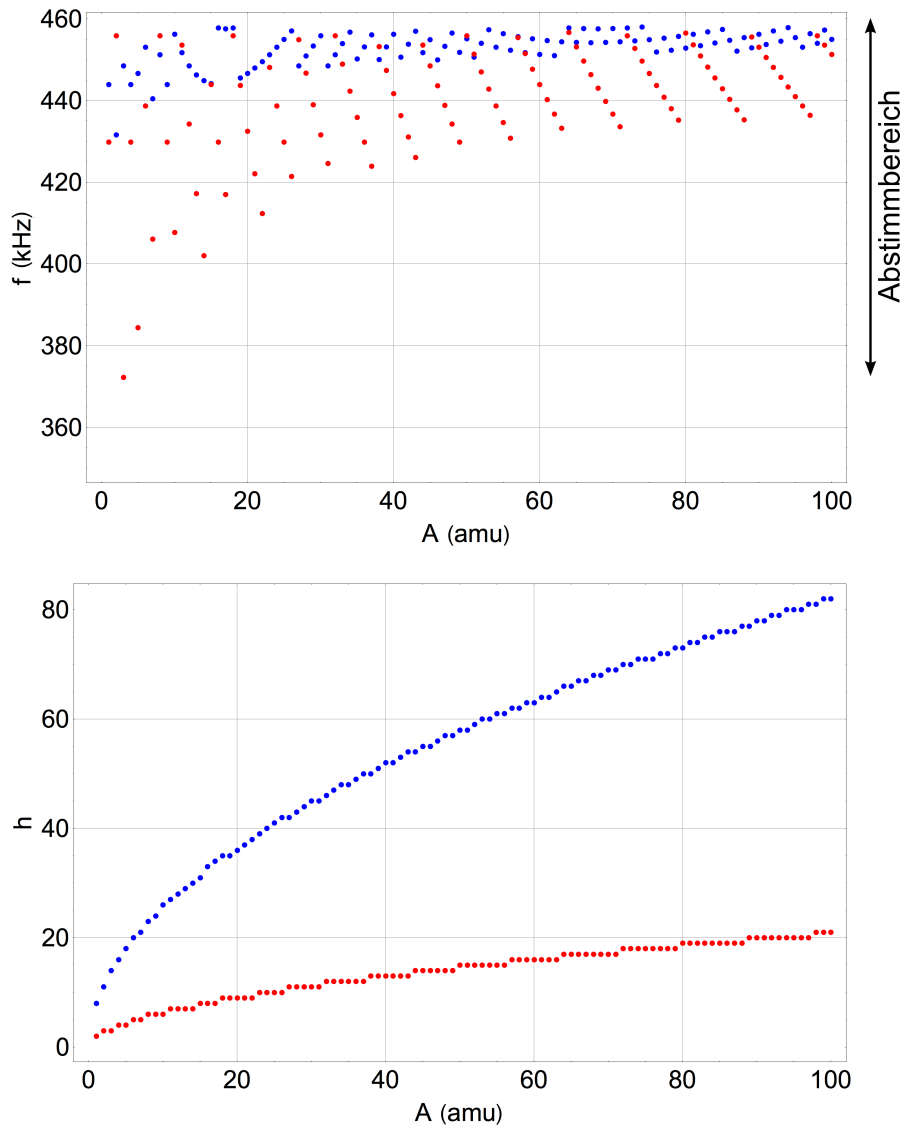


Abbildung 4.35: Obere Abbildung: Berechnete Messfrequenzen zur Bestimmung des Abstimmbereiches (rot: $E = 300$ keV, blau: $E = 20$ keV, einfach geladene Ionen). Untere Abbildung: Für das Erreichen des Abstimmbereiches erforderliche Anzahl h Bunche im Speicherring.

höchste Messfrequenz kleiner 460 kHz gewählt werden muss. Um beispielsweise mit einer möglichst geringen Anzahl von Bunchen im Ring zu messen, kann die HF-Frequenz auch so eingestellt werden, dass die Messfrequenz nahe der unteren Grenzfrequenz des zugänglichen Messfrequenzbereiches liegt.

4.3.4.2 Herstellung einer Induktivität

Bauteil	Kapazität (pF)	Quelle
Pickup-Elektrode (inkl. C_k)	60	LCR-Meter
Kabel (Länge 14 cm)	12	LCR-Meter
Umschaltbox - Platine	7	LCR-Meter
Verstärker	4,5	resonante Messung
Kapazitätsdioden (2 Stk.) bei $U_{C_V} = 20$ V	10	resonante Messung
Eigenkapazität	7	Schätzung

Tabelle 4.5: Kapazitätsbudget für die CSR-Pickups. Die angegebene Kapazität für die Pickup-Elektrode beinhaltet die Kapazität der Signalführung innerhalb der Experimentiervakuumkammer bis zur Durchführung und die Kapazität der Durchführung selbst.

Damit die Pickup-Signale resonant gemessen werden können, wird eine Spule parallel zu den Pickup-Elektroden verwendet (vgl. Abbildung 4.31). In diesem Kapitel wird die Herstellung dieser Induktivität beschrieben. Die Größe der Induktivität hängt von der gewünschten Eigenfrequenz des Schwingkreises und der Gesamtkapazität ab. In Tabelle 4.5 sind die Kapazitäten der einzelnen zur Gesamtkapazität beitragenden Komponenten für einen CSR-Pickup aufgelistet. Die Messung der Kapazität der Pickup-Elektrode wurde mit einem LCR-Meter durchgeführt, wobei die gegenüberliegende Elektrode kurzgeschlossen wurde. Dies entspricht der Schaltung für das Messschema mit Umschalten. Die Kapazität ist daher die Summe der eigentlichen Kapazität der Elektrode gegen Masse und der Koppelkapazität zur gegenüberliegenden Elektrode. Die Gesamtkapazität beträgt ca. 100 pF. Daher wird eine Induktivität von 1.16 mH hergestellt. Die Induktivität für den CSR-Pickup wird ebenso wie die Induktivität für die TSR-Messungen (s. Kapitel 4.2.1.4) durch eine Zylinderspule auf einem Teflonkörper gebildet. Der Durchmesser des Gehäuses zur Abschirmung muss einerseits groß genug gewählt werden, so dass auf den Spulenkörper ein möglichst dicker Draht gewickelt werden kann, um eine hohe Güte zu erreichen. Andererseits sollte das Schirmgehäuse nicht zu groß sein. Die Dimensionierung wurde nach dem in Kapitel 4.2.1.4 vorgestellten Formalismus vorgenommen. Es wurde ein Gehäusedurchmesser von $D_R = 65$ mm gewählt. Die Innenlänge des Resonators beträgt daher $L_R = 86.1$ mm. Die Länge des Spulenkörpers beträgt $l_S = 53.6$ mm mit einem Durchmesser von $d_S = 35.8$ mm.

Jede Windung besitzt bezüglich ihrer Nachbarwindung eine Kapazität, die sich zu einer Eigenkapazität C_S der Spule aufaddiert. Um die erforderliche Wicklungszahl auf den Spulenkörper zu bringen, müssen die Windungen in zwei Lagen auf den Spulenkörper

gewickelt werden. Dies vergrößert die Eigenkapazität, da nun auch die Kapazität zwischen Windungen verschiedener Lagen hinzukommt. Die Eigenkapazität sollte aber so gering wie möglich sein, da nach Gleichung (4.34) die Gesamtgüte des Schwingkreises umso kleiner ist, je größer die Gesamtkapazität. Dies gilt für den Fall, dass die Verluste des gesamten Schwingkreises mit Verstärker, Umschaltbox und Kapazitätsdioden im wesentlichen durch die ohmschen Verluste in der Spule bestimmt werden. Um eine möglichst kleine Eigenkapazität zu erreichen, wurde bei der Wicklung der Spule auf die sogenannte Kammerwicklung zurückgegriffen [63], die die Eigenkapazität einer mehrlagigen Spule deutlich verringert. Dieses Wicklungsprinzip ist in Abbildung 4.36 verdeutlicht.

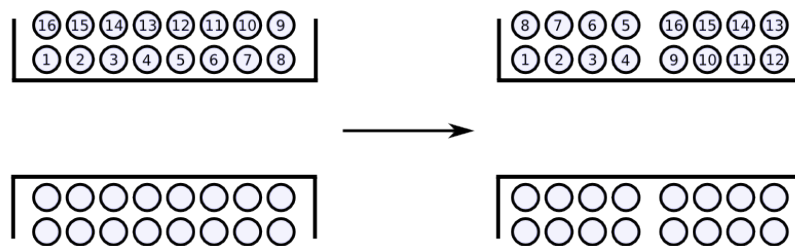


Abbildung 4.36: Zweilagige Spule ohne Kammerwicklung (links) und mit Kammerwicklung (rechts). Die Technik der Kammerwicklung führt zu einer Reduktion der Eigenkapazität.

Für die Spule wurde Teflon-isolierter Kupferdraht der Firma Omega Newport mit einem Leiterdurchmesser von 0.25 mm verwendet. Die Teflonisolierung besitzt eine Stärke von $80 \mu\text{m}$. Die Windungen wurden in zwei Lagen in insgesamt drei Kammern auf den Spulenkörper gewickelt. Zwischen jeder Wicklungslage befinden sich 10 Lagen Teflonband mit einer Stärke von je 0.1 mm. Nach Gleichung (4.54) muss die Wicklungszahl der Spule $n = 296$ betragen, um die gewünschte Induktivität zu erreichen. Es wurde jedoch festgestellt, dass die tatsächliche Induktivität etwa 12% größer ist. Für die gewünschte Induktivität wurde daher eine Spule mit $n = 280$ Windungen hergestellt, die zusammen mit dem Resonator die gewünschte Induktivität besitzt. Die Induktivität wurde mit der Methode der Verschiebung der Resonanzfrequenz mit einer bekannten Kapazität bestimmt. Die ermittelte Eigenkapazität der Spule mit Gehäuse beträgt $C_s = 7.3 \text{ pF}$.

Verlustmechanismen in Spulen aus Kupferdraht Im Folgenden werden die Verlustmechanismen und die für eine theoretische Berechnung des Verlustwiderstandes R_L herangezogenen Gleichungen kurz erläutert. Die Gleichungen sind der Diplomarbeit von H. Kracke entnommen [64] und werden dort ausführlich behandelt.

Der Verlustwiderstand R_L (vgl. Gleichung (4.34)) wird durch drei Verlustmechanismen bestimmt. Es treten ohmsche Verluste im Spulendraht auf, die mit R_{Spule} bezeichnet werden. Auch der Kupferschirm bietet dem Strom einen Widerstand $R_{\text{Resonator}}$. Außerdem treten dielektrische Verluste im Isoliermaterial des Spulendrahtes auf, die mit

einem Widerstand $R_{\text{Dielektrikum}}$ beschrieben werden können. Der Verlustwiderstand berechnet sich also zu:

$$R_L = R_{\text{Spule}} + R_{\text{Resonator}} + R_{\text{Dielektrikum}}. \quad (4.82)$$

Dielektrische Verluste entstehen in Isolatormaterial durch Umpolarisierung und durch den endlichen Widerstand des Isolatormaterials. In [64] wurde dargelegt, dass dielektrische Verluste in Spulen aus Kupferdraht mit Kupferresonator mit einer Induktivität in der für den CSR-Strahlmonitor benötigten Größenordnung nur einen verschwindend geringen Anteil an den Gesamtverlusten ausmachen. Dieser Verlustmechanismus wird daher bei der Betrachtung der Spulenverluste vernachlässigt.

Der Spulenwiderstand unter Berücksichtigung des Skineffekts ist gegeben durch:

$$R_{\text{Spule}} = \frac{\rho l}{2\pi r \delta}, \quad (4.83)$$

wobei ρ der temperaturabhängige spezifische Widerstand des Leitermaterials ist. l bezeichnet die Länge des Drahtes und r den Radius des Leiters. Die Größe δ ist die Skintiefe (vgl. Gleichung (4.81)).

In der Spule liegen die einzelnen Windungen nah beieinander. Durch Verdrängung durch das Magnetfeld der angrenzenden Leiter kommt es zu einer weiteren Reduktion des für die Wechselstromleitung zugänglichen Leiterquerschnittes durch das Magnetfeld benachbarter Windungen. Dieser Proximity-Effekt findet durch folgenden Faktor Berücksichtigung, um den sich der Widerstand aus Gleichung (4.83) vergrößert [41]:

$$k = 1/\sqrt{1 - \frac{4r^2}{s^2}}. \quad (4.84)$$

s ist hierbei der Abstand zwischen den Spulendrahtmitten zweier benachbarter Windungen.

Ursache für Verluste im Resonator sind induzierte Ströme, denen im Resonatormaterial ein Widerstand entgegengesetzt wird. Über die Transformatorgleichung erhält man folgende Gleichung für den Verlustwiderstand des Resonators [64]:

$$R_{\text{Resonator}} = \frac{\rho\pi D_R}{L_R \delta} \left(\frac{d_S}{D_R} \right)^2 n^2. \quad (4.85)$$

L_R und D_R bezeichnen die Länge und den Durchmesser des Schirmgehäuses. d_S ist der Durchmesser des Spulenkörpers.

Messung der freien Güte der Spule Da eine Spule neben der Induktivität auch eine Eigenkapazität besitzt, bildet die Spule für sich genommen einen Schwingkreis, dessen Güte mit Hilfe eines Netzwerkanalysators gemessen werden kann. Hierfür wird das Signal kapazitiv ein- und ausgekoppelt. Abbildung 4.37 zeigt das Ersatzschaltbild für die Messung der freien Güte. Die Ein- und die Auskoppelkapazitäten C_i und C_o ergeben sich technisch durch den Abstand des Ein- und Auskoppelleiters von der Spule. Sie können daher beide nur schwer quantifiziert werden und müssen einerseits beide so klein sein, dass sie die Eigenschaften des Schwingkreises nicht bedämpfen, andererseits muss für die Messung genügend Signal übergekoppelt werden.

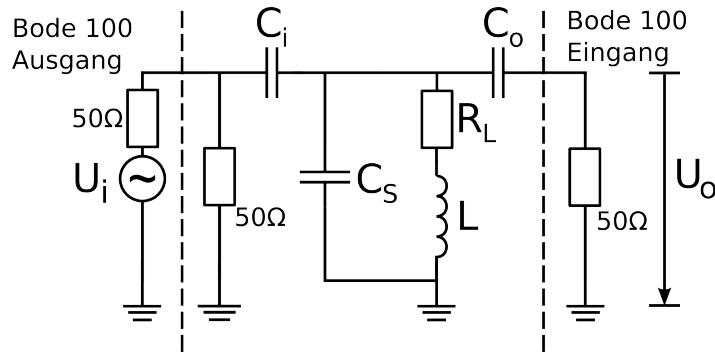


Abbildung 4.37: Ersatzschaltbild zur Messung der freien Güte der Spule.

Zur Bestimmung der Güte wurde folgende Funktion an die gemessenen Resonanzkurven angepasst:

$$U(f) = \left| \frac{U_0 Q_L i f / f_{\text{res}}}{1 + i Q_L f / f_{\text{res}} - f^2 / f_{\text{res}}^2} \right|. \quad (4.86)$$

Diese beschreibt die Ausgangsspannung als Funktion der Frequenz (vgl. Gleichung (4.39)). Die Güte betrug $Q_L = 1239$ bei einer Eigenfrequenz von $f_{\text{res}} = 1.728$ MHz. Die Temperatur des Schirmgehäuses betrug 20 K. Aus der Güte lässt sich der Verlustwiderstand R_L berechnen zu: $R_L = 10.1 \Omega$.

Die beschriebenen Verluste R_{Spule} und $R_{\text{Resonator}}$ sind proportional zu den spezifischen Widerständen ρ_{Spule} und $\rho_{\text{Resonator}}$ des Spulendraht- und des Resonatormaterials Kupfer bei 20 K. Diese hängen insbesondere bei dieser tiefen Temperatur von der speziellen Beschaffenheit des Materials, wie z. B. seiner Reinheit ab und sind daher nicht genau bekannt. Kupfer besitzt bei Raumtemperatur im Idealfall einen spezifischen Widerstand von $\rho_{T=293\text{K}} = 1.69205 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ [65]. Beim Abkühlen auf 20 K sinkt der Widerstand um das Verhältnis RRR (Residual Resistivity Ratio): $\text{RRR} = \rho_{T=293\text{K}} / \rho_{T=20\text{K}}$.

Mit Hilfe der Gleichungen (4.83) und (4.85) wird das RRR für den Resonator mit Spule berechnet. Dabei wird davon ausgegangen, dass diese Größe RRR für beide Teile gleich ist. Demnach ist $R_L \propto 1/\sqrt{\text{RRR}}$, da der spezifische Widerstand auch die Skintiefe beeinflusst. Auf diese Weise erhält man ein Widerstandsverhältnis von $\text{RRR} = 14$.

Dieser Wert ist ungewöhnlich klein, z.B. wurde für das Widerstandsverhältnis eines Kupferdrahtes von Omega Newport ein Wert von $\rho_{T=293\text{K}}/\rho_{T=4\text{K}} = 66$ gemessen [64].

Es ist möglich, dass tatsächlich ein größeres Widerstandsverhältnis vorliegt, und stattdessen die Ursache in einem vergrößerten Widerstand des Kupferresonators liegt. Für die Berechnung des Widerstandes nach Gleichung (4.85) wurde nämlich angenommen, dass der Strom einen Weg πD_R auf dem Umfang des Resonators zurücklegt. Für ein Widerstandsverhältnis von $\text{RRR}_{\text{theo}} = 100$ ist die Skintiefe bei der Eigenfrequenz der Spule aber $\delta = 5 \mu\text{m}$, d.h. durch eine Rauigkeit in dieser Größenordnung könnte der Stromweg effektiv vergrößert werden. Die Oberflächenbeschaffenheit des Resonators spielt daher eine große Rolle. Es ist weiterhin möglich, dass durch die kapazitive Einkopplung eine zu starke Beeinflussung des Schwingkreises stattgefunden hat.

4.3.4.3 Kryogener Signalverstärker

In Kapitel 4.2.1.3 wurde der Verstärker beschrieben, der für die Positionsmessungen am TSR entwickelt wurde. Für den Einsatz am CSR eignet sich dieser Verstärker nicht, denn die eingesetzten FETs sind dotierte Silizium-Halbleiter, und diese sind bei einer Temperatur von 10 K nicht funktionsfähig. Dies liegt daran, dass insbesondere bei tiefen Temperaturen in Halbleitern Störstellenleitung vorliegt, d.h. die Konzentration der freien Ladungsträger wird im wesentlichen durch den Beitrag der Dotierung bestimmt. Die Ionisierungsenergie der Dotierungsatome liegt bei Si-Halbleitern bei etwa 40 meV [43], und unterhalb einer Temperatur von etwa 70 K kommt die Störstellenleitung zum Erliegen.

Für den CSR-Strahlpositionsmonitor wird stattdessen ein Verstärker (Ultra Low Noise Amplifier, ULNA) verwendet, der von S. Sturm [66] für die Verstärkung des Signales hervorgerufen durch die axiale Bewegung eines Ions in einer Penningfalle entwickelt wurde. In diesem Verstärker werden GaAs-FETs eingesetzt, die auf Grund der niedrigen Ionisierungsenergie der Dotieratome auch bei einer Temperatur von 4 K noch einsatzfähig sind. Abbildung 4.38 zeigt die Verstärkereingangsstufe schematisch. Die Signaleinkopplung erfolgt über einen Kondensator. Die Eingangsstufe ist eine Kaskodenschaltung. Eine Sourcefolgerschaltung dient der Impedanzanpassung auf eine 50 Ω -Leitung. Zur Einstellung der Resonanzfrequenz befinden sich zwei Kapazitätsdioden vom Typ MA46H206 mit der dazugehörigen Vorschaltung auf der Verstärkerplatine. Zum Betrieb des Verstärkers werden die Drainspannung U_D und die Spannung des Gates des Eingangs-FET (U_G) eingestellt. Durch diese Spannungen wird der Arbeitspunkt des Verstärkers definiert, der prinzipiell temperaturabhängig ist.

Die im Folgenden beschriebenen Messungen der Spannungsverstärkung des ULNA als Funktion der Gatespannung bei zwei unterschiedlichen Drainspannungen wurden bei einer Temperatur von ca. 20 K durchgeführt. Für die Messungen wurde der Netzwerkanalysator Bode-100 verwendet. Der Eingang des ULNA wurde für die Messung der Spannungsverstärkung mit 50 Ω abgeschlossen. Ebenso wurde mit dem Eingang des Netzwerkanalysators verfahren, da die zweite Verstärkerstufe im späteren Betrieb

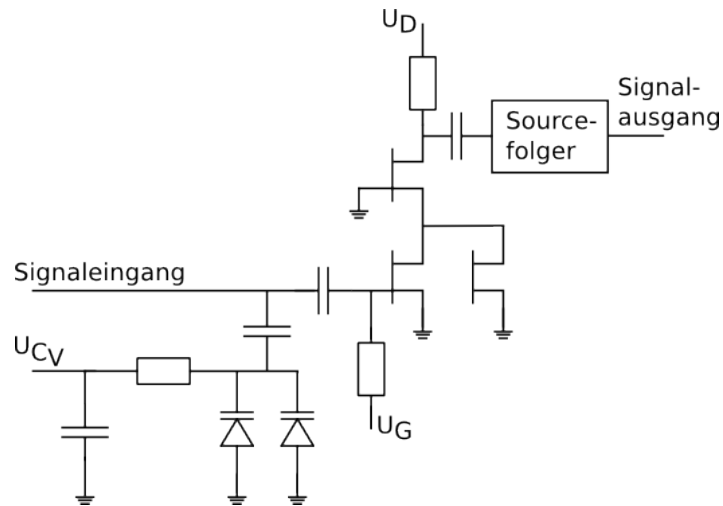


Abbildung 4.38: Schematisches Schaltbild des Ultra-Low-Noise-Verstärkers (ULNA) [66].

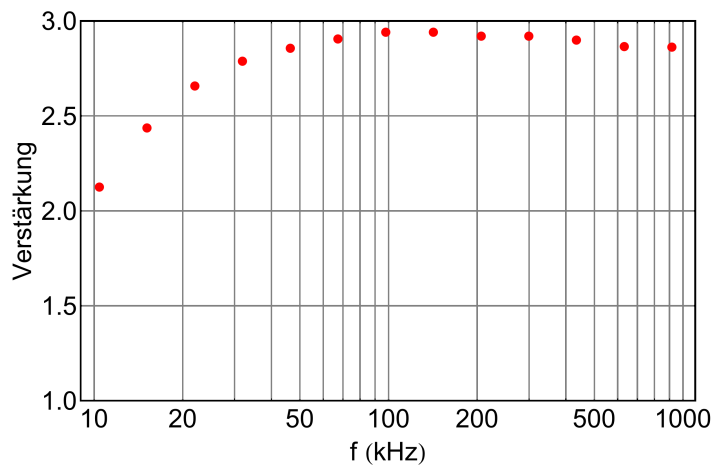


Abbildung 4.39: Frequenzgang des ULNA mit einer Drainspannung von $U_D = 3 \text{ V}$ und einer Gatespannung von $U_G = 0.59 \text{ V}$.

im CSR einen entsprechenden Eingangswiderstand haben wird. Die eingekoppelte Leistung betrug -37 dBm. Abbildung 4.39 zeigt den Frequenzgang des ULNA in dem für die CSR Positions-Pickups relevanten Frequenzbereich. Oberhalb von 100 kHz ist der Frequenzgang relativ flach. Der Abfall in dem für nicht-resonante Messungen zugänglichen Frequenzbereich für Frequenzen kleiner 100 kHz wird durch den Einkoppelkondensator hervorgerufen.

Die Abbildung 4.40 zeigt die Messungen der Verstärkung als Funktion der Gatespannung bei der Drainspannung $U_D = 3$ V und einer Messfrequenz von 437 kHz. Bei jeder Gatespannung wurde außerdem der Drainstrom I_D gemessen, aus dem sich die Leistung, die der Verstärker dissipiert, mit der Gleichung $P_{\text{Verstärker}} = U_D \cdot I_D$ berechnen lässt.

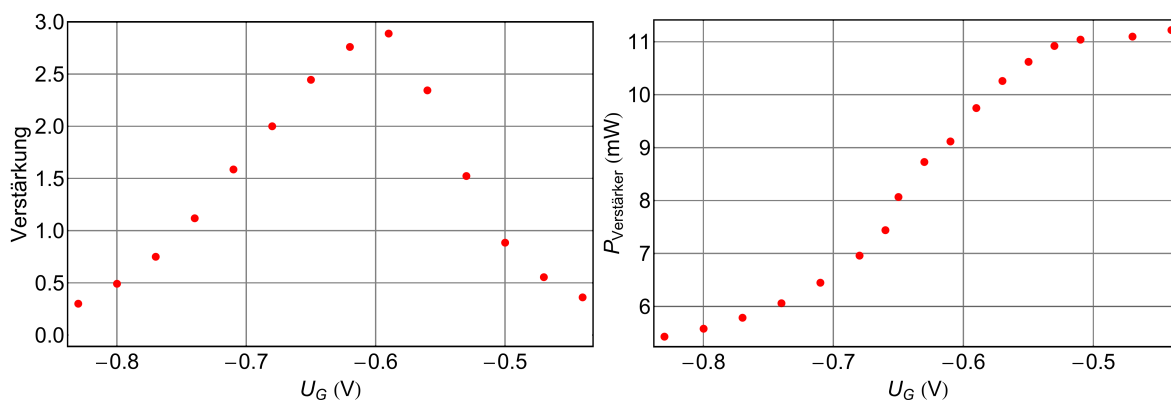


Abbildung 4.40: Verstärkung des ULNA bei ca. 437 kHz als Funktion der Gatespannung U_G für $U_D = 3$ V (links) und die Leistungsdissipation als Funktion der Gatespannung U_G für $U_D = 3$ V (rechts).

Bei einer Drainspannung von $U_D = 3$ V beträgt die maximale Verstärkung ca. drei bei einer Gatespannung von $U_G = -0.59$ V. Die dissipierte Leistung ist dann 9.5 mW. Zum Vergleich wurde außerdem die Verstärkung bei einer Drainspannung von $U_D = 5$ V gemessen. Für diesen Fall kann mit einer Gatespannung von $U_G = -0.5$ V eine Verstärkung von etwa vier erreicht werden. Allerdings ist die dissipierte Leistung bei diesen Einstellungen deutlich größer. Sie beträgt ca. 22.5 mW. Insgesamt werden für die CSR-Strahlpositionsmonitore zwölf dieser Verstärker eingesetzt werden, so dass die Gesamtleistung für Drainströme von $U_D = 3$ V ca. 110 mW und für $U_D = 5$ V ca. 270 mW beträgt. Die Leistung, die die Kapazitätsdiode dissipiert, kann gegenüber der Leistungsdissipation des Verstärkers vernachlässigt werden. Es wird daher vorgeschlagen, den Verstärker für eine Optimierung der Wärmelast stets bei einer Drainspannung von 3 V zu betreiben.

Verstärkerrauschen Aufgrund von Störungen, die auf die mechanischen Vibrationen der Kryopumpe zurückgeführt werden, konnten keine eigenen Messungen des Verstärkerrauschens durchgeführt werden. Daher wird auf Daten bzw. Angaben zurück-

gegriffen, die freundlicherweise von S. Sturm [66] zur Verfügung gestellt wurden. Abbildung 4.41 zeigt das Spannungsrauschen des ULNA als Funktion der Frequenz. Man erkennt einen Abfall der Rauschdichte zu höheren Frequenzen. Eine solche Charakteristik ist typisch für das Spannungsrauschen von Halbleiterelementen und wird als $1/f$ -Rauschen bezeichnet [67]. Im relevanten Frequenzbereich wird ein hervorragender Wert für das Spannungsrauschen von deutlich unter $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht.

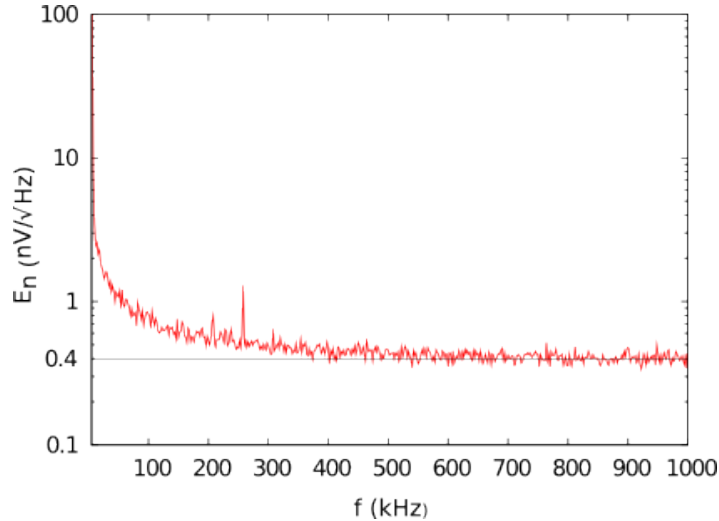


Abbildung 4.41: Spannungsrauschen E_n des ULNA als Funktion der Frequenz. Die Daten wurden freundlicherweise von S. Sturm zur Verfügung gestellt [66].

In Penningfallen kann durch das Rauschen der Verstärkereinheit eine Heizung der gespeicherten Teilchen erfolgen. Durch Messung der Temperatur der Teilchen in der Falle kann auf diese Weise eine obere Grenze für das Stromrauschen ermittelt werden. Für den ULNA wurde so eine obere Grenze für das Stromrauschen von $I_n = 10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ abgeschätzt. Da nicht feststeht, ob die Heizung tatsächlich durch Stromrauschen hervorgerufen wird, ist die Rechnung als konservative Abschätzung zu verstehen.

Auch die Kapazitätsdioden könnten durch Schrotrauschen des Sättigungsstromes I_{sat} zum Stromrauschen beitragen. Schrotrauschen, das auch Schottky-Rauschen genannt wird (s. Kapitel 5), entsteht im Allgemeinen überall dort, wo ein Strom fließt, da der Strom aus einzelnen Ladungsträgern besteht und daher der Stromfluss nicht gleichmäßig ist, sondern statistischen Schwankungen unterworfen ist [68]. Der Sättigungsstrom fließt durch die Dioden, da zur Einstellung der Kapazitätsdioden eine Spannung (0 -10 V) entgegen der Durchlassrichtung angelegt wird. Das Schrotrauschen ist dann gegeben durch [67]:

$$I_{\text{shot-noise}} = \sqrt{2 e I_{\text{sat}}}, \quad (4.87)$$

wobei e die Elementarladung ist. Für den Sättigungsstrom wird im Datenblatt ein Wert von $I_{\text{sat}} = 100 \text{ nA}$ bei einer Temperatur von $25 \text{ }^\circ\text{C}$ angegeben. Der Sättigungsstrom ist allerdings extrem temperaturabhängig. In [69] wurde für eine GaAs-Diode

eine Abnahme des Sättigungsstromes über mehrere Größenordnungen bei Abnahme der Temperatur von 273 K auf 100 K gemäß $I_{\text{sat}} \propto \exp\left(-\frac{e E_g}{2kT}\right)$ festgestellt, wobei E_g die Größe der Bandlücke ist. Für Temperaturen kleiner 100 K bis 2.1 K wurde eine etwas schwächere Temperaturabhängigkeit gemessen. Aufgrund des extrem kleinen Sättigungsstromes bei kryogenen Temperaturen wird der Beitrag der Dioden zum Gesamtstromrauschen daher vernachlässigt.

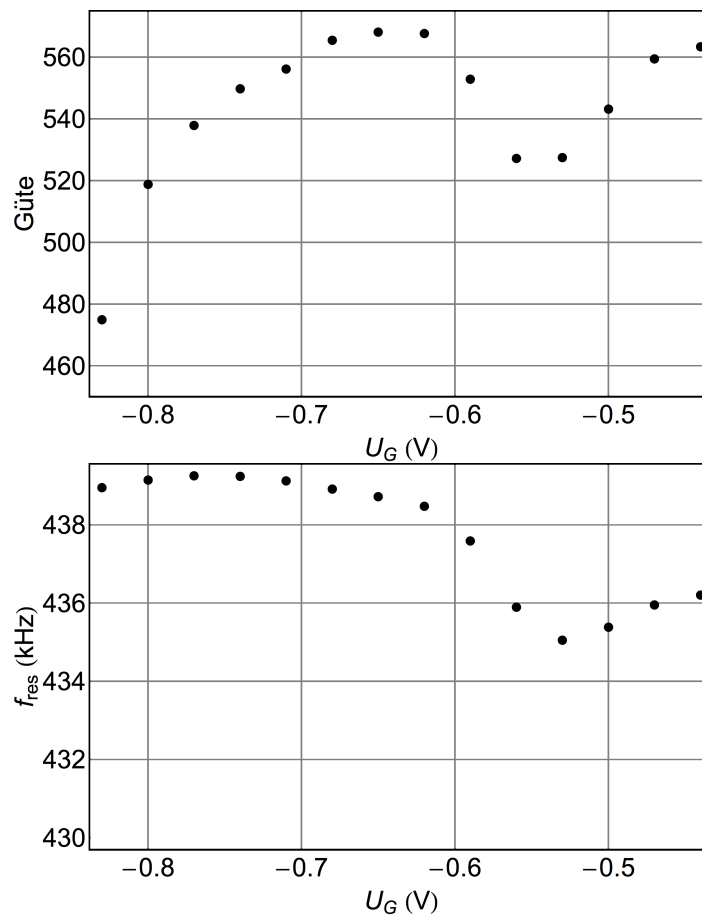


Abbildung 4.42: Güte (obere Abbildung) und Resonanzfrequenz (untere Abbildung) als Funktion der Gatespannung bei einer Drainspannung von $U_D = 3$ V.

Messung der Schwingkreisgüte mit Verstärker Zur Messung der Güte wurde der Verstärker parallel zur Spule mit Abschirmgehäuse geschaltet. Es ergibt sich so ein Ersatzschaltbild wie in Abbildung 4.5 dargestellt. Abbildung 4.42 (oben) zeigt die Güte des Schwingkreises bestehend aus Verstärker und Resonator als Funktion der Gatespannung bei einer Drainspannung von $U_D = 3$ V. Um eine Resonanzfrequenz zu erhalten, die in etwa der doppelten Umlauffrequenz von Protonen entspricht, wurde zusätzlich ein Kondensator vom Typ Johanson S805DS parallelgeschaltet. Mit dem

Kondensator wird so die Kapazität des Pickups, der Kabel und der Kapazitätsdioden usw. simuliert.

Abbildung 4.42 zeigt, dass sich die Güte selbst mit der Gatespannung ändert. Offenbar ändert sich also der Eingangswiderstand des Verstärkers, wenn die Gatespannung geändert wird. Die Gatespannung beeinflusst auch die Eingangskapazität des Verstärkers wie die Darstellung der Resonanzfrequenz in Abbildung 4.42 (unten) zeigt. Ein Vergleich einer Messung der Güte mit einer Drainspannung von $U_D = 5 \text{ V}$ ergab, dass die Güte auch von der Drainspannung abhängt. Für $U_D = 5 \text{ V}$ erhält man eine um etwa 4% höhere Güte. Da das SNR nach Gleichung (4.48) im besten Fall für ein verschwindendes Stromrauschen proportional zur Quadratwurzel aus der Güte ist, sollte der Verstärker aber bei $U_D = 3 \text{ V}$ im Sinne einer optimierten Wärmelast betrieben werden.

Für eine Abschätzung des Eingangs- bzw. Verlustwiderstandes R des Verstärkers muss der Einfluss der Spule auf die Gesamtgüte bekannt sein. Die freie Güte der Spule ist proportional zur Resonanzfrequenz und umgekehrt proportional zum Verlustwiderstand (vgl. Gleichung (4.34)):

$$Q_{R_L} = \frac{\omega_{\text{res}} L}{R_L}. \quad (4.88)$$

Der Verlustwiderstand wiederum ist auf Grund des Skineffektes selbst eine Funktion der Frequenz. Es ist $R_L \propto \sqrt{\omega_{\text{res}}}$. Daraus ergibt sich insgesamt, dass die Güte proportional zur Resonanzfrequenz ω_{res} ist:

$$Q_{R_L} \propto \sqrt{\omega_{\text{res}}}. \quad (4.89)$$

Die Resonanzfrequenz ist auf Grund der Eingangskapazität des Verstärkers und des Kondensators zur Simulation der Kapazität des Pickups verschoben. Mit Gleichung (4.89) kann die freie Güte der Spule jedoch auf die Resonanzfrequenz mit Verstärker extrapoliert werden. Auf diese Weise erhält man eine theoretische freie Güte der Spule von $Q_{R_L} = 627$. Mit Gleichung (4.33) und Gleichung (4.26) kann so der Eingangswiderstand des Verstärkers berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.43 dargestellt. Es sei bemerkt, dass sich eine Messabweichung in der Messung der freien Güte, z.B. durch eine zu starke Ankopplung, auf die Größe des berechneten Eingangswiderstandes auswirkt. Bei der Gatespannung mit maximaler Verstärkung beträgt der Eingangswiderstand etwa $15 \text{ M}\Omega$. Insgesamt kann festgehalten werden, dass der Verstärker die Güte des Schwingkreises auf Grund seines hohen Eingangswiderstandes relativ wenig beeinflusst.

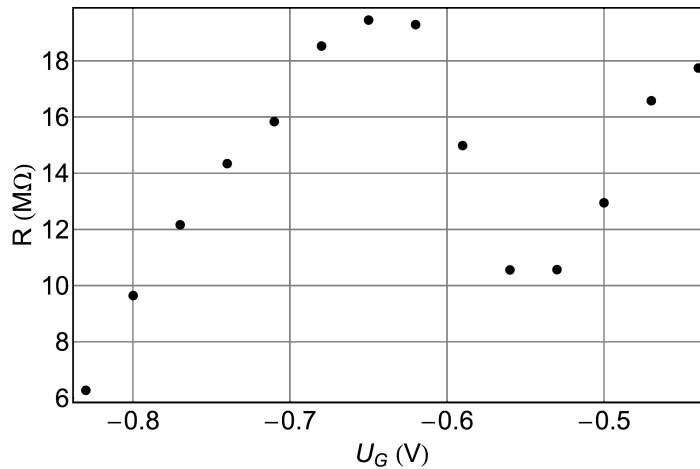


Abbildung 4.43: Eingangs- bzw. Verlustwiderstand des Verstärkers als Funktion der Gatespannung bei einer Drainspannung von $U_D = 3$ V.

4.3.4.4 Einfluss der Umschaltbox

Zur Überprüfung des Einflusses der Umschaltbox wurde diese in den Schwingkreis integriert. Es ergibt sich so ein Schaltkreis wie er schematisch in Abbildung 4.31 (ohne Kapazitätsdiode) dargestellt ist. Für die Schaltung der Relais wurden Ströme von jeweils $I_{\text{Relais}} = 25$ mA verwendet (siehe Kapitel 4.3.3). Zu den Verlusten in der Spule und im Verstärker kommen nun die ohmschen Verluste durch endliche Relaiswiderstände im geschlossenen Zustand hinzu. Die Güte wurde als Funktion der Gatespannung gemessen und ein Vergleich mit der Güte ohne Umschaltbox ergab eine über die Gatespannungen gemittelte Verkleinerung der Güte um 1.5 %. Schreibt man die Güte des Schwingkreises *ohne* Umschaltbox ausschließlich dem seriellen Verlustwiderstand der Spule zu, so erhält man nach Gleichung (4.34) einen Verlustwiderstand gemittelt über alle Gatespannungen von $R_L = 5.9 \Omega$. Aus der Verminderung der Güte durch die Umschaltbox kann so eine Vergrößerung des äquivalenten Serienwiderstandes durch die Umschaltbox von $90 \text{ m}\Omega$ berechnet werden. Dieser ist um einen Faktor zwei größer als der in Tabelle 4.4 angegebene Wechselstromwiderstand für ein Relais gemessen mit dem Netzwerkanalysator. Ursache hierfür ist zum einen, dass bei der Umschaltbox nicht nur dasjenige Relais, mit dem die Spule zugeschaltet wird, einen zur Spule seriellen Verlustwiderstand erzeugt, sondern auch das Relais, das die eine Elektrode zuschaltet, und dasjenige Relais, das die zweite Elektrode kurzschließt, zu den Gesamtverlusten durch die Umschaltbox beitragen.

Zur Untersuchung des Relaischaltstromes auf die Güte wurde der Schaltstrom I_{Relais} für das Relais variiert, das den Kontakt zur Spule herstellt. Abbildung 4.45 (oben) zeigt die Güte als Funktion des Relaischaltstromes für $U_G = -0.59$ V (maximale Verstärkung). Für Ströme $I_{\text{Relais}} < 23$ mA ist ein deutlicher Einfluss auf die Güte erkennbar.

Die gemessenen Güten lassen sich in eine Widerstandsänderung ΔR_s der Schalterstrecke in Bezug auf den Relaisstrom $I_{\text{Relais}} = 32$ mA umrechnen. Abbildung 4.44 zeigt das

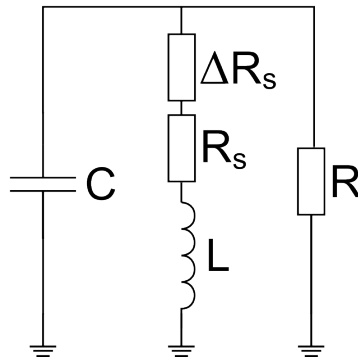


Abbildung 4.44: Ersatzschaltbild für die Bestimmung der Widerstandsänderung ΔR_s

für diese Umrechnung verwendete Ersatzschaltbild. Der Widerstand R_s repräsentiert die Verluste hervorgerufen durch den ohmschen Widerstand der Spule und den Widerstand der Schalterstrecke bei $I_{\text{Relais}} = 32 \text{ mA}$. Der Widerstand ΔR_s verschwindet bei diesem Relaisstrom definitionsgemäß. Durch den parallelen Widerstand R werden alle anderen Verluste modelliert, wie sie z.B. vom Verstärker verursacht werden (Eingangswiderstand des Verstärkers). Sei Q die Güte des gesamten Schwingkreises und Q_{max} die Güte bei einem Relaisstrom von $I_{\text{Relais}} = 32 \text{ mA}$, so gilt:

$$\frac{1}{Q} = \Delta R_s \sqrt{\frac{C}{L}} + \underbrace{R_s \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}}_{Q_{\text{max}}} \quad (4.90)$$

Abbildung 4.45 (unten) zeigt die berechnete Widerstandsänderung. Die angegebenen Fehler sind eine Folge der statistischen Fehler der Güte, die über die Standardabweichung von fünf Einzelmessungen bestimmt wurde. Für Ströme kleiner 17 mA verliert das Relais den Kontakt. Der Relaispulenstrom sollte nicht kleiner als 25 mA gewählt werden, um einen ausreichenden Kontakt herzustellen.

4.3.4.5 Einfluss der Kapazitätsdioden

Überlegungen zur Vorschaltung für die Kapazitätsdioden Abbildung 4.46 zeigt das Schaltbild des LC-Kreises mit Kapazitätsdioden. Zur Steuerung der Kapazität wird eine Gleichspannung U_V eingesetzt. Sie wird durch einen Kondensator mit einer Kapazität von $C_f = 100 \text{ nF}$ gefiltert. Durch den Kondensator mit der Kapazität C_B wird verhindert, dass die Gleichspannung den Eingang des Verstärkers beeinflusst. Die Größe des Widerstandes R_V und der Kapazität C_B beeinflussen die Güte des Schwingkreises, die maximal mögliche Änderung der Gesamtkapazität durch die Kapazitätsdioden und die Zeit, mit der die Steuerspannung den gewünschten Wert erreicht. Die Effekte können wie folgt erklärt werden:

Die Kapazität C_B und die Gesamtkapazität der Kapazitätsdioden bilden näherungsweise eine Reihenschaltung von Kapazitäten. In einer solchen Schaltung bestimmt die

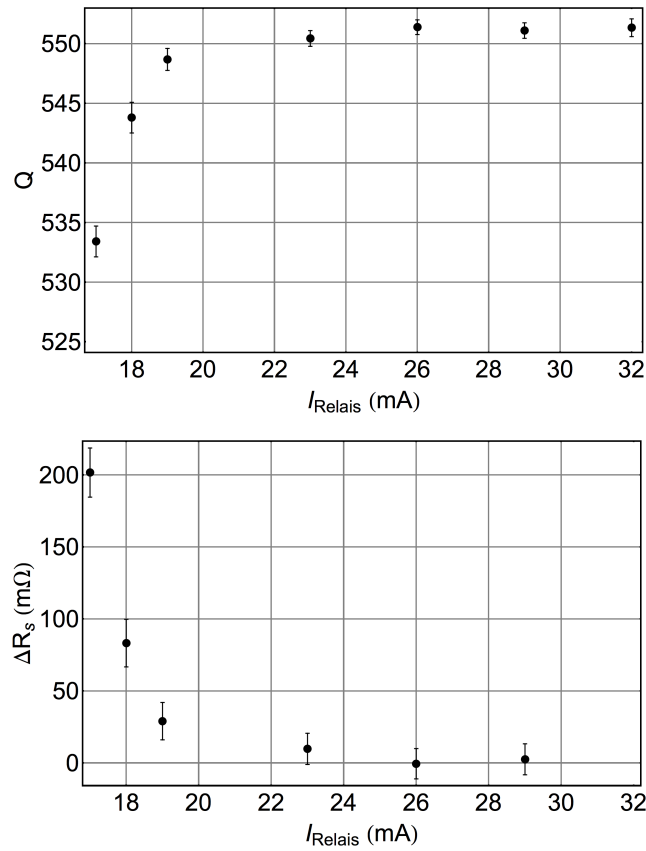


Abbildung 4.45: Obere Abbildung: Güte als Funktion des Stromes I_{Relais} für das Relais, das den Kontakt zur Spule herstellt. Untere Abbildung: Berechnete Widerstandsänderung ΔR_s des Kontaktes. Die Genauigkeit mit der der Relaisstrom gemessen werden konnte betrug 0.5 mA.

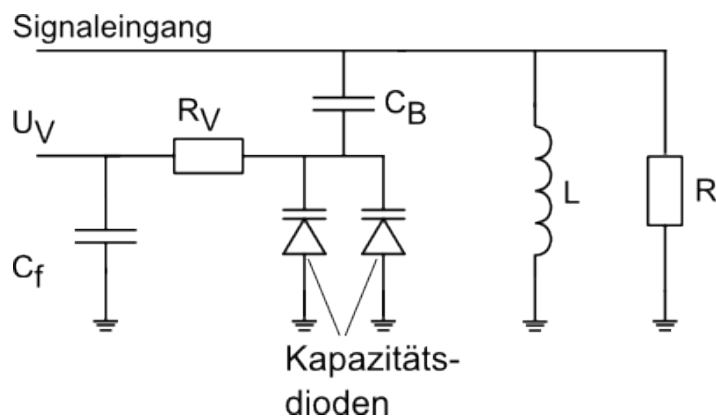


Abbildung 4.46: LC-Kreis mit Kapazitätsdioden und deren Vorschaltung.

kleinere der Kapazitäten die Gesamtkapazität. Daher muss C_B möglichst groß sein. Die maximale Veränderung, die durch die beiden Kapazitätsdioden möglich ist, beträgt ca. 100 pF. Daher wurde $C_B = 1$ nF gewählt, um diesen Bereich möglichst voll ausschöpfen zu können. Änderungen der Kapazität bei einer Änderung der Steuerspannung U_{CV} finden auf einer Zeitskala von ms statt. Bei den korrespondierenden kleinen Frequenzen ist die Impedanz der Spule sehr klein. Für kleine Frequenzen liegt der Signaleingang daher näherungsweise auf Massepotential. Aus diesem Grund bilden der Widerstand R_V und der Kondensator C_V ein RC-Glied. Es ergibt sich eine Zeitkonstante $\tau = R_V \cdot C_B$, die die Ladezeit für den Kondensator C_B und damit die Zeit bestimmt, die für das Erreichen der Gleichspannung benötigt wird. In diesem Sinne ist ein kleiner Widerstand R_V von Interesse. Da der Widerstand jedoch die Güte des Schwingkreises mitbestimmt, darf dieser nicht zu klein gewählt werden. Den Einfluss auf die Güte sieht man qualitativ wie folgt: Eine Seite des Widerstandes liegt auf Grund der großen Kapazität C_f für Frequenzen auf Masse, die in dem Bereich liegen, auf den der Schwingkreis für die Positionsmessungen abgestimmt werden soll. Andererseits liegt die andere Seite des Widerstandes auf demselben Potential wie der Eingang des Verstärkers, da auch der Kondensator C_B für die entsprechenden Frequenzen eine relativ kleine Impedanz hat. Damit ist der Widerstand R_V aber praktisch parallel zum LC-Kreis geschaltet.

Als Kompromiss zwischen einer möglichst kleinen Beeinflussung der Güte und einer möglichst kleinen Einstellzeit für die Steuerspannung wurde ein Widerstand von 10 M Ω gewählt. Damit ergibt sich eine Zeitkonstante von $\tau = 10$ ms. Dies ist eine Größenordnung höher als die entsprechende Zeitkonstante im TSR-System. Im Falle des TSR-Systems wurde festgestellt, dass mindestens 15 ms nach dem Setzen der Gleichspannung abgewartet werden muss, damit sich kein Einfluss auf die Positionsmessung zeigt. Entsprechend müsste beim CSR-System 150 ms abgewartet werden, woraus sich eine relativ lange Gesamtmesszeit für die beiden Signale eines Pickups ergibt. Aus diesem Grund wird empfohlen, dass im CSR-System jede Elektrode ihr eigenes Paar Kapazitätsdioden erhält, die auf der Platine für die Umschaltbox untergebracht werden müssten. Dadurch wäre ein Schalten der Steuerspannungen für die Kapazitätsdioden während einer Messung nicht erforderlich.

Messung der Schwingkreisgüte mit Kapazitätsdioden Durch Verluste durch die Kapazitätsdiode und ihre Vorschaltung wird die Güte des Schwingkreises vermindert. Der Effekt wurde gemessen, indem Gütemessungen mit und ohne Kapazitätsdioden verglichen wurden. Für die Messungen mit Kapazitätsdioden wurde eine Steuerspannung $U_{CV} = 5$ V eingestellt. Für die Messung ohne Kapazitätsdioden wurde ein Johanson-Kondensator parallel zu dem schon vorhandenen Johanson-Kondensator für die Simulation der Elektrodenkapazität gelötet. Der Kondensator wurde so dimensioniert, dass die Resonanzfrequenz in etwa der Resonanzfrequenz mit Kapazitätsdioden mit der Spannung $U_{CV} = 5$ V entspricht. Für beide Fälle wurde die Güte und Resonanzfrequenz als Funktion der Gatespannung gemessen.

In Abbildung 4.48 (oben) sind die Ergebnisse zusammengestellt. Man erkennt, dass mit dem Johanson-Kondensator die Güte etwas besser ist als mit den Kapazitätsdioden.

Die Verluste der Kapazitätsdioden werden im Folgenden durch einen zu den Kapazitätsdioden parallelen Widerstand R_{CV} modelliert. Es kann eine untere Grenze für diesen Widerstand abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, dass der Johanson-Kondensator selbst keine Verluste erzeugt. Das Modell wird in dem Ersatzschaltbild in Abbildung 4.47 verdeutlicht. Ohne Kapazitätsdioden werden die Verluste aller anderen Komponenten durch einen Widerstand R_{oCV} beschrieben. Werden die Kapazitätsdioden hinzugeschaltet, dann verursacht auch diese Verluste, die durch den zusätzlichen Widerstand R_{CV} beschrieben werden.

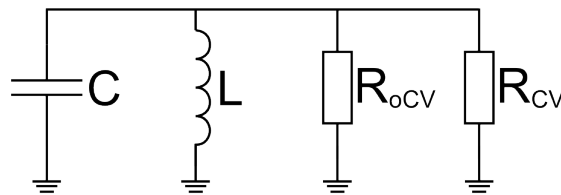


Abbildung 4.47: Ersatzschaltbild für die Ermittlung des Widerstandes R_{CV} , der die Verluste durch die Kapazitätsdioden beschreibt.

Sei Q_{oCV} die gemessene Güte ohne Kapazitätsdioden. Gemäß der Gleichung

$$R_{oCV} = Q_{oCV} \omega L \quad (4.91)$$

wird diese Güte in den parallelen Ersatzwiderstand R_{oCV} umgerechnet. Ebenso wird mit der Güte Q_{mCV} mit den Kapazitätsdioden verfahren. Der parallele Ersatzwiderstand wird mit R_{mCV} bezeichnet. Der Widerstand R_{CV} führt nach dem Modell zu einer Reduzierung des parallelen Ersatzwiderstandes R_{oCV} . Dies kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{1}{R_{mCV}} = \frac{1}{R_{oCV}} + \frac{1}{R_{CV}}. \quad (4.92)$$

Abbildung 4.48 (unten) zeigt als Ergebnis dieser Rechnung den Widerstand R_{CV} als Funktion der Gatespannung. Für jeden berechneten Wert wurde ein Fehler ΔR_{CV} aus der Standardabweichung der Messwerte für die Güte und die Resonanzfrequenz berechnet. Die Standardabweichungen wurden aus mehrmaligem Wiederholen der Gütemessung für eine Gatespannung bestimmt. Die resultierenden Fehlerbalken sind jedoch kleiner als die dargestellten Messpunkte. Man erwartet, dass der Verlustwiderstand der Kapazitätsdioden nicht von der Gatespannung der Verstärkereingangsstufe abhängt. Der gemessene Verlauf wird daher auf systematische Effekte zurückgeführt, da die Schwankung des berechneten Wertes nicht mit dem Fehler ΔR_{CV} erklärt werden kann. Nicht berücksichtigt ist z.B. eine Unsicherheit in der eingestellten Gatespannung von etwa 5 mV. Ein Maß für die Verluste in den Kapazitätsdioden liefert der Durchschnitt der gemessenen Werte. Er beträgt $\overline{R_{CV}} = 13.2 \text{ M}\Omega$. Der Vergleich zwischen der Güte als Funktion der Gatespannung wurde ebenfalls bei der Drainspannung

$U_D = 5 \text{ V}$ durchgeführt. Der hieraus ermittelte Verlustwiderstand der Kapazitätsdioden ist $\overline{R_{CV}} = 12.9 \text{ M}\Omega$. Die beiden Werte stimmen bis auf ca. 2 % überein.

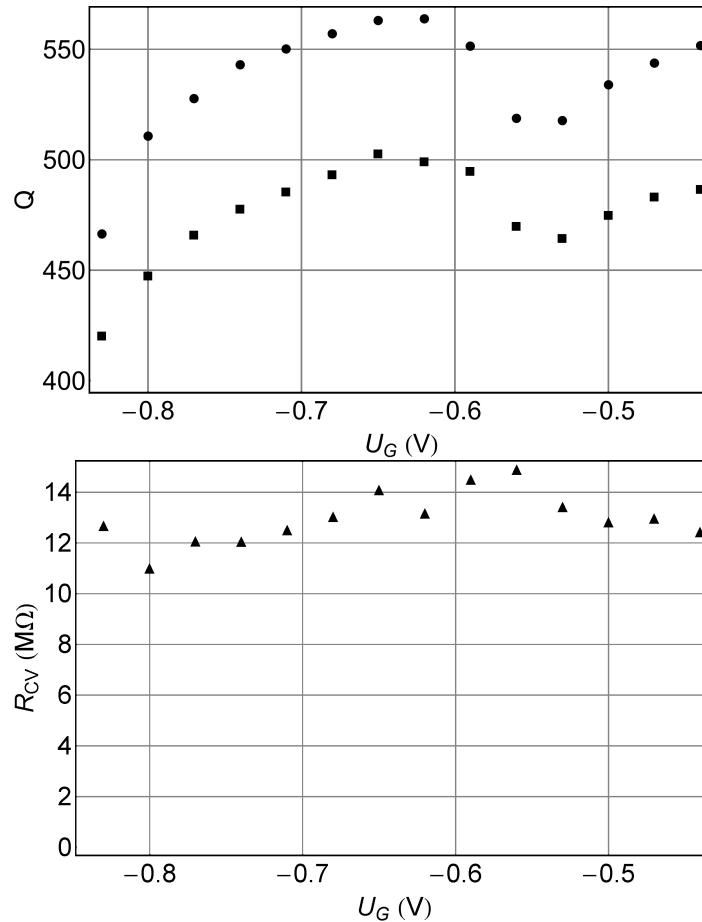


Abbildung 4.48: Obere Abbildung: Güte als Funktion der Gatespannung mit Kapazitätsdioden (■) und ohne (●). Untere Abbildung: Aus dem Güteunterschied berechneter paralleler Verlustwiderstand R_{CV} der Kapazitätsdioden und ihrer Vorschaltung. Man erwartet einen von der Gatespannung unabhängigen Widerstand R_{CV} .

Bisher wurden die zusätzlichen Verluste durch die Kapazitätsdioden nur bei *einer* Steuerspannung betrachtet. Die Verluste bzw. der die Verluste beschreibende Ersatzwiderstand können jedoch auch von der Steuerspannung abhängen. Abbildung 4.50 (Messdaten in blau) zeigt die Güte als Funktion der Steuerspannung. Erkennbar sinkt die Güte mit steigender Spannung. Für $U_{CV} > 9 \text{ V}$ wird die Güte so stark vermindert, dass im Messbetrieb die Steuerspannung stets kleiner als 9 V gewählt werden sollte. Abbildung 4.50 (unten) zeigt, dass dennoch eine Abdeckung des Messfrequenzbereiches erreicht werden kann (vgl. Abbildung 4.35).

4.3.4.6 Einfluss der Koaxdurchführung auf die Güte

Die Pickup-Signale werden mit BNC-Koaxdurchführungen aus dem BPM geführt. Innerhalb des BPM wird die Signalleitung mit Hilfe einer Klemmverbindung an dem Pin der Durchführung befestigt. Außerhalb wird das Signalkabel mit einem BNC-Stecker mit der Durchführung verbunden (s. Abbildung 4.49). In BNC-Steckern wird die Verbindung zur Buchse der Durchführung mit Hilfe eines Federkontaktes hergestellt. Um zu überprüfen, ob die Kontaktwiderstände in der BNC-Durchführung und am Pin einen Einfluss auf die Güte haben, wurde die Anordnung der späteren Verwendung entsprechend in den Messaufbau eingesetzt.



Abbildung 4.49: Durchführung mit BNC-Stecker und Klemmverbindung.

Abbildung 4.50 zeigt zum Vergleich die gemessene Güte als Funktion der Steuerspannung U_{CV} für die Kapazitätsdioden mit Durchführung (rot) und ohne Durchführung (blau). Der Vergleich zeigt, dass über die Steuerspannungen bis $U_{CV} = 9$ V gemittelt eine Reduzierung der Güte um 2.5 % durch die Durchführung entsteht. Dieser Güteverlust ist tolerierbar.

4.3.5 Voraussichtliches Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Im Folgenden wird auf Grundlage der Rauschdaten des Verstärkers sowie der voraussichtlichen Eigenschaften der BPM-Verstärker-Schaltung der minimale Strom \bar{I}_{\min} berechnet, der für das Erreichen einer maximalen Standardabweichung $\sigma_{x,\max}$ der Positionsmessung erforderlich ist. Hierfür wird festgelegt, dass die Standardabweichung höchstens $\sigma_{x,\max} = 0.1$ mm betragen darf. Den Rechnungen wird zu Grunde gelegt, dass mit Hilfe des Messsystems eine Frequenzauflösung von $\Delta f = 100$ Hz erreicht werden kann. Bei der Berechnung wird von einem gebunchten, nicht gekühlten Strahl ausgegangen, dessen longitudinales Profil sich durch eine \cos^2 -Funktion beschreiben lässt. Ferner wird angenommen, dass sich der Strahl in der Mitte des Pickups befindet, so dass gilt: $x = 0$ mm.

Für die TSR-Messungen wurde der Digitizer SIS3300 verwendet. Dieser kann für die CSR-Messungen nicht eingesetzt werden, da die Abtastfrequenz bauartbedingt nicht kleiner sein darf als 15 MHz und zudem der Speicherplatz des Digitizers nur für 128 kSamples pro Kanal ausgelegt ist. Hieraus ergibt sich eine Messbandbreite von ca.

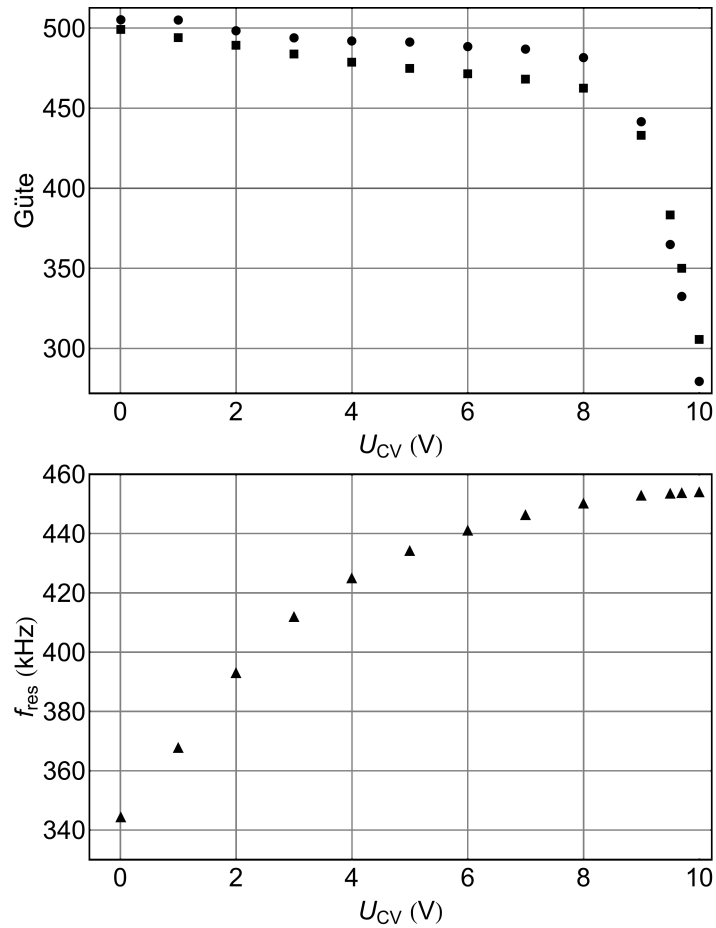


Abbildung 4.50: Obere Abbildung: Güte als Funktion der Steuerspannung für die Kapazitätsdioden U_{CV} . Schaltkreis mit Umschaltbox und Kapazitätsdioden (●). Zusätzlich ist die in Abbildung 4.49 gezeigte Durchführung mit BNC-Stecker und Klemmverbindung integriert (■). Untere Abbildung: Resonanzfrequenz als Funktion der Steuerspannung.

120 Hz. Damit wird die geforderte Frequenzauflösung von 100 Hz nicht erreicht. Der SIS3302 ist für die Messung am CSR besser geeignet, da er eine minimale Abtastfrequenz von 1 MHz besitzt. Somit kann die erforderliche Messbandbreite mit einer relativ geringen Anzahl von Messwerten erreicht werden, was sowohl die Zeit für das Auslesen der Daten als auch die Zeit für das Berechnen der DFT verringert. Der Speicherplatz des SIS3302 erlaubt theoretisch die Speicherung von 32 MSamples, sein Eingangsspannungsbereich beträgt ± 250 mV. Diese Spannungsamplitude wird in 2^{16} Amplitudeneinheiten unterteilt (16 bit). Die Spannungsquantisierung $\Delta U_{\text{SIS3302}}$ beträgt für diesen ADC folglich:

$$\Delta U_{\text{SIS3302}} = \frac{500 \text{ mV}}{2^{16}} = 7.6 \text{ } \mu\text{V}. \quad (4.93)$$

$\Delta U_{\text{SIS3302}}$ ist die Amplitudeneinheit des SIS3302. In diesem Kapitel werden Aussagen über die erforderliche Gesamtverstärkung für eine Aussteuerung des SIS3302 getroffen. Um die erforderliche minimale Gesamtverstärkung zu berechnen, wird festgelegt, dass die Signalspannungen derart verstärkt werden müssen, dass die verstärkte Spannungsamplitude mindestens 1000 SIS3302 Amplitudeneinheiten entspricht.

4.3.5.1 Nicht-resonante Messung

Für das nicht-resonante System des CSR wird angenommen, dass die Gesamtkapazität $C = 100$ pF beträgt. Gemäß Gleichung (4.46) ist für das Erreichen einer maximalen Standardabweichung $\sigma_{x,\text{max}}$ eine minimale Signalspannung U_{min} nötig, die ihrerseits über Gleichung (4.45) vom Strahlstrom \bar{I}_{min} abhängt. Aus beiden Gleichungen lässt sich daher ableiten:

$$\bar{I}_{\text{min}} = \frac{\sqrt{2} k f_0 C_0 C E_n \sqrt{\Delta f}}{\sigma_{x,\text{max}} L_{\text{Pickup}}}. \quad (4.94)$$

Abbildung 4.51 zeigt die Berechnung des minimalen Stromes \bar{I}_{min} als Funktion der Umlauffrequenz der Ionen für die Spannungsrauschenwerte $E_n = 0.3$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (rot), $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (grau) und $E_n = 1.0$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (grün). Der größte minimale Strahlstrom ergibt sich für die schnellsten Ionen. Im CSR sind dies Protonen mit einer Energie von 300 keV, die eine Umlauffrequenz von etwa $f_0 = 217$ kHz besitzen. Erzeugt man $h = 2$ Bunche eines Protonenstrahles, dann beträgt die Messfrequenz $f = h \cdot f_0 = 434$ kHz. Nach Abbildung 4.41 wurde für den ULNA ein Spannungsrauschen von etwa $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ für Messfrequenzen größer 300 kHz gemessen. Gemäß Abbildung 4.51 ist für einen solchen Protonen-Strahl daher ein minimaler Strahlstrom von $\bar{I}_{\text{min}} = 50$ nA erforderlich.

Durch Vergleich der Spannungsquantisierung des SIS3302 nach Gleichung (4.93) mit der Signalspannungsamplitude für die berechneten minimalen Ströme für ein Spannungsrauschen von $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ lässt sich die erforderliche Gesamtverstärkung berechnen. Sie beträgt unabhängig von der Umlauffrequenz $V_a = 3600$.

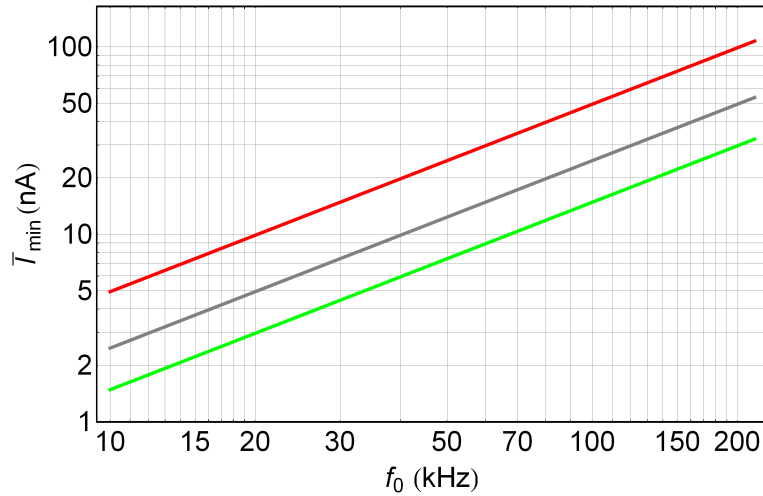


Abbildung 4.51: Berechneter minimaler, für eine Messpräzision von $\sigma_x = 0.1$ mm erforderlicher mittlerer Strom als Funktion der Umlauffrequenz. Für das Spannungsrauschen wurden Werte von $E_n = 0.3$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (grün), $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (grau) und $E_n = 1.0$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (rot) angenommen. Es wurde ferner ein Strahl mit einer Bunchform vorausgesetzt, die einer \cos^2 -Verteilung entspricht.

4.3.5.2 Resonante Messung

Für den vorausgesetzten Strahl mit \cos^2 -Verteilung verschwinden die Amplituden im Strahlstromspektrum für $n \neq 1$. Die Resonanzfrequenz muss daher so eingestellt werden, dass $\omega_{\text{res}} = h \cdot \omega_0$. Die Impedanz ist in diesem Fall $Z(\omega_{\text{res}}) = \frac{Q}{h \omega_0 C}$. Nach Gleichung (4.22) ergibt sich folglich:

$$|\hat{U}_{1,n=1}| = Q \frac{1}{2} \frac{L_{\text{Pickup}}}{v C} \bar{I}, \quad (4.95)$$

d.h. das Signal ist um den Faktor Q größer als das Signal bei nicht-resonanter Verstärkung.

Für das Gesamtrauschen muss im resonanten Fall die Impedanz berechnet werden. Diese lässt sich als Funktion der Induktivität ausdrücken durch $R = Q \cdot \omega \cdot L$. Bei einer angenommenen Messfrequenz von $f = 434$ kHz entsprechend der doppelten Umlauffrequenz für Protonen, sowie einer Güte von $Q = 500$ und einer Induktivität von $L = 1.16$ mH ergibt sich eine reelle Impedanz von $R = 1.58$ M Ω . Die Zieltemperatur für die Experimentiervakuumkammern im kryogenen Betrieb des CSR beträgt 10 K. Diese Temperatur wurde für die Rechnung vorausgesetzt. Der Berechnung wurde ferner eine Spannungsrauschdichte von $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ und eine Stromrauschdichte von $I_n = 10$ fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ zu Grunde gelegt. Tabelle 4.6 fasst die Anteile am Gesamtrauschen zusammen. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass in diesem Schwingkreis das

Quelle	$U_{\text{Rauschen}}(\text{nV})$
Thermisches Rauschen	300
Stromrauschen	160
Spannungsrauschen	5
Total	340

Tabelle 4.6: Anteile des Spannungs-, Strom- und thermischen Rauschens bei einer Temperatur von 10 K, einer Güte von $Q = 500$, einer Resonanzfrequenz von $f_{\text{res}} = 434$ kHz sowie einer Induktivität von $L = 1.16$ mH. Die einzelnen Beiträge wurden auf Grund ihrer statistischen Unabhängigkeit quadratisch addiert.

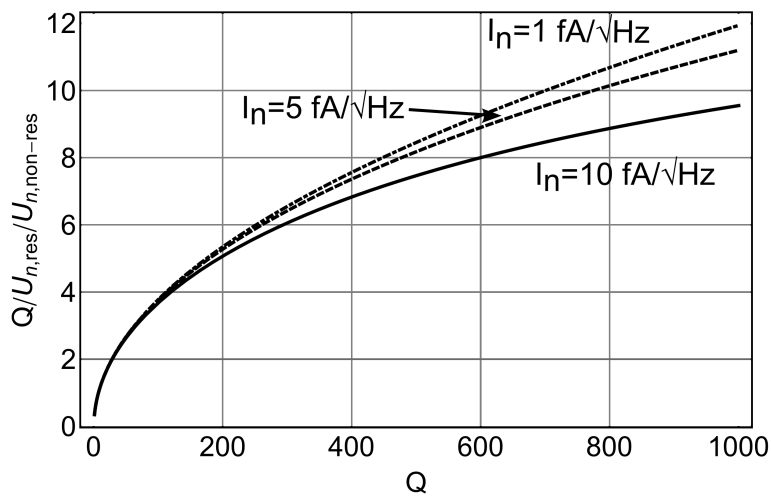


Abbildung 4.52: Vergrößerung des SNR durch resonante Verstärkung im Vergleich zu nicht-resonanter Verstärkung. Es wurde eine Temperatur von $T = 10$ K angenommen.

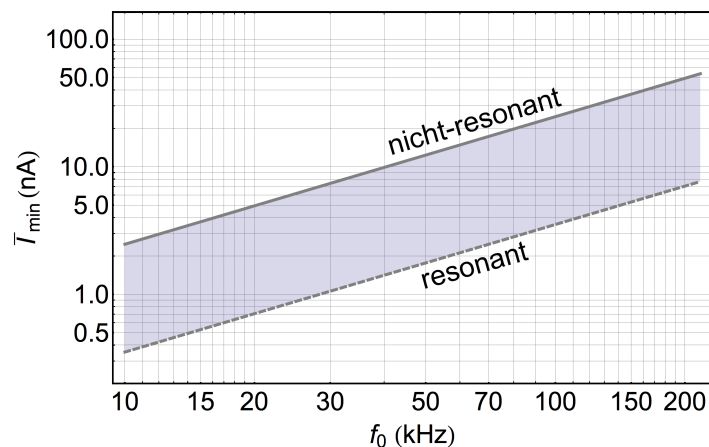


Abbildung 4.53: Durch resonante Messung zusätzlich zugänglicher Bereich. Mit $E_n = 0.5$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, $I_n = 10$ fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ und $T = 10$ K sowie $Q = 500$ (vgl. Abbildung 4.51).

thermische Rauschen im Wesentlichen das Gesamtrauschen bestimmt. Das Spannungsrauschen kann hingegen auf Grund seines geringen Anteiles vernachlässigt werden.

Das Verhältnis des Gesamtrauschens bei resonanter Verstärkung zum Gesamtrauschen bei nicht-resonanter Verstärkung lässt sich daher wie folgt definieren:

$$U_{n,\text{res}}/U_{n,\text{non-res}} = \sqrt{\frac{4 k T R + I_n^2 R^2}{E_n^2}}. \quad (4.96)$$

Um die Verbesserung des SNR durch resonante Verstärkung zu berechnen, wird in Abbildung 4.52 die Signalerhöhung in das Verhältnis zur Erhöhung des Gesamtrauschens für Stromrauschen von $I_n = 1 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, $I_n = 5 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und $I_n = 10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ gesetzt. Dabei wurde erneut angenommen, dass das Spannungsrauschen des Verstärkers $E_n = 0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ beträgt. Da das thermische Rauschen bei resonanter Verstärkung dominant ist, ändert sich die Vergrößerung des SNR nur relativ gering mit veränderlichem Stromrauschen. Bei den zugänglichen Güten kann theoretisch eine Vergrößerung des SNR um einen Faktor > 7 erreicht werden.

Durch die Vergrößerung des SNR wird bei der resonanten Verstärkung im Parameterraum $(f_0, \bar{I}_{\text{min}})$ ein zusätzlicher Bereich zugänglich gemacht. Dieser Bereich ist in Abbildung 4.53 dargestellt.

Extrem niedrige Strahlströme sind im CSR vor allem für schwere Moleküle oder Cluster zu erwarten, da für diese Spezies die Quellenströme im Allgemeinen klein sind (vgl. Kapitel 2.2). Nach der Berechnung des minimalen Strahlstromes (Abbildung 4.53) kann aber durch resonante Verstärkung für Strahle schwerer Ionen mit Strahlströmen von 1 nA eine Messung der Strahlposition mit noch hoher Präzision erreicht werden.

Kapitel 5

Der CSR Schottky-Pickup

5.1 Einleitung

Während in den vorangegangenen Kapiteln stets das Signal eines gebunchten Strahls betrachtet wurde, beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem Signal des ungebunchten Strahls. Dieses Signal wird Schottky-Signal genannt. Ursache für dieses Signal ist, dass es sich bei dem Strahlstrom nicht tatsächlich um einen Gleichstrom handelt, bei dem die Stromdichte zeitlich konstant ist, sondern dass der Strahlstrom von den einzelnen Ionen gebildet wird, die statistisch verteilte zeitliche Abstände zueinander haben. Es entsteht ein Frequenzspektrum mit Schottky-Signal-Bändern bei der Umlauffrequenz f_0 der Ionen und ganzzahligen Vielfachen n , den höheren Harmonischen [70]. Für den CSR ist geplant, zur Detektion der Schottky-Signale wie im Falle der Strahlpositionsmonitore einen LC-Kreis zur Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses einzusetzen. Wie im Falle des Strahlpositionsmonitors beschrieben, kann dazu der Messfrequenzbereich eingeschränkt werden, indem für Ionenstrahlen mit einer relativ kleinen Umlauffrequenz das Signal bei einer höheren Harmonischen gemessen wird. Aus diesem Grund wurde die Sensitivität eines Schottky-Pickups bei höheren Harmonischen untersucht. In diesem Kapitel wird zunächst das Schottky-Signal und die Transferimpedanz eines Schottky-Pickups hergeleitet, die die Sensitivität des Schottky-Pickups als Funktion der Harmonischen n beschreibt. Desweiteren werden die Ergebnisse von Messungen zur Transferimpedanz zusammengefasst, die im Rahmen einer Bachelorarbeit [35] am TSR durchgeführt wurden. Das Kapitel schließt mit einem Vergleich einer theoretischen Berechnung des Gesamtrauschens mit dem Signal eines Protons. Desweiteren wird ein Ausblick auf das mechanische Design des CSR-Schottky-Pickups gegeben.

5.1.1 Theorie der Schottky-Signale

5.1.1.1 Herleitung des Schottky-Stromes

Betrachtet man zunächst ein Ion mit der Ladung q , das im Speicherring umherläuft, so kann dessen Strom als Abfolge von Delta-Pulsen aufgefasst werden, die einen zeitlichen Abstand von einer Umlaufperiode T_0 besitzen:

$$I(t) = q \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - n T_0). \quad (5.1)$$

Eine Fourierreihenentwicklung dieses periodischen Signales führt zu der Gleichung:

$$I(t) = \frac{q}{T_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2q}{T_0} \cos(n\omega_0 t), \quad (5.2)$$

d.h. das Spektrum besteht aus einer periodischen Abfolge von δ -Funktionen mit dem Abstand f_0 .

Betrachtet man N monoenergetische Ionen der Ladung q , so müssen die Einzelbeiträge zum Strom nach Gleichung (5.2) aufsummiert werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Ionen unterschiedliche Phasen ϕ_i besitzen. Als Ergebnis der Rechnung (s. ausführliche Darstellung in [35]) erhält man ein Spektrum des monoenergetischen Strahls mit Amplituden:

$$\hat{I}_n = \sqrt{\left(\frac{2Q}{T}\right)^2 N}, \quad (5.3)$$

d.h. für die Amplituden des Schottky-Signal-Spektrums gilt: $\hat{I}_n \propto \sqrt{N}$. Dies steht im Gegensatz zum Signal eines gebunchten Strahles, das proportional zur Ionenanzahl ist.

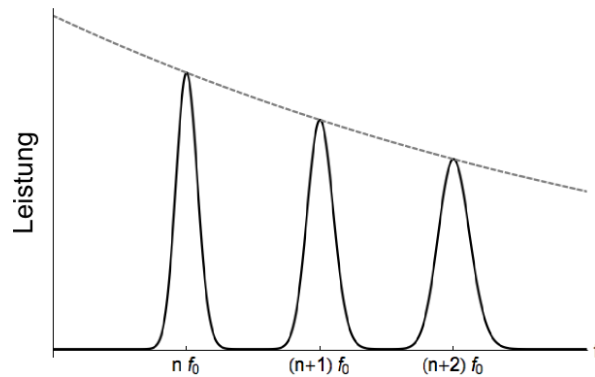


Abbildung 5.1: Schottky-Bänder bei der Umlauffrequenz f_0 und höheren Harmonischen. Die Fläche der Schottkybänder ist für alle Harmonischen gleich.

Sind die Ionen nicht monoenergetisch, sondern haben die Frequenzen eine Verteilung mit endlicher Breite Δf_0 , dann bilden sich sogenannte Schottky-Bänder aus (s. Abbildung 5.1). Die Breite der Schottky-Bänder ist proportional zum Index n : $\Delta f_n = n\Delta f_0$. Der integrierte Strom in jedem Schottky-Band ist allerdings konstant:

$$\int \frac{d\hat{I}_n}{df} = \frac{2Q}{T} \sqrt{N}. \quad (5.4)$$

5.1.1.2 Die Transferimpedanz eines Schottky-Pickups

In Kapitel 3.1 wird in Abbildung 3.1 ein kapazitiver Pickup als Stromknoten aufgefasst und auf diese Weise wird die Pickup-Signalspannung als Funktion des Strahlstroms berechnet. Bei einem Schottky-Pickup handelt es sich ebenso wie bei dem Strommesspickup um eine zylindrische Elektrode, die allerdings deutlich länger sein muss als im Falle des Strommesspickups. Die Signalspannung kann daher analog abgeleitet werden. Dazu wird zunächst der Signalstrom eines Ions betrachtet. Der Strom $I(t)$ (Gleichung (5.1)) fließt zur Zeit t in den Schottky-Pickup. Zum Zeitpunkt t fließt der Strom $I_a(t)$ am Ende des Schottky-Pickups heraus. $I_a(t)$ ist aber gleich dem Strom, der zur Zeit $t - \Delta t$ in den Pickup hineingeflossen ist, d.h. $I_a(t) = I(t - \Delta t)$. Δt ist die Zeit, in der das Ion durch den Pickup fliegt, d.h. $\Delta t = L_{\text{Pickup}}/v$. Ebenso wie $I(t)$ ist auch $I_a(t)$ periodisch und kann in eine Fourierreihe entwickelt werden:

$$I_a(t) = \frac{q}{T_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2q}{T_0} \cos(n\omega_0\Delta t) \cos(n\omega_0 t) - \frac{2q}{T_0} \sin(n\omega_0\Delta t) \sin(n\omega_0 t) \right). \quad (5.5)$$

Die Differenz $I_s(t)$ der Ströme $I(t)$ und $I_a(t)$

$$I_s(t) = I(t) - I_a(t) \quad (5.6)$$

fließt in das Verstärkersystem und wird zum Aufladen der Pickup-Kapazität verwendet. Sie stellt daher den Signalstrom dar.

$$I_s(t) = \frac{2q}{T_0} \sum_{n=1}^{\infty} ((1 - \cos(n\omega_0\Delta t)) \cos(n\omega_0 t) - \sin(n\omega_0\Delta t) \sin(n\omega_0 t)). \quad (5.7)$$

Gleichung (5.7) beschreibt die Fourierreihenentwicklung eines Signals mit den spektralen Komponenten

$$\hat{I}_s(\omega_n) = \frac{2\sqrt{2}q}{T_0} \sqrt{1 - \cos(\omega_n \Delta t)}. \quad (5.8)$$

Sei $Z(\omega)$ die Impedanz des Verstärkerkreises. Dann ist die Spannung, die ein einzelnes Ion erzeugt gegeben durch

$$\hat{U}_{s,i}(\omega_n) = \frac{2q}{T_0} \underbrace{Z(\omega_n) \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos(\omega_n \Delta t)}}_{Z_t(\omega_n)}. \quad (5.9)$$

Die Transferimpedanz $Z_t(\omega_n)$ beschreibt neben der Impedanz des Verstärkersystems die Sensitivität des Schottky-Pickups. In der Transferimpedanz können Nullstellen für solche Harmonischen auftreten, für die gilt:

$$n = \frac{C_0}{L_{\text{Pickup}}} j, \quad (5.10)$$

wobei j eine ganze Zahl ist. Dabei wurde verwendet, dass $v = C_0 f_0$. Hierbei ist C_0 der Umfang des Speicherringes. Nach Gleichung (5.10) ist die Transferimpedanz von der Länge des Schottky-Pickups abhängig. Dies muss beim Design berücksichtigt werden.

Für eine Signalverstärkung mit LC-Kreis ist die Impedanz nach Gleichung (4.26) gegeben durch $Z(\omega_n) = \frac{Q}{\omega_n C}$, mit der Güte Q und der Kapazität C . In Abbildung 5.2 wird die Signalspannung eines Protons normiert auf die als frequenzunabhängig angenommene Güte gezeigt. Dabei wurde eine Kapazität von $C = 150$ pF und ein Umfang $C_0 = 35$ m angenommen.

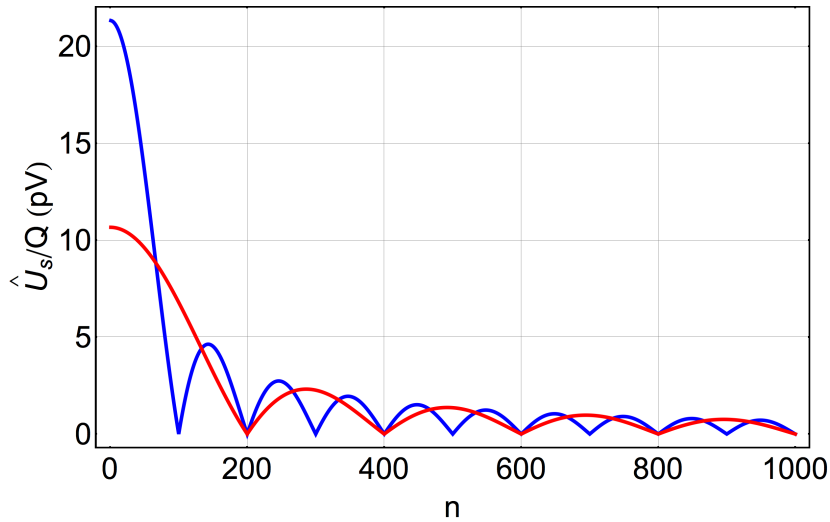


Abbildung 5.2: Signalspannung eines Protons mit einer Energie von 300 keV normiert auf die Güte Q eines Schwingkreises als Funktion der Harmonischen n für eine Pickuplänge von $L_{\text{Pickup}} = 17.5$ cm (rot) und $L_{\text{Pickup}} = 35$ cm (blau). Es wurde ein Speicherringumfang von $C_0 = 35$ m und eine Kapazität von $C = 150$ pF angenommen.

5.1.1.3 Das Schottky-Signal eines Ionenstrahles

Das Signal eines Strahls bestehend aus N monoenergetischen Ionen ist gegeben durch:

$$\hat{U}_s(\omega_n) = \sum_{i=1}^{\infty} \hat{U}_{s,i}(\omega_n) \cos \varphi_i, \quad (5.11)$$

wobei $\hat{U}_{s,i}$ die Amplitude des Schottky-Spektrums eines einzelnen Ions beschreibt. Die Phasen der Ionen φ_i sind statistisch verteilt.

Das Signal wird üblicherweise mit einem Spektrumanalysator gemessen, der die Leistung des Signales bezogen auf seinen Eingangswiderstand angibt. Die Schottky-Leistung eines Frequenzbandes soll als Quadrat der Spannung des Schottky-Spektrums definiert werden:

$$P_0(\omega_n) = \left(\sum_{i=1}^{\infty} \hat{U}_{s,i}(\omega_n) \cos \varphi_i \right)^2. \quad (5.12)$$

Geht man von einer großen Zahl N und statistisch gleichverteilten Phasen aus, dann gilt für die Summe:

$$\left(\sum_{i=1}^{\infty} \cos \varphi_i \right)^2 = \frac{N}{2}, \quad (5.13)$$

und damit folgt für die Leistung eines Schottky-Bandes:

$$P_0(\omega_n) = \frac{N}{2} \hat{U}_{s,i}^2(\omega_n) \quad (5.14)$$

$$= \frac{4NQ^2}{T^2} Z(\omega_n)^2 \left(1 - \cos \left(\omega_n \frac{L}{v} \right) \right). \quad (5.15)$$

Wie in Gleichung (5.15) ersichtlich gibt es in der Schottky-Leistung Maxima und Minima, deren Auftreten experimentell am TSR untersucht wurde.

5.1.2 Experimente zur Transferimpedanz am TSR

In [35] wurde untersucht, ob sich die Leistung in den Schottky-Bändern tatsächlich durch das theoretische Modell mit der Transferimpedanz (Gleichung (5.15)) beschreiben lässt. Für diesen Zweck wurde die integrierte Leistung in den Schottky-Bändern eines $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahls mit einer Energie von 50 MeV bei verschiedenen Harmonischen n mit Pickups verschiedener Länge und Verstärkern mit verschiedenen Eingangsimpedanzen gemessen. Das Signal konnte in allen Fällen durch das Modell in guter Näherung beschrieben werden. Abbildung 5.4 zeigt beispielhaft die integrale Leistung der Schottky-Bänder als Funktion der Harmonischen gemessen mit dem Schottky-Pickup des TSR mit dem Verstärker NF SA-230F5, der einen Eingangswiderstand von 50Ω besitzt. Die rote Linie stellt einen Fit dar. Die Fit-Funktion $P(\omega_n) = \kappa^2 P_0(\omega_n)$ entspricht Gleichung (5.15) bis auf einen Faktor κ^2 , der berücksichtigt, dass es sich bei dem verwendeten Schottky-Pickup nicht um eine zylindrische Elektrode, sondern um einen Streifenleiter handelt. Für die Anpassung wurde κ als einziger freier Fit-Parameter verwendet. Als Ergebnis lässt sich feststellen, dass das Modell die Messdaten gut beschreibt. Die erwartete Nullstelle bei etwa $n = 120$ auf Grund der Länge des Streifenleiters von $L_{\text{Pickup}} = 46.2 \text{ cm}$ ist deutlich erkennbar. Die relativ große Leistung bei $n = 6$ kann durch die Wechselwirkung mit dem TSR HF-Resonator erklärt werden, dessen Eigenfrequenz auf die sechsfache Umlauffrequenz abgestimmt war. Dadurch wurde dem Strahl ein modulierter (gebunchter) Anteil aufgeprägt.

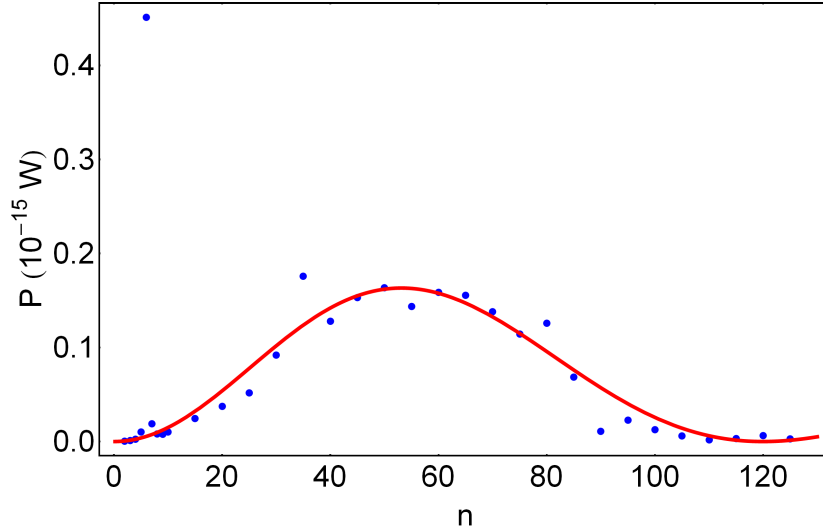


Abbildung 5.3: Gemessene integrierte Leistung in den Schottky-Bändern bei den Harmonischen n [35]. Vergleicht man die gemessene Leistung mit den theoretischen Kurven in Abbildung 5.2, dann fällt auf, dass das gemessene Signal eine Nullstelle bei $n = 1$ aufweist. Dies liegt daran, dass in der Messung ein niederohmiger Verstärker verwendet wurde, in der Rechnung für die theoretischen Kurven jedoch ein Schwingkreis angenommen wurde. Die relativ große Leistung bei $n = 6$ ist auf eine Wechselwirkung mit dem TSR HF-Resonator zurückzuführen.

5.2 Der Schottky-Pickup des CSR

5.2.1 Mechanisches Design

Bei der Herleitung des Schottky-Signales eines Ions (Gleichung (5.9)) wurde angenommen, dass ein Ion, das sich in der Mitte des Schottky-Pickups befindet, eine gleichgroße Spiegelladung auf der Oberfläche der Pickupelektrode influenziert. Das Ion erzeugt aber eine Spiegelladungsverteilung mit einem Gauss'schen Profil mit einer Breite von $\sigma_{\Lambda} = \frac{b}{\gamma\sqrt{2}}$ auf der Oberfläche entlang der Pickupelektrode [71]. γ ist der relativistische Lorentzfaktor, für den für CSR-Energien $\gamma = 1$ gilt. Damit die volle Ionenladung auf der Oberfläche des Pickups influenziert wird, muss die Pickup-Elektrode sehr viel länger sein als der Radius der Pickup-Apertur, d.h. $L_{\text{Pickup}} \gg b$. Der Radius ergibt sich aus der Forderung, den Bereich in dem Ionenbahnen liegen können, durch den Pickup nicht einzuschränken. Aus diesem Grund beträgt der Radius wie beim Strahlpositionsmonitor 5 cm. Für die Länge des Schottky-Pickups wurde $L_{\text{Pickup}} = 35$ cm gewählt.

Abbildung 5.4 zeigt eine CAD-Studie zum Design des Schottky-Pickups, der zusammen mit dem Strommesspickup an einer Halterung befestigt wird. Die große Experimentiervakuumkammer erlaubt wie beim Strahlstrommonitor des CSR die Montage einer Kryopumpe oder einer Kalteinheit.

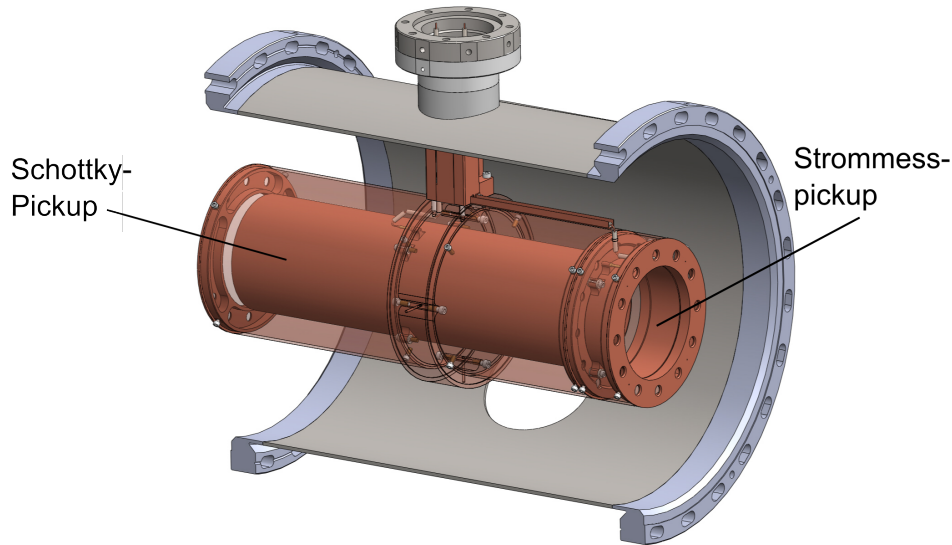


Abbildung 5.4: CAD-Studie zum mechanischen Design des CSR-Schottky-Pickups und des Strommesspickups. Für das Design wurden wesentliche Teile wie z.B. die Aufhängung und Signalführung von der Konstruktion des Strahlpositionsmonitors übernommen (vgl. Abbildung 4.30).

5.2.2 Vergleich des Signales eines Protons mit dem Gesamtrauschen

Für den Nachweis der Schottky-Signale ist, wie im Falle der Positionsmontore geplant, ebenfalls ein resonantes Verstärkersystem zu verwenden. Nach 5.2 ist es für eine möglichst große Signalspannung von Vorteil, wenn die Harmonischenzahl, bei der das Schottky-Signal gemessen wird, möglichst klein ist. Aus diesem Grund wird beabsichtigt einen LC-Kreis zu verwenden, für den der Abstimmbereich derselbe ist wie für die Strahlpositionsmontore (370 kHz bis 460 kHz) (vgl. Abbildung 4.35), so dass beispielsweise für Protonen für den resonanten Nachweis die zweite Harmonische ($n = 2$) gewählt werden muss. Nach Abbildung 5.2 besitzt die Transferfunktion aufgrund der Länge des Schottky-Pickups bei $n = 100$ und ganzzahligen Vielfachen Nullstellen. Der Abstimmbereich ist aber groß genug, so dass z.B. stets Harmonische $n > 100$ bzw. $n < 100$ gewählt werden können.

Wenn der Schwingkreis auf die Resonanzfrequenz abgestimmt ist, dann ist das Gesamtrauschen gegeben durch (vgl. Gleichung (3.22)):

$$U_n = \sqrt{(4 k T Z + Z^2 I_n^2 + E_n^2) \Delta f}. \quad (5.16)$$

Z bezeichnet hier die Impedanz bei Resonanz, die gegeben ist durch $Z = \frac{Q}{\omega_{\text{res}} C}$. k ist die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Werden die in Kapitel 4.3.4.3 angegebenen Rauschwerte des ULNA ($E_n = 0.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und $I_n = 10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$) und eine

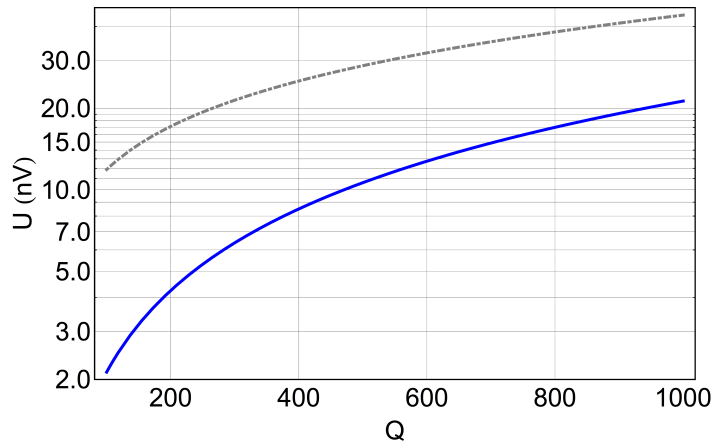


Abbildung 5.5: Signal eines Protons (blau) nach Gleichung 5.9 für $n = 2$ und $C = 150 \text{ pF}$ (vgl. auch Abbildung 5.2) und Gesamtrauschen (grau) des LC-Kreises für $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ und $T = 10 \text{ K}$ als Funktion der Güte.

Temperatur von $T = 10 \text{ K}$ zu Grunde gelegt, dann kann das voraussichtliche Gesamtrauschen mit dem Signal eines Protons als Funktion der Güte verglichen werden. In Abbildung 5.5 ist dazu das Signal für $n = 2$ und $C = 150 \text{ pF}$ und das Gesamtrauschen für $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ und $T = 10 \text{ K}$ als Funktion der Güte dargestellt. Auf Grund der Untersuchungen zur Güte des LC-Kreises für die Positionsmonitore (Kapitel 4.3.4) wird davon ausgegangen, dass es möglich ist, eine Güte von etwa $Q = 500$ zu erreichen. Bei dieser Güte ist das Gesamtrauschen etwa drei mal größer als das Signal eines Protons. Durch Mitteln könnte daher der Nachweis weniger Protonen im CSR möglich sein.

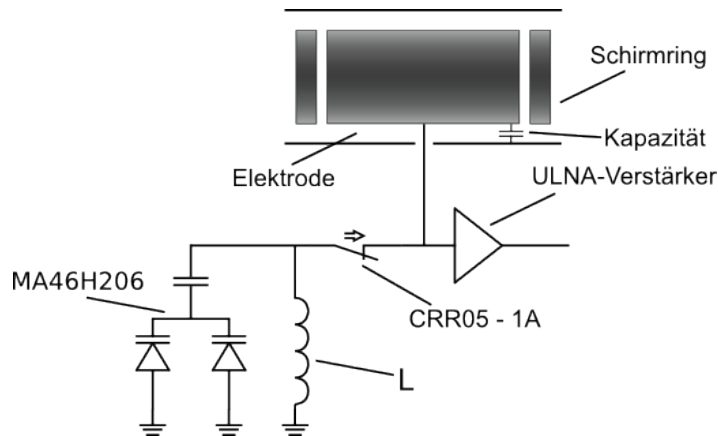


Abbildung 5.6: Verstärkerschaltkreis (schematisch) für den CSR-Schottky-Pickup. Die Untersuchung der Kapazitätsdioden, des Relais und des Verstärkers wurden in Kapitel 4.3 beschrieben. Die Elektronik der CSR-Strahlpositionsmontore kann im Wesentlichen für die Schottky-Pickups übernommen werden.

Zur Realisierung des CSR-Schottky-Pickups ist eine Überführung der Designstudie (Abbildung 5.4) in ein Fertigungsmodell erforderlich. Von der Elektronik der Strahl-

positionsmonitore (vgl. Kapitel 4.3) können die wesentlichen Komponenten für den Schaltkreis zur resonanten Verstärkung der Schottky-Signale übernommen werden. Er ist in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt. Das Relais dient dazu die Induktivität aus dem Schaltkreis zu schalten, um nicht-resonant messen zu können. Die Kapazität des Schottky-Pickups wird etwas höher sein als die Kapazität der Elektroden der Strahlpositionsmonitore. Aus diesem Grund ist für den Schottky-Pickup eine etwas kleinere Induktivität erforderlich.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Für die wirksame Speicherung von Ionenstrahlen ist die Kenntnis des Strahlstroms, der Strahlposition und des Schottky-Signals von entscheidender Bedeutung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden dazu neuartige Messverfahren auf Grundlage kapazitiver Pickups untersucht, mit denen es möglich sein wird, die Strahlparameter am CSR mit hoher Auflösung zu messen.

Am TSR konnte die Verwendbarkeit eines kapazitiven Pickups für Strahlstrommessungen von gebunchten und gekühlten Ionenstrahlen gezeigt werden. Damit steht für zukünftige Experimente am TSR zum ersten Mal ein Messgerät für niedrige Ströme bis zu 10 nA zur Verfügung, so dass nun auch absolute Wirkungsquerschnitte aus den gemessenen Reaktionsraten für die DR berechnet werden können. Es ist geplant, das Messverfahren auch am CSR einzusetzen. Für diesen Zweck wird eine Ringelektrode mit einer Länge von 3 cm in der Diagnosesektion bereitgestellt werden. Zur Verstärkung der Signale kann der Ultra Low Noise Amplifier (ULNA) eingesetzt werden, der auch für die Positionsmonitore und den Schottky-Pickup verwendet wird. Zur Berechnung des Strahlstromes muss die Gesamtkapazität des Verstärkerkreises bekannt sein. Diese kann durch den Vergleich der Signalstärken mit und ohne eine Zusatzkapazität gemessen werden. Dieses Verfahren wurde für die Kalibration des TSR-Pickups ebenfalls getestet.

Zur resonanten Positionsmessung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neuartiges Messkonzept entwickelt, das das abwechselnde Aktivschalten der Elektroden mit einer Umschaltbox beinhaltet. Das Messverfahren wurde eingeführt, um die resonante Positionsmessung möglich zu machen, bietet jedoch auch beim nicht-resonanten Nachweis den Vorteil einer äußerst einfachen Systematik, da nur ein Verstärker für die Signale beider Elektroden verwendet wird. Auf Grund dieses Verfahrens wird eine sehr gute Langzeitstabilität des Systems im CSR erwartet. Es besteht so außerdem die Möglichkeit, einen Abgleich der Kapazitäten resonant mit sehr hoher Genauigkeit durchzuführen. Die technische Umsetzung des Messverfahrens wurde mit der Drahtmethode und mit einem $^{12}\text{C}^{6+}$ Strahl am TSR experimentell untersucht. Dabei wurde die Positionsverschiebung mit dem Pickup mit dem neuen Messkonzept und mit dem

Strahlprofilmonitor gemessen. Es zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Positionsverschiebungen. Als wichtiges Ergebnis wurde ebenfalls festgestellt, dass durch die resonante Messmethode eine Verbesserung der Positionsmesspräzision in einem Maße erreicht wurde, das durch den Vergleich der Güte und des Verhältnisses des Gesamtrauschens des resonanten und nicht-resonanten Systems erklärt werden kann. Eine Abweichung der resonant gemessenen Positionsverschiebung von der mit dem Profilmonitor gemessenen, wird auf ein vom HF-System übersprochenes Signal zurückgeführt.

Untersuchungen eines mechanischen Relais für die Umschaltbox des CSR-Systems zeigten, dass dieses eine lange Lebensdauer in Bezug auf die Anzahl der Schaltzyklen bei kryogenen Temperaturen aufweist. Trotz des Auftretens von Defekten, die auf mehrmaliges Abkühlen zurückzuführen sind, wird die Verwendung des Relais empfohlen. Eine Ausfallsicherheit kann durch Austausch der Relais vor jedem neuen Abkühlvorgang, oder aber durch den parallelen Einsatz von jeweils zwei Relais erreicht werden. In einer Kryopumpe wurde die mit einer Spule aus Kupferdraht voraussichtliche Güte eines LC-Kreises im CSR untersucht. Messungen mit Umschaltbox, Kapazitätsdioden und Durchführungen ergaben dabei eine erreichbare Güte von ca. $Q = 500$. Eine Abschätzung zeigt, dass durch das resonante System eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses um etwa einen Faktor 5 gegenüber dem nicht-resonanten System erreicht werden kann. Dies eröffnet prinzipiell die Möglichkeit, die Strahlposition bei geringeren Strahlströmen zu bestimmen. Übersprechen könnte jedoch auch beim CSR zu einer systematischen Messabweichung führen. Die Stärke des Übersprechens hängt dabei vom speziellen Aufbau des Messsystems am CSR ab und kann nicht vorhergesagt werden. Das Übersprechen, das die Frequenz des HF-Systems besitzt, kann nur vermieden werden, wenn der Strahl gekühlt wird und bei einer auf Grund der Kühlung entstehenden höheren Harmonischen der Frequenz des HF-Systems gemessen wird.

Die absolute Positionsmessgenauigkeit ist ein Maß für das Vermögen, die Strahlposition relativ zu einem durch die strahloptischen Elemente vorgegebenen Koordinatensystem festzustellen. Während des Abkühlvorganges könnte sich aber die Kammer bewegen, an der gegenwärtig die Montage der Halterung des Strahlpositionsmonitors vorgesehen ist. Daher hängt die absolute Positionsmessgenauigkeit im Fall des CSR insbesondere von der Aufhängung des Strahlpositionsmonitors ab. Die mögliche Bewegung der Kammer beim Abkühlen wird Gegenstand der Untersuchungen mit der ersten Ecke des CSR sein, die sich bei Fertigstellung der vorliegenden Arbeit in der Phase letzter Vorbereitungen befand. Gefordert wird ein Fehler in der absoluten Positionsmessung von insgesamt höchstens ± 0.5 mm. Abhängig vom Ergebnis der Untersuchung könnte eine Montage der Strahlpositionsmonitore auf Sockeln ähnlich wie bei den strahloptischen Elementen erforderlich sein. Hinsichtlich der Messung von Strahlverschiebungen wird von einer sehr viel höheren Genauigkeit ausgegangen. Legt man die sehr geringe Abweichung der Strahlverschiebungen gemessen mit dem Strahlpositionsmonitor und dem BPM am TSR und Überlegungen zu Ursachen einer Messungenauigkeit, wie z.B. eine fehlerhafte Ausrichtung des Koordinatensystems des Pickups beim Messen des Skalierungsfaktors zu Grunde, dann erscheint eine Messungenauigkeit des Skalierungsfaktors von etwa

1 % als realistisch. Für eine Messpräzision von $\sigma_x < 0.1$ mm ist am CSR im Falle eines Protonenstrahles nach einer Abschätzung eine Intensität von mindestens $\bar{I} = 50$ nA bei nicht-resonanter Messung erforderlich. Im Falle resonanter Messung wird ein erforderlicher minimaler Strahlstrom von etwa $\bar{I} = 10$ nA erwartet. Insbesondere bei resonanter Messung könnte das Übersprechen eines Signales vom HF-System so stark sein, dass deutlich höhere Strahlströme für eine genaue Positionsmessung nötig sind.

Für den resonanten Schottky-Pickup ist das Verständnis der Pickup-Transferimpedanz von entscheidender Bedeutung, da für bestimmte höhere Harmonische der Umlauffrequenz abhängig von der Länge der Pickup-Elektrode das Schottky-Signal verschwinden kann. Aus diesem Grund wurden Messungen am TSR durchgeführt, die eine experimentelle Überprüfung eines Modells zur Transferimpedanz darstellen und dessen Verwendbarkeit belegen. Die Länge und Apertur des Pickups wurde unter dem Gesichtspunkt eines möglichst großen Signals festgelegt. Für das resonante System wird derselbe Abstimmbereich wie für das resonante Positionsmesssystem vorgeschlagen. Auf Grund der Messung der Güte des resonanten Systems für die Positionsmessungen wird für das Schottky-System eine Güte von etwa $Q = 500$ erwartet. Um abzuschätzen, ob ein Nachweis weniger einfach geladener Ionen im CSR gelingen kann, wurde das Signal eines Protons dem Gesamtrauschen des resonanten Systems gegenübergestellt. Das Ergebnis weist darauf hin, dass durch Mittelung über eine große Anzahl von Messwerten der Nachweis weniger Ionen erreicht werden kann.

Zur Realisierung des Strommesspickups ist es erforderlich, den Designentwurf für die Kombination aus Strommesspickup und Schottky-Pickup in ein fertigungsgerechtes Modell zu überführen. Zur genauen Messung des Strahlstroms muss die Verstärkung des ULNA und die Gesamtkapazität genau bekannt sein. Die Verstärkung hängt von der Temperatur des Verstärkers im CSR ab. Da diese variieren kann, muss eine Möglichkeit gefunden werden, die Verstärkung des ULNA im Einsatz mit einem Kalibrations-signal zu messen. Die Gesamtkapazität des Verstärkerkreises kann durch Zuschalten einer bekannten Kapazität mit Hilfe eines Relais des Typs gemessen werden, der für das Aktivschalten der Elektroden der Strahlpositionsmonitore eingesetzt wird. Vor der Fertigung der sechs Strahlpositionsmonitore ist eine Entscheidung über deren Aufhängung erforderlich. Mit einer größeren Anzahl von Kapazitätsdioden ist eine individuelle Einstellung der Kapazität der LC-Kreise jeder Elektrode möglich, so dass die Steuerungspannungen der Kapazitätsdioden während der Messung nicht verändert werden müssen. Das Layout der Platinen ist entsprechend anzupassen. Das Layout der Platine der Umschaltbox muss zusätzlich so geändert werden, dass zur Erhöhung der Ausfallsicherheit jeweils zwei Relais parallel eingesetzt werden können. Zur Unterbringung der Verstärkerplatine, der Umschaltbox und der Spule existiert bereits eine Designstudie eines kombinierten Schirmgehäuses (siehe Abbildung 4.30). Auch die Entwicklung des Schottky-Pickups hinsichtlich Design und Messkonzept ist abgeschlossen. Die Komponenten der Elektronik für den Schottky-Pickup können von der Elektronik des Strahlpositionsmontors übernommen werden und das mechanische Design orientiert sich wie beschrieben am Design der Strahlpositionsmontore.

Schaltpläne

Kaskode

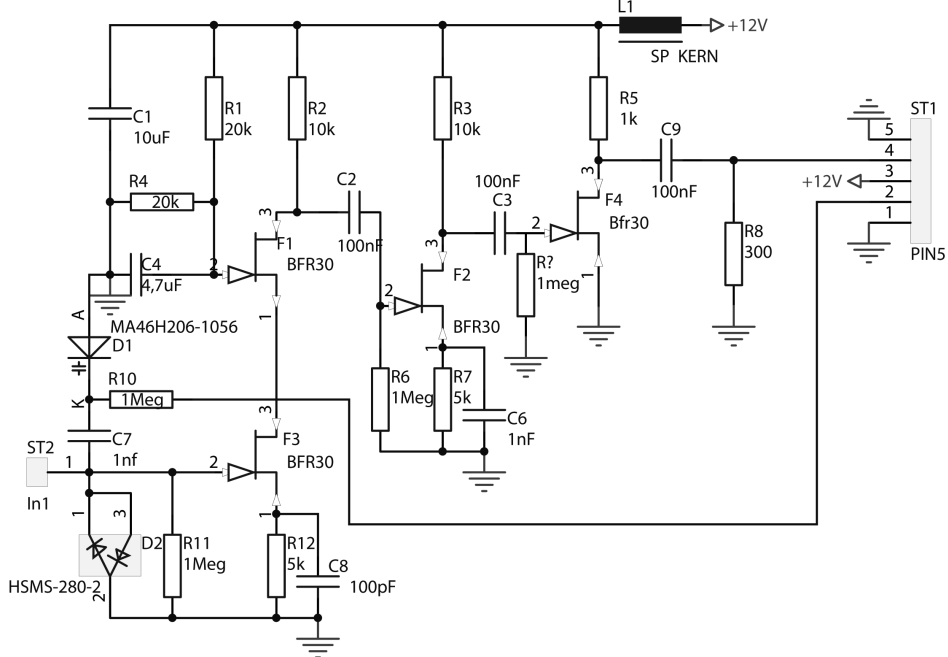


Abbildung 1: Schaltplan der ersten Verstärkerstufe, die für die Positionsmessungen am TSR verwendet wurde [45].

Ultra-Low-Noise Amplifier

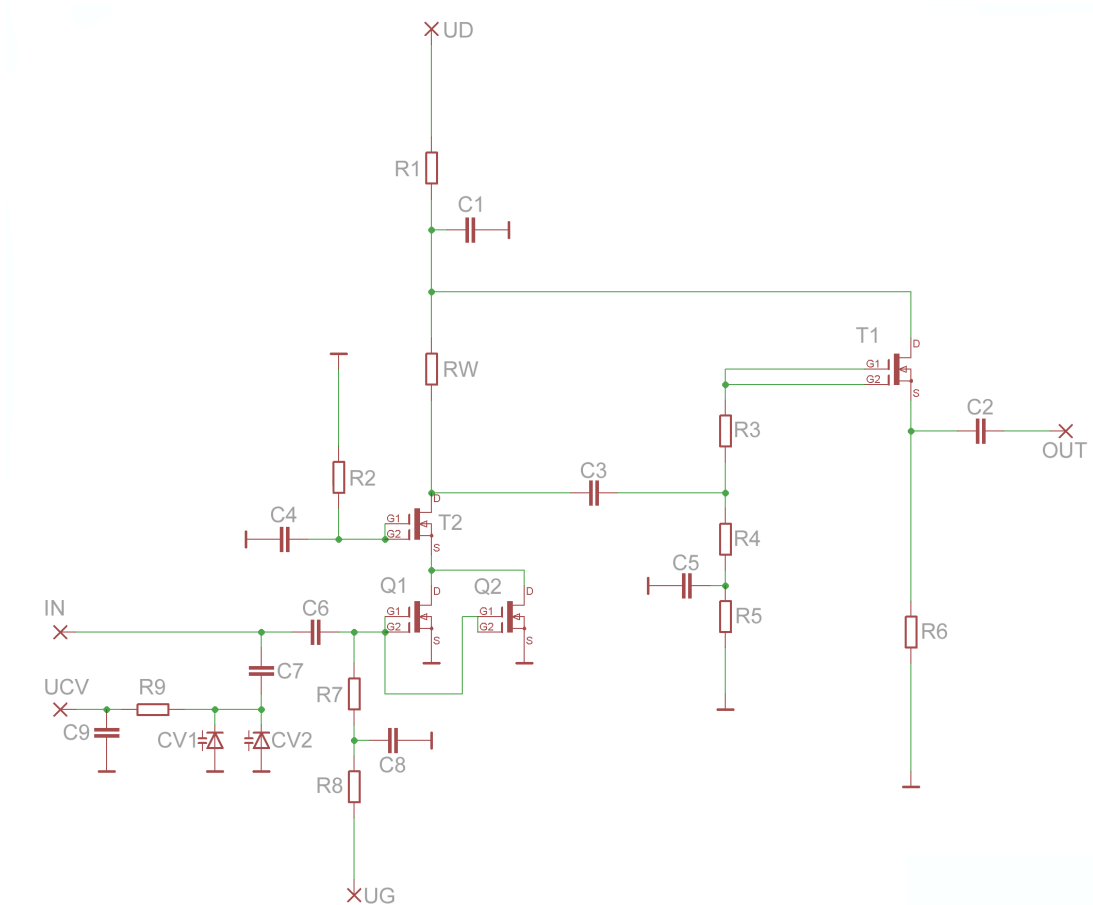


Abbildung 2: Schaltplan des Ultra-Low-Noise Amplifiers (ULNA) [66]. Bei den Eingangs-FETs (Q1, Q2) handelt es sich um NE25139 Dual-Gate GaAs MESFETs, bei den zwei anderen FETs (T1, T2) um 3SK124 Dual-Gate MOSFETs.

Aktive Komponenten		Widerstände		Kondensatoren			
CV1	MA46H206	R1	150R	Susumu	C1	1 μ	Philips ECHU
CV2	MA46H206	R2	560k	Susumu	C2	100n	Philips ECHU
Q1	NE25139	R3	270R	Susumu	C3	10n	Philips ECHU
Q2	NE25139	R4	560k	Susumu	C4	100n	Philips ECHU
T1	3SK124	R5	560k	Susumu	C5	100n	Philips ECHU
T2	3SK124	R6	390R	Susumu	C6	100n	Philips ECHU
		R7	100M	Yageo	C7	1.5n	TDK
		R8	560k	Susumu	C8	100n	Philips ECHU
		R9	10M	Yageo	C9	100n	Philips ECHU
		RW	1k	Susumu			

Literaturverzeichnis

- [1] LARSSON, M.: Dissociative electron - ion recombination studies using ion synchrotrons. In: *Advanced Series in Physical Chemistry* 10 (2000)
- [2] VEJBY-CHRISTENSEN, L. ; ANDERSEN, L. H. ; HEBER, O. et al.: Complete branching ratios for the dissociative recombination of H_2O^+ , H_3O^+ , and CH_3^+ . In: *The Astrophysical Journal* 483 (1997), S. 531 – 540
- [3] NOVOTNÝ, O. ; BUHR, H. ; STÜTZEL, J. et al.: Fragmentation channels in dissociative electron recombination with hydronium and other astrophysically important species. In: *Journal of Physical Chemistry A* 114 (2010), S. 4870 – 4874
- [4] NOVOTNY, S.: *Fragmentation of molecular ions in slow electron collisions*, Universität Heidelberg, Diss., 2008
- [5] BUHR, H. ; MENDES, M. B. ; NOVOTNÝ, O. et al.: Energy-sensitive imaging detector applied to the dissociative recombination of D_2H^+ . In: *Phys. Rev. A* 81 (2010), S. 062702 – 12
- [6] GEPPERT, W. D. ; LARSSON, M.: Dissociative recombination in the interstellar medium and planetary ionospheres. In: *Molecular Physics* 106 (2008), S. 2199 – 2226
- [7] FLORESCU-MITCHELL, A. I. ; MITCHELL, J. B. A.: Dissociative recombination. In: *Physics Reports* 430 (2006), S. 277 – 374
- [8] TAKAGI, H. ; KOSUGI, N. ; LE DOURNEUF, M.: Dissociative recombination of CH_4^+ . In: *Journal of Physics B* 24 (1991), S. 701 – 732
- [9] TAKAGI, H.: Rotational effects in the dissociative recombination process of $\text{H}_2^+ + e$. In: *Journal of Physics B* 26 (1993), S. 4815 – 4832
- [10] WOLF, A. ; HAHN, R. von ; GRIESER, M. et al.: The Heidelberg CSR: Stored ion beams in a cryogenic environment. In: NAGAITSEV, S. (Hrsg.) ; PASQUINELLI, R. J. (Hrsg.): *Beam cooling and related topics* Bd. 821, American Institute of Physics, 2006 (AIP Conference Proceedings)

- [11] KRANTZ, C. ; BERG, F. ; BLAUM, K. et al.: The Cryogenic Storage Ring and its application to molecular ion recombination physics. In: *Proceedings of the DR2010, Lake Tahoe, Kalifornien, USA* (2010)
- [12] BURCK, A.: *Entwicklung großflächiger mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit Au:Er- und Ag:Er-Sensoren für den energieaufgelösten Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*. Universität Heidelberg, Dissertation, 2008
- [13] MCCARTHY, M. C. ; GOTTLIEB, C. ; GUPTA, H. et al.: Laboratory and astronomical identification of the negative molecular ion C_6H^- . In: *The Astrophysical Journal Letters* 652 (2006), S. 141 – 144
- [14] RIZZO, T. R. ; STEARNS, J. A. ; BOYARKIN, O. V.: Spectroscopic studies of cold, gas - phase biomolecular ions. In: *International Reviews in Physical Chemistry* 28 (2009), S. 481 – 515
- [15] BERG, F.: *Die Injektionsbeamline des Cryogenic Storage Ring*, Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2011
- [16] LANGE, M. ; FROESE, M. ; MENK, S. et al.: A cryogenic electrostatic trap for long-time storage of keV ion beams. In: *Rev. Sci. Instrum.* 81 (2010), S. 055105 1 – 10
- [17] FROESE, M. ; BLAUM, K ; FELLENBERGER, F. et al.: Thermionic power-law decay of excited aluminum-cluster anions and its dependence on storage-device temperature. In: *Physical Review A* 83 (2011), S. 023202
- [18] ORLOV, D. A. ; KRANTZ, C. ; SHORNIKOV, A. et al.: Ultra cold photoelectron beams for ion storage rings. In: *Proceedings of the 18th International Spin Physics Symposium* Bd. 1149, 2009
- [19] SHORNIKOV, A. ; ORLOV, D. A. ; GRIESER, M. et al.: Ultra-low energy electron cooler for the Heidelberg CSR. In: *Proceedings of Cool 2009, Lanzhou, China*, 2009
- [20] GRIESER, M.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [21] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2008
- [22] GRIESER, M.: *Space Charge Limitation of an electron-cooled proton beam*. <https://www.gsi.de/documents/DOC-2010-Jan-200-1.pdf>, 2004
- [23] KAMP-FROESE, M.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [24] FENN, J. B. ; MANN, M. ; MENG, C. K. et al.: Electrospray ionization for mass spectrometry of large biomolecules. In: *Science* 246 (1989), S. 64 – 71

- [25] ANDERSEN, J. U. ; HVELPLUND, P. ; BRØNDSTED NIELSEN, S. et al.: The combination of an electrospray ion source and an electrostatic storage ring for lifetime and spectroscopy experiments on biomolecules. In: *Review of Scientific Instruments* 73 (2002), S. 1284 – 1288
- [26] SIEBER, T. ; FADIL, H. ; GRIESER, M. et al.: Beam diagnostics development for the Cryogenic Storage Ring CSR. In: *Proceedings of DIPAC 2007, Venice, Italy, 2007*
- [27] PETERS, A. ; REEG, H. ; DÜRR, V. et al.: A Cryogenic Current Comparator for nondestructive beam intensity measurements. In: *Proceedings of EPAC94, London UK, 1994*
- [28] VODEL, W. ; NEUBERT, R. ; NIETZSCHE, S. et al.: Current status of the SQUID based Cryogenic Current Comparator. In: *Proceedings of DIPAC 2007, Venice, Italy, 2007*
- [29] GRIESER, M. ; BASTERT, R. ; BLAUM, K. et al.: The diagnostics system at the Cryogenic Storage Ring CSR. In: *Proceedings of IPAC 2010, Kyoto, Japan, 2010*
- [30] SIEBER, T. ; BLAUM, K. ; GRIESER, M. et al.: Intensity and profile measurement for low intensity ion beams in an electrostatic cryogenic storage ring. In: *Proceedings of DIPAC09, Basel, Switzerland, 2009*
- [31] PUTIGNANO, M. ; WELSCH, C. P.: Design of a nozzle-skimmer system for a low perturbation ionization beam profile monitors. In: *Proceedings of DIPAC09, Basel, Switzerland, 2009*
- [32] BASTERT, R.: *Erzeugung kurzer Ionenpulse in einem Speicherring*, Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2009
- [33] GRIESER, M. ; R., Bastert ; BLAUM, K. et al.: Acceleration, deceleration and bunching of stored and cooled ion beams at the TSR, Heidelberg. In: *HIAT 09 Proceedings, Venice, June, 2009*
- [34] JOHNSON, J. B.: Thermal agitation of electricity in conductors. In: *Physical Review* 32 (1928), S. 97 – 109
- [35] SCHMITZ, F.: *Schottky Diagnostics at the Heavy Ion Cooler Storage Ring TSR*. Universität Heidelberg, Bachelorarbeit, 2010
- [36] SCHMITZ, F.: *Schottky Diagnostics at the Heavy Ion Cooler Storage Ring TSR*, Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 2010
- [37] BEVINGTON, Philip R. ; ROBINSON, Keith D.: *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. Macgraw-Hill, 2002

- [38] FORCK, Peter: *Lecture notes on beam instrumentation and diagnostics*. <http://www-bd.gsi.de/conf/juas/juasscript.pdf>, January-March 2011
- [39] SHAFER, R. E.: Beam Position Monitoring. In: *AIP Conference Proceedings* Bd. 212, 1990, S. 26 – 58
- [40] *Opera 12, Vector Fields*. 2009
- [41] MEINKE, Hans H. ; GUNDLACH, Friedrich W.: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer, 1992
- [42] BOWICK, Chris: *RF circuit design*. Newnes, 2008
- [43] HUNKLINGER, Siegfried: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2009
- [44] HOCHADEL, B.: *Untersuchungen zum Intrabeam Scattering am TSR*, Universität Heidelberg, Diss., 1994
- [45] KOSCHORRECK, O.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [46] WERLE, P.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [47] MACALPINE, W. W.: Coaxial resonators with helica inner conductor. In: *Proceedings of the IRE*, 1959
- [48] WHEELER, H.A.: Simple inductance formulas for radio coils. In: *Proceedings of the IEEE* 16 (1928), S. 1398 – 1400
- [49] LYONS, Richard G.: *Understanding digital signal processing*. Prentice Hall International, 2004
- [50] HARRIS, Frederic J.: On the use of windows for harmonic analysis with the Discrete Fourier Transform. In: *Proceedings of the IEEE* 66 (1978), S. 51 – 82
- [51] LÜKE, H. D.: The origins of the sampling theorem. In: *IEEE Communications Magazine* (1999), S. 106–108
- [52] BRANDT, D. (Hrsg.) ; CERN (Veranst.): *CERN Accelerator School - Digital Signal Processing*. 2007
- [53] PÉREZ-ALCÁZAR, Pablo R. ; SANTOS, Andrés: Relationship between sampling rate and quantization noise. In: *14th Int. Conf. on Digital Signal Processing Proceedings*, 2002
- [54] BELLEMAN, J.: *From analog to digital*. <http://cas.web.cern.ch/cas/Sweden-2007/Lectures/Web-versions/Belleman.pdf>, 2007
- [55] WIDROW, Bernard ; KOLLÁR, István: *Quantization Noise in Digital Computation, Signal Processing, Control, and Communications*. Cambridge University Press, 2008

- [56] KESTER, W.: Taking the mystery out of the infamous formula, 'SNR=6.02 b+1.76 dB,' and why you should care / Analog Devices. 2008. – Forschungsbericht
- [57] KIHM, Thomas: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [58] *Mathematica 8*, Wolfram Research. 2010
- [59] ALBRECHT, F.: *Entwicklung eines Strahllagemesssystems für den Heidelberger Testspeicherring TSR*, Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 1993
- [60] TECHNOLOGIES, Agilent: *Spectrum Analyser Basics*. Application Note 150, August 2006
- [61] CUPERUS, J. H.: Edge effects in beam monitors. In: *Nuclear Instruments and Methods* 145 (1977), S. 233 – 243
- [62] SCHREINER, W.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [63] MEINKE, H. H. ; GUNDLACH, F. W.: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer Verlag, 1968
- [64] KRACKE, Holger: *Entwicklung der kryogenen Nachweis-Elektronik zur Bestimmung der axialen Frequenz des Protons in einer Penning-Falle*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2007
- [65] MATULA, R. A.: Electrical Resistivity of Copper, Gold, Palladium, and Silver. In: *JPCRD* 8 (1979), S. 1147 – 1298
- [66] STURM, S.: *Persönliche Mitteilungen*. 2008 - 2011
- [67] MOTCHENBACHER, C.D. ; CONNELLY, J. A.: *Low Noise Electronic System Design*. Wiley Interscience, 1993
- [68] OTT, H. W.: *Noise reduction techniques in electronic systems*. John Wiley & Sons, 1988
- [69] COHEN, B. G. ; SNOW, W. B. ; TRETOLA, A. R.: GaAs p-n junction diodes for wide range thermometry. In: *Review of Scientific Instruments* 34 (1963), Nr. 10, S. 1091 – 1093
- [70] SCHAAF, U.: *Schottky-Diagnose und BTF-Messungen an gekühlten Strahlen im Schwerionen-Speicherring ESR*. Universität Frankfurt, Dissertation, 1991
- [71] HOFFMANN, A.: Dynamics of beam diagnostics. In: *Proceedings of the CERN Accelerator School, Dourdan, France*, 2008

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt ...

... dem gesamten CSR-Team für seine freundliche Aufnahme und die gemeinsame Zeit an diesem spannenden Projekt.

... Klaus Blaum für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen, seine wertvolle Unterstützung dabei und für das 'auf dem Schirm' haben der Belange seiner Doktoranden. Dies ist nicht selbstverständlich!

... Joachim Ullrich für die freundliche Übernahme des zweiten Gutachtens.

... Manfred Grieser für das Einspringen als Betreuer, seine tatkräftige Unterstützung bei Strahlzeiten, seine Geduld und Weitergabe von immensem Fachwissen und seine Begeisterung bei Diskussionen rund um die Strahldiagnose.

... Thomas Sieber für die freundliche Einweisung in das Projekt und die Übernahme der Betreuung im ersten Jahr.

... Robert von Hahn, Michael Lange, Roland Repnow und Andreas Wolf für wertvolle Tipps. Ihnen, Herr Repnow, insbesondere vielen Dank für die Bereitstellung der Kryopumpe, die, zweckentfremdet, die vielen Kryotests möglich gemacht hat.

... Felix, Florian, Frederike, Mike, Robin, Sayyora und Sebastian und für die gute Zusammenarbeit und viel Spaß auch außerhalb des Instituts.

... Unseren Elektronikern und Mechanikern Oliver Koschorreck, Jan Wetterauer, Peter Werle und Rolf Epkin, Thomas Schiffmann, Kurt Horn, Dirk Kaiser, Michael Frauenfeld und Karlheinz Hallatschek für die stete Hilfe bei der Entwicklung der Elektronik und die große Unterstützung im Labor. Mein Dank gilt besonders Oliver Koschorreck und Jan Wetterauer für die Entwicklung des Kaskodenverstärkers und den unermüdlichen Einsatz bei der Vorbereitung von Experimenten.

... Christian Roux und Ralph Zilly für das Herstellen der Platinen und des ULNA Verstärkers. Sven Sturm für die Beantwortung von vielen Fragen rund um seinen Verstärker.

... Thomas Kihm und Christian Bauer für das Bereitstellen des Digitizers, Programmierhilfen und Diskussionen über Digital Signal Processing.

... Meinen Eltern und meinen Schwestern für liebevolle Unterstützung.

... Meiner lieben Freundin Frieda. Dafür, dass Du meine Gefährtin bist!