

# Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA

Dissertation

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

Am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

von

Ruth Freya Kempf  
geb. Herbertz in Köln

Mainz, den 21. Juli 2020



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ



Datum der mündlichen Prüfung: 09.07.2020



# Stabilisation der Strahlparameter für das P2-Experiment an MESA

Am neuen Elektronenbeschleuniger Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator (MESA) am Institut für Kernphysik in Mainz soll mit dem P2-Experiment der elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2 \Theta_W$ , auch Weinbergwinkel genannt, mit extremer Präzision von 0,14% anhand elastischer Elektron-Proton-Streuung mit longitudinal polarisierten Elektronen bestimmt werden. Der Weinbergwinkel ist ein Parameter der elektroschwachen Wechselwirkung und kann anhand der paritätsverletzenden Asymmetrie gemessen werden. Diese ergibt sich aus den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten für Elektronen positiver und negativer Helizität.

$$A_{PV} = \frac{\sigma_{ep}^+ - \sigma_{ep}^-}{\sigma_{ep}^+ + \sigma_{ep}^-}$$

Die Elektronenenergie wurde mit 140 MeV so gewählt, dass der Untergrund aus Boxgraphen mit dem Austausch jeweils zweier Bosonen unterdrückt wird. Allerdings ist aufgrund der geringen Strahlenergie die Differenz der beiden Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ep}^+ - \sigma_{ep}^-$  extrem klein und die erwartete Asymmetrie von 30-40 ppb etwa eine Größenordnung kleiner als die kleinste jemals gemessene Asymmetrie bei polarisierter Elektron-Proton-Streuung. Die kleinen zu messenden Asymmetrien haben zur Folge, dass jede nicht-physikalische Asymmetrie, die von helizitätskorrelierten Schwankungen der Strahlparameter stammen, extrem präzise gemessen und stabilisiert werden muss.

Eine präzise Messung der Parameterschwankungen und deren Stabilisierung hin zu einer gesamten apparativen Asymmetrie von wenigen ppb mit einer Unsicherheit von 0,1 ppb nach 10.000 Stunden Messzeit ist die Forderung der P2-Experimentatoren. Die Ergebnisse des P2-Experiments hängen damit maßgeblich von der Qualität des erzeugten Strahls ab.

In dieser Arbeit wird ein Feedbacksystem vorgestellt, das in der Lage ist, mithilfe geeigneter Messinstrumente sowie digitaler Datenerfassung und Regelung, die Strahlparameter Lage und Winkel so zu messen und zu stabilisieren, dass die geforderte Genauigkeit erreicht werden kann. Die erfolgreich verlaufenen Testmessungen hierfür wurden am Mainzer Mikrotron (MAMI) mit einer Elektronenenergie von 180 MeV durchgeführt.

Lage und Winkel des Strahls werden bei MESA genau wie bei MAMI mit einem minimal-invasiven Hohlraumresonator gemessen. Für MESA wird im zweiten Teil dieser Arbeit ein neues Design eines solchen Monitors vorgestellt und die Funktion eines Prototyps bei Messungen am MESA-Testaufbau MESA Low-energy Beam Apparatus (MELBA) überprüft.



## Beam Parameter Stabilization for the P2 Experiment at MESA

At the new electron accelerator Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator (MESA) in the Institute of Nuclear Physics in Mainz the P2 experiment will measure the weak mixing angle  $\sin^2 \Theta_W$  with extreme precision of 0.14% via elastic electron-proton-scattering with longitudinally polarized electrons. The weak mixing angle is a parameter of the electroweak interaction and can be measured by means of the parity violating asymmetry, which derives from the asymmetry of the cross sections for electrons with positive and negative helicity in electron-proton-scattering:

$$A_{\text{PV}} = \frac{\sigma_{\text{ep}}^+ - \sigma_{\text{ep}}^-}{\sigma_{\text{ep}}^+ + \sigma_{\text{ep}}^-}$$

The small electron energy of 140 MeV, which was chosen to suppress the contributions of box graphs with two-boson exchange, leads to a tiny difference of the cross sections  $\sigma_{\text{ep}}^+ - \sigma_{\text{ep}}^-$  and an expected measured asymmetry of 30-40 ppb. This is more than ten times less than the smallest asymmetry ever measured before. This demands for extreme precise measurement of all false asymmetries coming from helicity correlated fluctuations of the beam parameters position, angle, energy and current.

The P2-experimenters demands embrace a maximum of few ppb total false asymmetry with an uncertainty of 0.1 ppb after ten thousand hours of measurement time. Consequently the result of the P2 experiment is highly dependent on the beam quality delivered by the accelerator.

In this thesis, a feedback system, including a digital control and data acquisition system, is introduced. This system is capable of measuring and stabilizing the beam parameters position and angle in a way that the demanded precision can be met. The developed system was tested successfully with a 180 MeV-beam at MAMI.

The second part of the thesis describes the development of a resonator cavity as a minimal-invasive beam position monitor for MESA based on a design used in MAMI for several years. Successful functional tests of a prototype monitor took place at the MESA Low-energy Beam Apparatus (MELBA).



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>5</b>
1.1 Der Beschleuniger MESA . . . . .	5
1.2 Das P2-Experiment . . . . .	7
1.3 Messung des Weinbergwinkels mit polarisierten Elektronen . . . . .	11
1.4 Apparative Asymmetrie . . . . .	12
1.4.1 Polarisierung des Elektronenstrahls mittels Pockelszelle . . . . .	12
1.4.2 Ursache apparativer Asymmetrien . . . . .	14
1.4.3 Korrektur der experimentell gemessenen Asymmetrie auf apparative Asymmetrien . . . . .	14
1.4.4 Anforderungen an die Messgenauigkeit der Strahlparameter . . . . .	17
1.4.5 Auswirkungen sinusförmiger Störungen auf die Asymmetriemessung	20
1.4.6 Mindestlänge der Driftstrecke zur Messung des Winkels . . . . .	23
1.5 Funktionsweise einer Hochfrequenzkavität als Strahllagemonitor . . . . .	23
1.5.1 Amplituden- und Phasenverhalten einer Resonatorkavität . . . . .	26
<b>2 Konzept einer Strahllageregelung und Testaufbau an MAMI</b>	<b>29</b>
2.1 Der Regelkreis für Positionsregelung . . . . .	29
2.2 Versuchsaufbau in MAMI . . . . .	31
2.3 Signal- und Datenverarbeitung . . . . .	35
2.3.1 Datennahme . . . . .	36
2.3.2 Digitale Filter und Regler . . . . .	38
2.3.3 IQ-Demodulation . . . . .	41
<b>3 Strahlage- und Strommessungen an MAMI</b>	<b>47</b>
3.1 Charakterisierung des Regelkreises . . . . .	47
3.1.1 Messung von Übertragungsfunktionen und ihre Deutung im Regelkreis . . . . .	47
3.1.2 Schnelle Wedler . . . . .	48
3.1.3 Verstärker für schnellen Wedler . . . . .	50

3.1.4	Lineare Phase . . . . .	54
3.1.5	Modellrechnung der Übertragungsfunktion des Regelkreises . . .	54
3.1.6	Messung des Regelkreises an MAMI . . . . .	55
3.2	Hub des Wedlers . . . . .	56
3.3	Kalibration der XYMOs . . . . .	58
3.4	Auflösungsvermögen der Datenaufnahme und der XYMO-Elektronik . .	60
3.5	Vermessung und Regelung des MAMI-Elektronenstrahls . . . . .	60
3.5.1	Vergleich der Übertragungen symmetrisch - nicht-symmetrisch .	61
3.5.2	Regelung der Strahlage und des -winkels . . . . .	65
3.5.3	Störübertragungsfunktion . . . . .	77
3.5.4	Funktionsüberprüfung des digitalen abgefangenen Tiefpasses . .	78
3.5.5	Vermessung der IQ-Demodulation . . . . .	81
3.5.6	Verdrehung der $\lambda/2$ -Platte und Messung der Asymmetrie . . . .	83
3.5.7	Beobachtbare Umschaltphänomene bei der Spinumschaltung . .	84
3.6	Ergebnisse für gemessene Asymmetrien des unregulierten MAMI-Strahls	87
<b>4</b>	<b>Abschätzung der apparativen Asymmetrieunsicherheit bei P2</b>	<b>93</b>
<b>5</b>	<b>Entwicklung und Test eines XYMOs für MESA</b>	<b>97</b>
5.1	Der XYMO-Prototyp . . . . .	97
5.1.1	Anforderungen . . . . .	97
5.1.2	Design . . . . .	99
5.2	Vermessung und Abstimmung des XYMO-Prototyps . . . . .	105
5.3	Test des Strahllagemonitors an MELBA . . . . .	111
5.3.1	Betreiben des XYMO mit $\beta < 1$ . . . . .	112
5.3.2	Testaufbau in MELBA . . . . .	113
5.3.3	Strahleigenschaften und Messbedingungen an MELBA . . . . .	115
5.3.4	Linearität und Empfindlichkeit des Strahllagesignals . . . . .	116
5.3.5	Untergrund . . . . .	120
5.3.6	Linearität mit dem Strahlstrom . . . . .	121
5.3.7	Abhängigkeit von Bunchlänge . . . . .	121
5.3.8	Verkopplung von X und Y . . . . .	124
5.4	Amplituden- und Phasenverhalten bei Verstimmung mittels Kolben . . .	125
5.5	Gedanken zu einem günstigen XYMO . . . . .	126
	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>129</b>
	<b>Anhang</b>	<b>131</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>145</b>



## Glossar

**MESA** Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator

**MELBA** MEsa Low-energy Beam Apparatus

**MAMI** Mainzer Mikrotron

**MAGIX** MESA Internal Gas Target Experiment

**BDX** Beamdump-Experiment

**XYMO** XY-Monitor bzw. Hohlraumresonator zur Messung der Strahllage

**PIMO** Hohlraumresonator zur Phasen- und Intensitätsmessung

**Wedler** Dipolmagnetpaar zur Lagekorrektur des Elektronenstrahls. Zwei verschiedene Ausführungen: schnell mit Ferritkern, langsam mit Stahlkern.

**180°-Hybrid** Passives HF-Bauelement, an dessen Ausgängen die Differenz und die Summe der zwei Eingänge anliegen

**Mischer** Elektronisches Bauteil zur Multiplikation zweier Signale mit den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ . Dabei entsteht ein Signal mit den Frequenzen  $\omega_1 + \omega_2$  und  $\omega_1 - \omega_2$ .

**FPGA** Field Programmable Gate Array. Anordnung programmierbarer logischer Gatter.

**STA** Short Term Asymmetry

**STD** Short Term Difference

**RMS-SPS** RMS-Strahlpositionsschwankung

**LZI** Lineares Zeitinvariantes System. Ein lineares System, das unabhängig gegenüber zeitlicher Verschiebung ist.

**ADC** Analog-Digital-Wandler

**DAC** Digital-Analog-Wandler

**GPIO** Allzweckeingabe/-ausgabe, general purpose input/output

**lineare Phase** Phasenversatz, der durch eine Totzeit entsteht

**Totzeit** Begriff aus der Regelungstechnik, der einer Verzögerung oder Latenzzeit gleicht.

**Master/Slave-Prinzip** Hierarchie zweier oder mehr Geräte, bei welcher ein Gerät Funktion und Speicherzugriff aller anderen Geräte kontrolliert

**Framework** Programmiergerüst, das auch Entwurfsmuster für Unterprogramme bereitstellt.

**DAQcore** Entwurfsmuster für ein Unterprogramm im Framework „daccordServer“

**daccordServer** Framework, das zur Datenaufnahme und -verwaltung bei den Strahllagetests an MAMI verwendet wird

**RunControl** Unterprogramm von daccordServer zum Starten und Steuern von Messungen und Verwalten von Messdaten

**TCP** Transmission Control Protocol. Zwei-Wege-Datentransportprotokoll in Computernetzwerken

**SATA** Serial AT Attachment. Eine serielle Computerschnittstelle mit dem Übertragungsprotokoll ATA für den Datenaustausch mit Festplatten. In diesem Anwendungsfall wird lediglich die physische Schnittstelle benutzt, nicht das Übertragungsprotokoll.

**SNR** Signal-to-Noise-Ratio

**OFHC** Oxygen-Free High Thermal Conductivity



# Einleitung

Am neuen Elektronenbeschleuniger MESA am Institut für Kernphysik in Mainz soll mit dem P2-Experiment der elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2 \Theta_W$ , auch Weinbergwinkel genannt, mit extremer Präzision von 0,14% [1] anhand elastischer Elektron-Proton-Streuung mit longitudinal polarisierten Elektronen bestimmt werden. Der Weinbergwinkel ist ein Parameter des Standardmodells, der einer experimentellen Bestimmung bedarf. Seine Vorhersage im Rahmen des Standardmodells beruht auf der experimentell bestimmten Masse des Z-Bosons. Er beschreibt die Mischung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung und vereinigt sie zur elektroschwachen Wechselwirkung. Seine Bestimmung ist somit auch ein Test des Standardmodells und eine Abweichung von der Vorhersage kann ein Hinweis auf neue Physik sein.

Die bisher genauesten Bestimmungen des Weinbergwinkels wurden am Large Electron-Positron Collider LEP [2] und am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) [3] vorgenommen. Die Messungen fanden bei hohen Schwerpunktsenergien in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz unter Elektron-Positron-Streuung statt und die Ergebnisse für  $\sin^2 \Theta_W$  unterscheiden sich um mehr als drei Standardabweichungen, wofür bisher keine Ursache gefunden wurde. Die Bestimmung bei geringeren Energien hingegen ist mit vergleichsweise großen Unsicherheiten behaftet, was damit zusammenhängt, dass die gemessenen Asymmetrien bei kleinen Impulsüberträgen extrem klein sind. Die bisher kleinsten Asymmetrien von 226 ppb wurden beim Q-Weak-Experiment am Jefferson Lab [4] gemessen, welches als das direkte Vorgängerexperiment von P2 betrachtet werden kann. P2 wird mit seiner Präzision einen Hinweis darauf geben können, ob bisher unbekannte physikalische Effekte jenseits des Standardmodells Ursache für die Abweichungen sein können.

Abbildung 1 zeigt einen Überblick über die Elektronenstreuexperimente abhängig von der paritätsverletzenden Asymmetrie und ihrer Unsicherheit. Dabei besitzt das P2-Experiment die geringste Unsicherheit und damit die höchsten Anforderungen an Genauigkeit und Kontrolle der Strahlparameter von MESA.

Die polarisierten Elektronen werden von MESA mit einem Strom bis zu 150  $\mu\text{A}$  bereitgestellt und auf das Protonentarget gelenkt. Dabei wird die Helizität mit einer Frequenz von 1 kHz gewechselt. Aus dem Zählexperiment wird eine Asymmetrie berechnet, die



verfälscht. Erzeugt wird diese Asymmetrie schon in der Quelle des Beschleunigers. Eine genaue Messung der Parameterschwankungen und deren Stabilisierung hin zu einer gesamten apparativen Asymmetrie von einigen ppb mit einer Unsicherheit von 0,1 ppb nach 10.000 Stunden Messzeit ist eine Forderung der P2-Experimentatoren. Das Experiment hängt damit maßgeblich von der Qualität des erzeugten Strahls ab, was sich auch darin zeigt, dass Design und Planung von Maschine und Experiment zeitlich und konzeptionell eng verzahnt sind.

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie die Strahlparameter Lage, Winkel und Strahlstrom gemessen werden und wie mittels geeigneter Messinstrumente sowie digitaler Datenerfassung und Regelung die geforderte Genauigkeit erreicht werden kann. Die Testmessungen hierfür wurden am Mainzer Mikrotron (MAMI) durchgeführt. Das Konzept der Regelung und ein Testaufbau an MAMI werden in Kapitel 2 vorgestellt. Die Messungen und Resultate finden sich in Kapitel 3. Anschließend werden in Kapitel 4 die Ergebnisse auf das Setup von P2 und MESA projiziert und eine Abschätzung für die zu erwartenden apparativen Asymmetrien und deren Unsicherheiten abgegeben.

Lage und Winkel des Strahls werden bei MESA genau wie bei MAMI mit einem minimal-invasiven Hohlraumresonator gemessen. Für MESA wird im Rahmen dieser Arbeit in Kapitel 5 ein neues Design eines solchen Monitors vorgestellt und die Funktion eines Prototyps bei Messungen am MESA-Testaufbau überprüft.



# Kapitel 1

## Grundlagen

### 1.1 Der Beschleuniger MESA

In den alten Hallen des A4-Experiments sowie in einem neu zu errichtenden Gebäude auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik in Mainz wird der energierückgewinnende Linear-Elektronenbeschleuniger Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator (MESA) aufgebaut werden. Sein Hauptzweck ist es, den hohen Bedarf an Strahlzeit des neuen paritätsverletzenden Experiments P2 zu decken, der sich auf ca. 10.000 Stunden belaufen wird. Darüber hinaus sind noch weitere Experimente geplant, wie die Bestimmung der schwachen Ladung des  $^{12}\text{C}$ -Kerns sowie des Neutronenradius mittels Streuung an einem Bleitarget [1].

MESA besitzt zwei Betriebsmodi. Der externe Betriebsmodus mit bis zu 155 MeV Strahlenergie und bis zu 150  $\mu\text{A}$  Strahlstrom wird für das P2-Experiment verwendet. Mit dem ERL-Modus (Energy Recovery Linac) werden die Elektronen  $180^\circ$ -phasenversetzt wieder in die Beschleunigungssektion zurückgeführt, wobei sie ihre kinetische Energie an das beschleunigende Feld zurückgeben. Dadurch kann nach einer kurzen Einschaltphase von wenigen Mikrosekunden der LINAC praktisch ohne Zufuhr von HF-Leistung betrieben werden und der Elektronenstrom im Vergleich zu Experimenten im externen Modus erheblich erhöht werden. Dabei erhöht sich nur der Energiebedarf des Injektors. Da für die Beschleunigung nicht das Maximum der HF-Welle verwendet wird, kann die Effizienz der Energierückgewinnung 100% übersteigen. Die Grenzen dieses Prinzips ergeben sich unter anderem aus den mikrofonischen Schwingungen der Kavität, die eine Verstimmung verursachen [11]. Weitere Erörterungen zur Effizienz von ERLs sind in [12] zu finden.

Für die erste Ausbaustufe des Beschleunigers sind 10 mA geplant. Die zweite Aufbaustufe unter Verwendung anderer Kryomodul sieht 100 mA vor.

Der ERL-Modus wird für das Experiment MESA Internal Gas Target Experiment (MAGIX) verwendet, das ein pseudo-internes Target besitzt, dessen Dichte so gering ist, dass der Strahl nur wenig durch die Streuung beeinflusst wird und für eine Rückführung

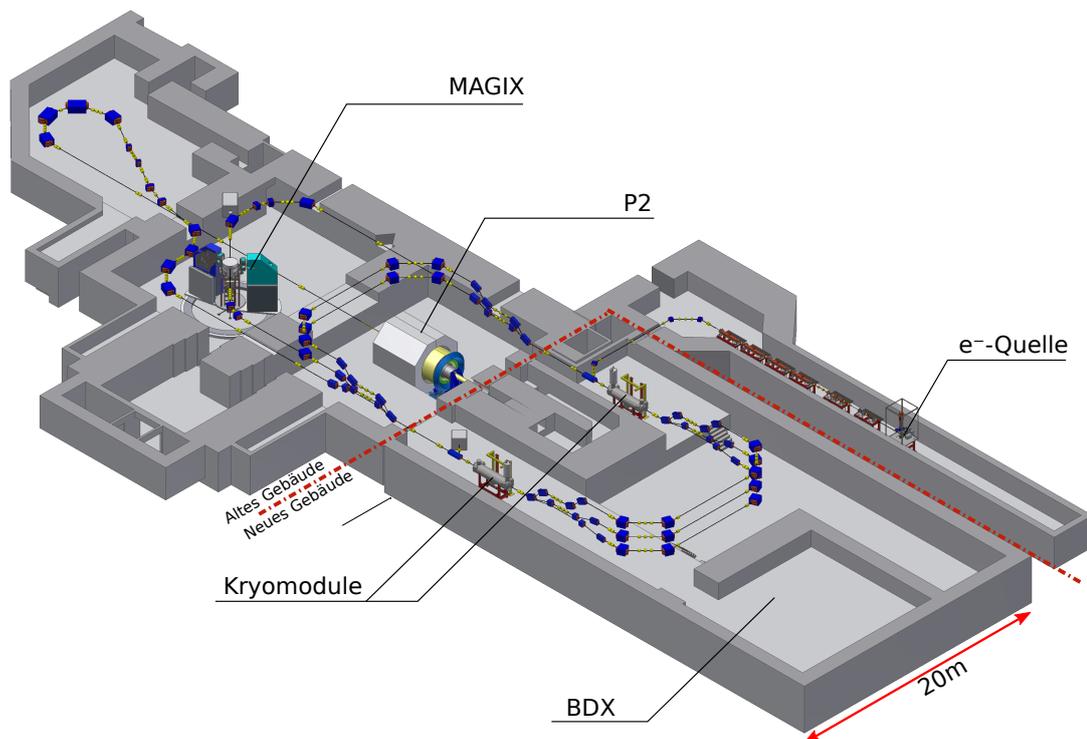
Modus	Strahlstrom	Strahlenergie	Strahlzeit	Strahlzeit
	I/mA	E/MeV	Experiment	pro Jahr
ERL	10	105	MAGIX	2 kh
extern	0,15	140	P2	5 kh

**Tabelle 1.1:** Überblick über die Experimente und Betriebsmodi an MESA

in die Beschleunigungssektionen geeignet ist. In Tabelle 1.1 sind die beiden Modi und ihre Eigenschaften aufgeführt.

Nicht nur kann der Beschleuniger nur in einem Modus gleichzeitig laufen. Auch Installationsarbeiten lassen sich nur außerhalb jeglichen Betriebs vornehmen. Dies ist eine Herausforderung für MAGIX, da die P2-Strahlzeit von 10 kh nach spätestens vier Jahren beendet sein soll.

In Abbildung 1.1 ist der geplante Aufbau von MESA zu sehen.



**Abbildung 1.1:** Der geplante Beschleuniger MESA in den alten Experimentierhallen des A4-Experiments und der geplanten Halle des neuen Gebäudes des Zentrums für fundamentale Physik. Der Aufbau ist im Text erklärt.

Die Strahlführung ist so aufgebaut, dass sie den Strahl durch insgesamt fünf (extern) bzw. drei (intern) 180°-Bögen durch zwei gegenüberliegende Beschleunigungssektionen führt. Nach dem MAGIX-Experiment wird der kaum beanspruchte Strahl 180° phasenverschoben zurück in die Beschleunigungssektionen geführt, auf die Injektorenergie

von 5 MeV abgebremst und im Beamdump vernichtet. Eine Erweiterung der Strahlführung in die Halle hinter dem MAGIX-Experiment ermöglicht die Errichtung einer 20 m langen geraden Driftstrecke, die auf das P2-Experiment gerichtet ist. Dort kann die Strahllage stabilisierung frei von strahloptischen Elementen installiert werden. Auch das Hydro-Møller-Polarimeter, das in gerader Linie vor dem Experiment platziert sein muss, wird dort installiert.

Die Genauigkeit der Polarisationsmessung von 0,5 % wird durch drei Polarimeter gewährleistet. Bei einer Strahlenergie von 100 keV wird ein Doppel-Mott-Polarimeter zum Einsatz kommen und bei 5 MeV wird ein Mott-Polarimeter betrieben [13]. Diese verwenden für die Messung den Anteil transversaler Polarisation, der durch die  $g - 2$ -Präzession an den Messorten im Strahl enthalten ist. Das Hydro-Møller-Polarimeter direkt vor dem P2-Messaufbau misst die longitudinale Polarisation und kann simultan zur Asymmetriemessung betrieben werden [14].

Ein weiteres Experiment bei MESA ist das Beamdump-Experiment (BDX) [15] in Flucht des P2-Beamdumps. Es sucht nach dunkler Materie und untersucht dafür die vom Beamdump ausgehende Strahlung. Weil durch den Pionzerfall  $\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu})$  hochenergetische Neutrinos entstehen, die das BDX-Experiment stören, wird zur Zeit diskutiert, nicht 155 MeV Strahlenergie, wie ursprünglich geplant, zu verwenden, sondern 140 MeV, was unterhalb der Pionproduktionsschwelle liegt.

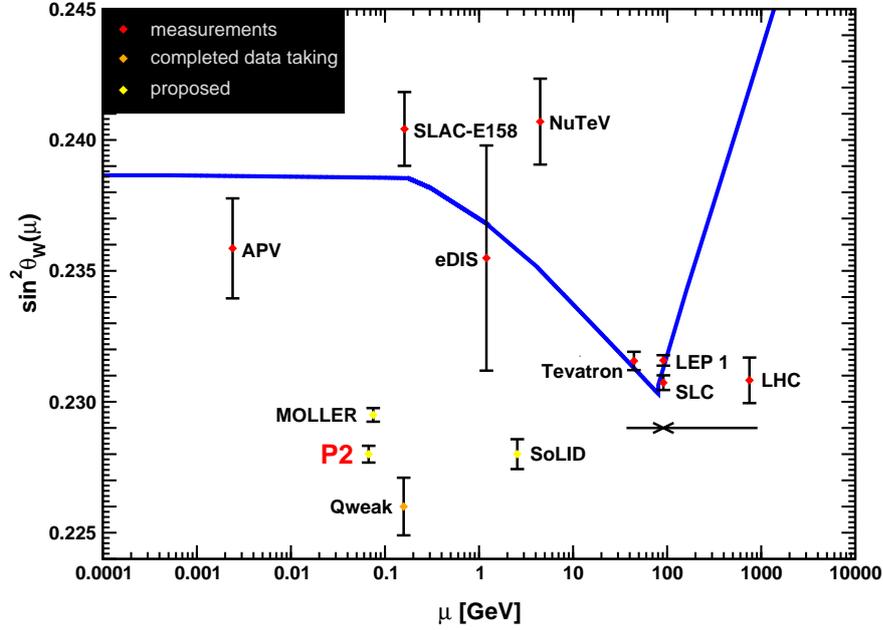
Die Elektronenquelle erzeugt einen zu 85 % polarisierten Strahl. Seine longitudinale Bunchformung wird mit Chopper und Buncher in MESA Low-energy Beam Apparatus (MELBA) vorgenommen (siehe Kap. 5.3.2). Die Manipulation der Spinausrichtung wird mit Wien-Filtern erreicht, die die  $g - 2$ -Präzession ausgleichen sollen. Sie werden seit vielen Jahren erfolgreich an MAMI genutzt [16].

## 1.2 Das P2-Experiment

Ziel des P2-Experiments ist es, den elektroschwachen Mischungswinkel  $\Theta_W$  mit einer Präzision von 0,14% zu ermitteln. Dafür wird die Asymmetrie bei der Streuung polarisierter Elektronen an einem Protonentarget beobachtet. Mit einer Strahlenergie von 155 MeV soll der Weinbergwinkel bei niedrigen Impulsüberträgen bestimmt werden. Die kleine Energie von 155 MeV sorgt dafür, dass Untergrund aus Boxgraphen [17], in Abbildung 1.3 mit  $\text{Re}(\Box_{\gamma Z})$  bezeichnet, in denen ein Austausch mit zwei Bosonen stattfindet, stark unterdrückt ist. Die paritätsverletzende Asymmetrie ist bei diesen Impulsüberträgen aber sehr klein (s. Kap. 1.3). Einen Ausgleich dafür bietet die Stromstärke von 150  $\mu\text{A}$ , die mit der ersten Ausbaustufe erreicht werden soll.

In Abb. 1.2 sind die wichtigsten Experimente aufgeführt und mit dem theoretischen Verlauf von  $\sin^2 \Theta_W$  in Abhängigkeit vom Impulsübertrag verglichen. Das Laufen von  $\sin^2 \Theta_W$  kann durch das Standardmodell unter Verwendung der experimentell ermittelten Masse des Z-Bosons von 91 GeV vorhergesagt werden. Das Laufen des Weinberg-

winkels mit dem Impulsübertrag ergibt sich aus energieabhängigen Quantenkorrekturen, d. h. höheren Ordnungen von Übergängen, die zur Gesamtkopplungsstärke beitragen. Anhand elastischer Elektron-Proton-Streuung mit niedrigem Impulsübertrag wird im



**Abbildung 1.2:** Skalenabhängigkeit von  $\sin^2 \Theta_W$  von  $\mu = \sqrt{|Q^2|}$ . Rote Punkte kennzeichnen Ergebnisse abgeschlossener Experimente. Das Q-Weak-Experiment hat bereits die Datennahme abgeschlossen. Sein Punkt ist mit der erwarteten Unsicherheit versehen. Die gelben Punkte stehen für künftige Experimente. Diese wie auch der des Q-Weak-Experiments sind lediglich irgendwo auf der  $\sin^2 \Theta_W$ -Skala bei ihrer jeweiligen Energie platziert. Die Abbildung stammt aus [1].

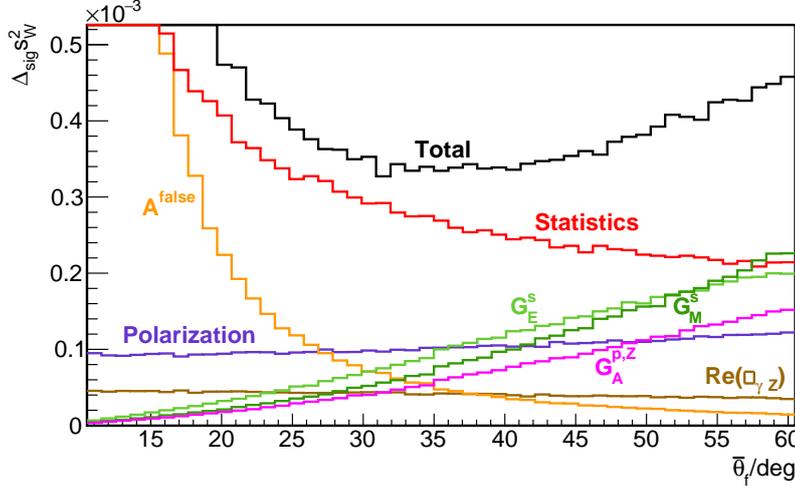
Experiment die schwache Ladung des Protons bestimmt werden. Diese ist besonders geeignet, da wegen des Zusammenhangs zwischen schwacher Ladung und Weinbergwinkel:

$$Q_W(p) = 1 - 4 \sin^2(\Theta_W) \quad (1.1)$$

und seiner Linearität mit der paritätsverletzenden Asymmetrie  $A^{\text{PV}}$  eine kleine Variation in der Asymmetrie zu einer großen Variation des relativen Fehlers  $\Delta A^{\text{PV}}/A^{\text{PV}}$  führt. Das P2-Experiment ist damit auch ein stringenter Test des Standardmodells. Die Genauigkeit, mit der P2 den Weinbergwinkel bestimmen wird, ergibt eine Sensitivität gegenüber neuer Physik. Sollte das Resultat mit hinreichend großem Abstand zum theoretisch vorhergesagten Wert liegen, so lässt sich schließen, dass eine andere als die Theorie des Standardmodells mit beispielsweise weiteren bisher unbekanntem Teilchen zu Erklärung der Abweichung herangezogen werden muss. Beispiele für neue Theorien jenseits des Standardmodells sind z. B. Supersymmetrie [18], neue neutrale und schwere

$Z'$ -Bosonen [19, 20], Leptoquarks und dunkle  $Z$ -Bosonen. Siehe hierzu die Erörterungen in [21].

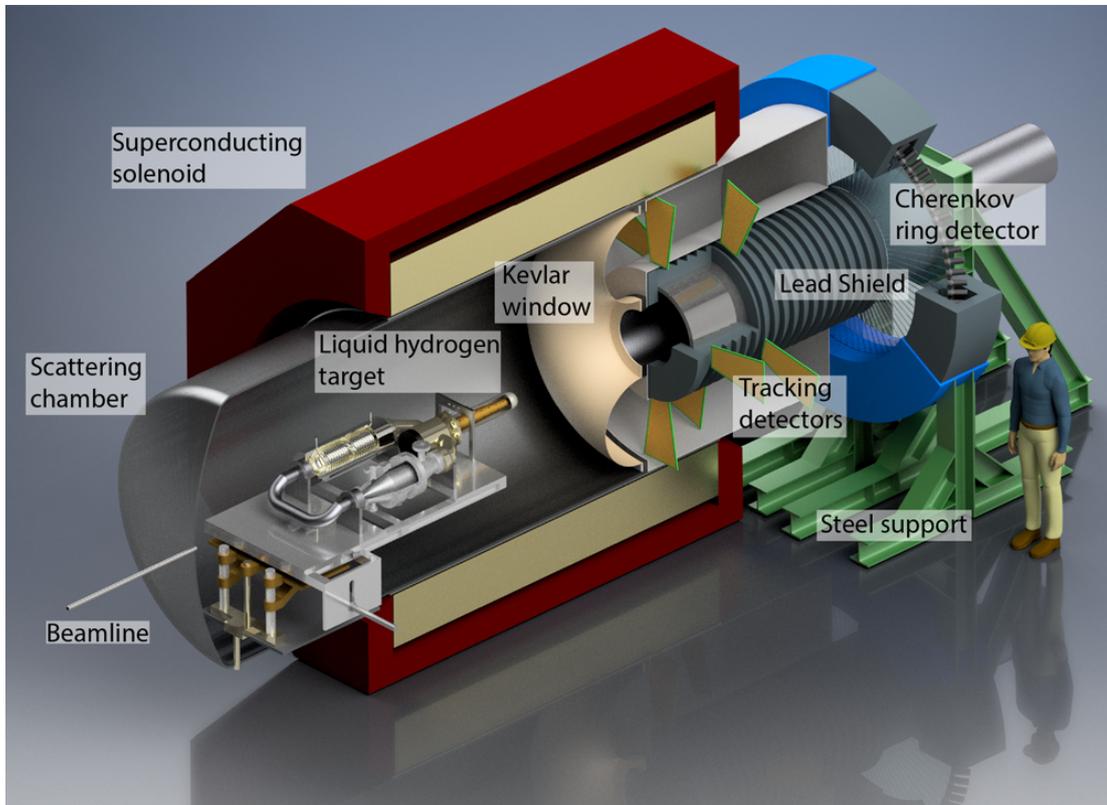
In Abbildung 1.3 sind die durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelten Unsicherheiten



**Abbildung 1.3:** Monte-Carlo-Simulation aller auftretenden Unsicherheiten in Abhängigkeit des gewählten Zentralwinkels der Tscherenkov-Detektoren. Die Detektorakzeptanz ist  $20^\circ$ . Weitere Erklärung findet sich im Text. Die Abbildung stammt aus [1]

von  $\sin^2(\Theta_W)$  in Abhängigkeit vom zentralen Streuwinkel der Elektronen aufgetragen. Die Werte umfassen dabei die ganze Detektorakzeptanz von  $\pm 10^\circ$ . Der Streuwinkel der Elektronen hängt vom Impulsübertrag  $Q^2$  ab. Bei kleinen Impulsüberträgen sind die Unsicherheiten hauptsächlich geprägt durch statistische Fehler und die apparative Asymmetrie. Zu höheren Impulsüberträgen hin dominieren die Fehler aus den Formfaktoren des Protons. Daher wurde als zentraler Winkel für den Detektor  $35^\circ$  gewählt. Errichtet wird der Detektor am Ende des externen Elektronenstrahls von MESA (siehe Kapitel 1.1). Abbildung 1.4 zeigt den geplanten Messaufbau des Experiments. Das flüssige Wasserstofftarget in der Streukammer ist umgeben von einem supraleitenden Solenoid mit einem Durchmesser von 3,8 m. Die am Target gestreuten Teilchen aus der elastischen Elektron-Proton-Streuung werden durch das Magnetfeld auf die Quarzdetektoren fokussiert und umgehen dabei in einem Bogen die Abschirmung gegen Bremsstrahlung. Das Magnetfeld fungiert dabei auch als Spektrometer und fokussiert die Elektronen auf die Tscherenkov-Detektoren, welche radial zu einem Ring von ca. 2 m Durchmesser zusammengesetzt sind und einen Winkel von  $25^\circ$  bis  $45^\circ$  abdecken. Dabei lassen sich die Trajektorien der Elektronen anhand von vier Schichten Spurdetektoren vom Target bis zu den Detektoren rekonstruieren und der Streuwinkel und damit der Impulsübertrag ermitteln. Die Elektronen aus der Møller-Streuung haben kleinere Energien und bewegen sich in einer engen spiralförmigen Bahn, vom Detektor unbeobachtet, um die Strahlachse Richtung Beamdump. Bremsstrahlung soll weitestgehend von der Bleiab-

schirmung am Erreichen der Detektoren gehindert werden. Nicht im Bild eingezeichnet ist der Rückwärtsdetektor, der später geplant wurde, um die Formfaktoren des Protons zu messen und damit die Genauigkeit der  $\theta_W$ -Messung zu erhöhen.



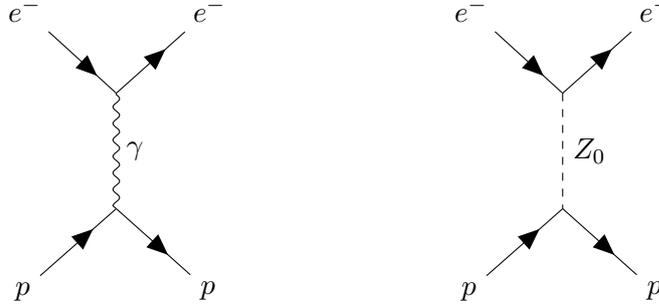
**Abbildung 1.4:** Aufbau des P2-Detektors. Die Komponenten sind im Text erklärt. Abbildung aus [1]

Für die Messung der Asymmetrie ist es nicht notwendig, die Ereignisse einzeln zu erfassen. Deshalb werden die Signale, die während eines Helizitätszustands (s. Kap. 1.4.3) in den Detektoren auflaufen, integriert und ein mittlerer Wert pro Helizitätsfenster von 0,5 ms ermittelt. Das gilt für die Tscherenkov- wie auch für die Spurdetektoren. Das 60 cm lange Target ist mit flüssigem Wasserstoff gefüllt und wird von einem Massenfluss von 2 kg/s Wasserstoff durchströmt, um die 4 kW Wärme, die beim Beschuss mit den Elektronen entstehen, abzutransportieren und das Auftreten von Gasblasen zu verhindern. Zusätzlich soll, um der Blasenbildung entgegenzuwirken, der Strahl gerastert über das Target gefahren werden. Das heißt, nach einer kurzen Bestrahlung eines Punkts im Target wird der nächste bestrahlt. Dies ist eine Aufgabe an die Strahllageregelung, die dank ihrer digitalen flexiblen Ausführung dazu in der Lage ist.

Die Strahlparameter des MESA-Beschleunigers sind exakt auf den Bedarf des P2-Experiments abgestimmt, das den größten Teil der Strahlzeit in den nächsten Jahren in Anspruch nehmen wird.

### 1.3 Messung des Weinbergwinkels mit polarisierten Elektronen

Die möglichen Reaktionen, die Elektronen beim Auftreffen auf Protonen eingehen können, sind in erster Ordnung in Abb. 1.5 dargestellt.



**Abbildung 1.5:** Die zwei Hauptreaktionskanäle der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen. Links die elektromagnetische und rechts die schwache Wechselwirkung.

Die elektromagnetische Kraft koppelt an links- wie an rechtshändige Fermionen gleichermaßen. Das Z-Boson koppelt zwar hauptsächlich an linkshändige Fermionen, allerdings aufgrund der elektroschwachen Mischung auch an rechtshändige geladene Fermionen, und ist damit nicht maximal paritätsverletzend. Dieser Unterschied in den Wechselwirkungsraten ergibt eine Asymmetrie, die sowohl der Asymmetrie der Zählraten  $I^+$  und  $I^-$  unter Spinwechsel im Experiment entspricht als auch der Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung mit negativem und positivem Spin  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$ :

$$A^{\text{PV}} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \quad (1.2)$$

Die Wirkungsquerschnitte ergeben sich aus den Übergangsmatrizen der jeweiligen Übergänge. Die Übergangsmatrixelemente der elastischen Elektron-Proton-Streuung sind nach [22] und [23]

$$M_\gamma \propto j_\mu \left( \frac{1}{Q^2} \right) J^\mu \quad (1.3)$$

$$M_Z \propto \tilde{j}_\mu \frac{1}{Q^2 + m_Z^2} \tilde{J}^\mu \quad (1.4)$$

proportional zum Elektronenstrom  $j_\mu$ , dem schwachen Strom des Elektrons  $\tilde{j}_\mu$  und den Nukleonenströmen  $J^\mu$  und  $\tilde{J}^\mu$ . Die Wirkungsquerschnitte sind proportional zum Betragquadrat der Summe der Matrixelemente:

$$\begin{aligned} \sigma^+ &\propto |M_\gamma + M_{Z,+}|^2 \\ \sigma^- &\propto |M_\gamma + M_{Z,-}|^2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Wegen der großen Masse des Z-Bosons verglichen mit dem Impulsübertrag im Experiment ist das Matrixelement des elektromagnetischen Kanals um sechs Größenordnungen größer als das schwache. Damit ist eine beobachtbare Asymmetrie entsprechend winzig.

Die paritätsverletzende Asymmetrie als Funktion des Weinbergwinkels ergibt sich nach [23] zu

$$A^{PV} = \frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left( F(Q^2) + (1 - 4\sin^2 \Theta_W) \right) \quad (1.6)$$

Dabei ist  $G_F$  die Fermikonstante,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $F(Q^2)$  die Kombination aus elektrischen und magnetischen Formfaktoren des Neutrons und des Protons bei gegebenem Impulsübertrag  $Q^2$ , dem axialen Formfaktor des Protons und dem elektrischen und magnetischen Strangeness-Formfaktor.

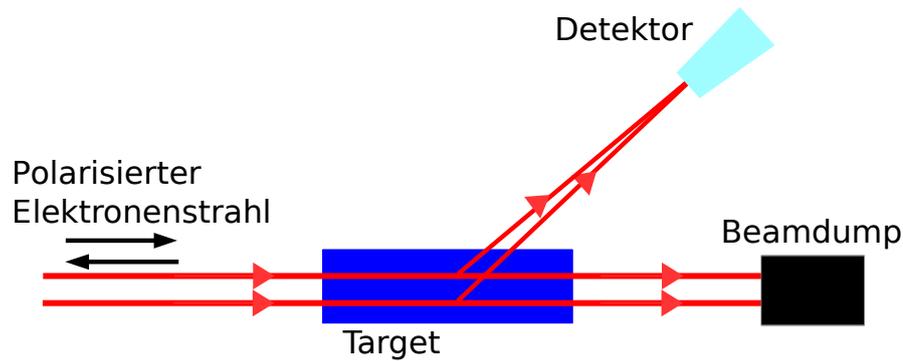
## 1.4 Apparative Asymmetrie

Eine apparative Asymmetrie entsteht, wenn die Strahlparameter Lage, Winkel, Intensität und Strom sich unter Helizitätswechsel verändern. Im Experiment führt dies zu einer Verfälschung der gemessenen Asymmetrie nach Gleichung 1.12. In Abbildung 1.6 ist dargestellt, wie eine Strahllageasymmetrie dazu führt, dass trotz unterschiedlicher Streuwinkel ( $Q^2$ ) die beiden Strahlkomponenten im gleichen Detektorsegment gezählt werden. Für eine Ermittlung der paritätsverletzenden Asymmetrie muss dann die apparative Asymmetrie herausgerechnet werden. Damit die höheren Ordnungen der parameterabhängigen Asymmetrien vernachlässigbar sind, darf die apparative Asymmetrie nur ca. 1/10 der paritätsverletzenden Asymmetrie betragen. Die Unsicherheit der apparativen Asymmetrie geht dabei auch in den systematischen Fehler von  $\Theta_W$  ein. Im Folgenden werden der Prozess der Spinpolarisierung und die Ursachen der apparativen Asymmetrien sowie ihre Berücksichtigung in der Analyse des Experiments vorgestellt.

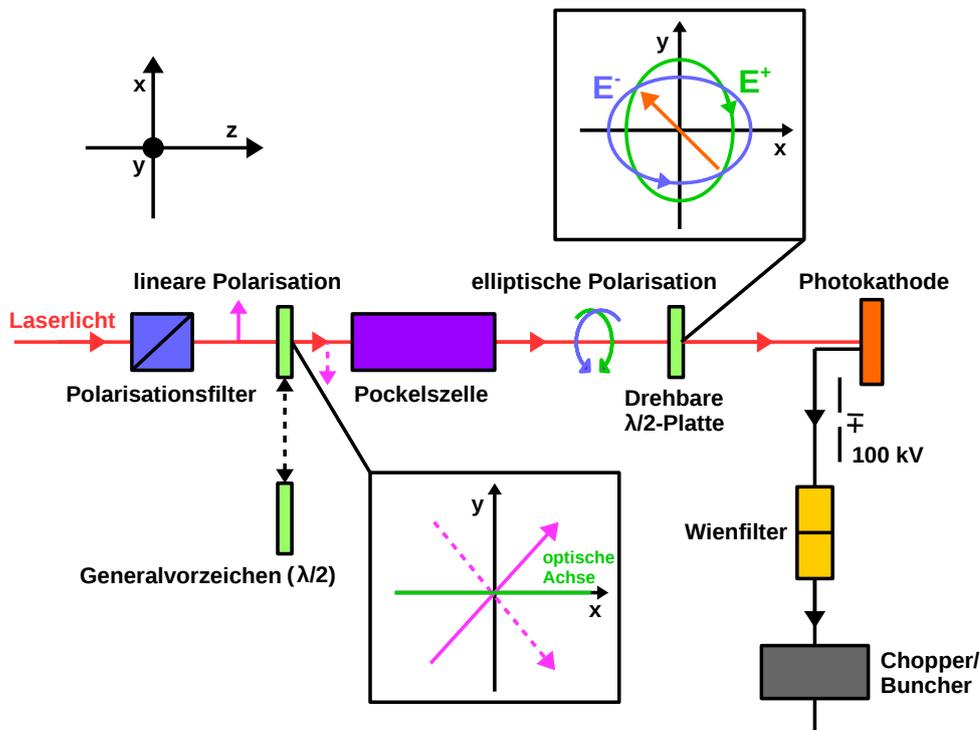
### 1.4.1 Polarisierung des Elektronenstrahls mittels Pockelszelle

In Abb. 1.7 ist der Weg des Laserstrahls vom Laser bis zur Kathode an MESA dargestellt. Der Aufbau unterscheidet sich nicht von dem bei MAMI [24, 25, 26]. Im Eingangspolarisator wird das Laserlicht zu mehr als 99,99% linear polarisiert. Ist die Polarisationssebene des einfallenden Lichts um  $45^\circ$  zur elektro-optisch aktiven und spannungsabhängigen Achse des Pockelszellen-Kristalls geneigt, wird es zirkular polarisiert. Der Phasenunterschied der beiden Komponenten ist dabei proportional zur angelegten Spannung an die Pockelszelle; Bei  $90^\circ$  Phasenversatz kommt es zur Zirkularpolarisation.

Wird die Spannung umgekehrt, so kehrt sich auch die Drehrichtung der Zirkularpolarisation um. Die Polarisationsumkehr mittels einer einschiebbaren  $\lambda/2$ -Platte ist zur Überprüfung der Symmetrie der Datenaufnahme hilfreich, da auch im Experiment eine Umkehr der gemessenen Asymmetrie die Folge sein muss. Mit einer weiteren drehbaren



**Abbildung 1.6:** Auswirkung einer Strahlungsasymmetrie auf die Zählrate eines Detektorsegments. Trotz unterschiedlicher Streuwinkel wird das gleiche Detektorsegment erreicht.



**Abbildung 1.7:** Elemente der Spinpolarisierung vom Laser bis zur Photokathode. Einzelne Komponenten sind im Text erklärt. Die Abbildung stammt aus [21]

$\lambda/2$ -Platte lässt sich die Intensitätsasymmetrie minimieren, indem die Linearkomponenten der beiden Helizitäten so aufeinander abgestimmt werden, dass sie zusammen mit der geringen Analysierstärke der Photokathode die gleiche Stromintensität verursachen. Danach wird das Laserlicht aufgeweitet, um dann auf die Photokathode fokussiert zu werden. Mittels einschiebbarer Diagnosestation mit Photodiode und drehbarem Linearpolarisator lässt sich die Polarisation des Laserstrahls ermitteln.

### 1.4.2 Ursache apparativer Asymmetrien

Eine Ursache helizitätskorrelierter Asymmetrien ist unvollständige Zirkularpolarisation des Laserlichts. Die übrig bleibenden Linearkomponenten führen je nach Helizität durch Reflexionen an Fensteroberflächen, Interferenzen im Halo des Laserlichts und etwaige vorhandene Analysierstärken optischer Bauteile sowie der Photokathode zu unterschiedlich starker Absorption bzw. zu verschiedenen Strahlströmen.

Der dabei dominante Anteil der helizitätskorrelierten Stromasymmetrien in der Größenordnung von einigen 1000 ppm stammt von der inhomogenen Strain-Relaxation, einer Störung der Symmetrie der Strained-Layer-Kathode [27, 28], die von Mair et. al. [29] beschrieben wurde. Diese bewirkt eine effektive Analysierstärke des GaAs-Kristalls, also eine unterschiedlich starke Absorption des Laserlichts je nach Ausrichtung der noch enthaltenen Linearkomponenten.

Winkel- und Strahlageasymmetrien besitzen auch ihren Ursprung in der Quelle. Hier führen Interferenzeffekte innerhalb des Laserhalos zu einer helizitätskorrelierten Intensitätsverteilung auf der Photokathode und damit zu Winkel- und Lageasymmetrien. Diese führen durch die Kopplung von Winkel und Energie wiederum zu Energieasymmetrien.

Strahlage und -winkelasymmetrien können auch zu Intensitätsasymmetrien transformiert werden, wenn die Strahlagen nicht gleichermaßen innerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers liegen und der Strahl unterschiedlich stark abgestreift wird. Insbesondere hat der MAMI-Beschleuniger zwischen der Quelle und dem LINAC-Injektor einige sehr schmale Aperturen, die Asymmetrien verursachen können.

In [30, S.110] werden die asymmetrieerzeugenden Effekte in der Elektronenquelle detailliert beschrieben.

### 1.4.3 Korrektur der experimentell gemessenen Asymmetrie auf apparative Asymmetrien

Dieses Kapitel stellt einen anschaulichen Ausblick auf einen Aspekt der Analyse des P2-Experiments dar. In Kapitel 4 wird anhand der folgenden Berechnungen eine Abschätzung der erwartbaren apparativen Asymmetrien gegeben. Eine detailliertere Darstellung des Zusammenhangs zwischen experimentell gemessener Asymmetrie und der schwachen Ladung des Protons findet sich in [21, Kap. 4.1].

Eine Methode, die Asymmetrie zu messen, ist die der Quadrupletts. Sie hat sich beim A4-Experiment bewährt und wird auch im P2-Experiment Anwendung finden. Ein Quadruplett ist eine Folge von 4 Helizitätsfenstern der Form  $+- -+$  und  $-+ +-$ . Bei P2 soll jedes Helizitätsfenster  $+$  oder  $-$  die Länge  $500\ \mu\text{s}$  besitzen. Diese Quadrupletts werden während der gesamten Messzeit zufällig aneinandergereiht. Während der P2-Strahlzeit von 10 kh werden demnach  $1,8 \cdot 10^{10}$  Quadrupletts gemessen.

Das mit dem Tscherenkov-Detektor gemessene Signal eines beliebigen Helizitätsfensters  $+/-$  sei  $\hat{S}$  bzw.  $\hat{S}^{+/-}$  für positive oder negative Helizität und  $S^+ = \hat{S}_1^+ + \hat{S}_2^+$  sei

die Summe der Signale der zwei +-Helizitätsfenster und  $S^-$  die Summe der Signale der -Helizitätsfenster des Quadrupletts. Es lässt sich eine Asymmetrie (Short Term Asymmetry,  $STA$ ) für jedes Quadruplett angeben, die sich wie folgt berechnet:

$$STA = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-} \quad (1.7)$$

Die Unsicherheit der  $STA$  ergibt sich dann aus der Genauigkeit  $\Delta\hat{S}$ , mit der man das über 500  $\mu\text{s}$  gemittelte Signal  $\hat{S}$  angeben kann.

$$\Delta STA = \sqrt{2 \left( \frac{\Delta S^{+/-}}{2S^{+/-}} \right)^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta S^{+/-}}{S^{+/-}} = \frac{\Delta\hat{S}}{2\hat{S}} \quad (1.8)$$

mit der Annahme, dass  $\Delta S^+ = \Delta S^-$ .

Auf ähnliche Weise kann man auch für die helizitätskorrelierte Schwankung der einzelnen Strahlparameter die Asymmetrie für jedes Quadruplett angeben, wobei man hierfür die entsprechenden Signale der jeweiligen Monitore verwendet.

Für den Parameter Strahlstrom gilt, dass sich mit Gleichung 1.7 direkt eine Strahlstromasymmetrie berechnen lässt. In Kapitel 3.5.2 wird hierzu beschrieben, wie die Poekelszelle der MAMI-Elektronenquelle mit dem Quadruplett-Muster angesteuert und eine starke helizitätskorrelierte Stromasymmetrie durch Verdrehen der  $\lambda/2$ -Platte hervorgerufen wird. Diese Asymmetrie wird mit dem Strahlstrommonitor gemessen.

Für die übrigen Parameter, also Strahllage, -winkel und -energie, lässt sich die Asymmetrie eines Quadrupletts nur über den Umweg der Short Term Difference ( $STD$ ) angeben, da insbesondere die Summierung einer Lage im Nenner von Gleichung 1.7 keinen Sinn ergibt. Die  $STD$  ist die Differenz der mittleren Strahllagen, -winkel oder -energien der beiden Helizitätszustände. Seien  $\hat{q}$  die Strahlparameter Strahllage, -winkel und -energie gemittelt über ein Helizitätsfenster von 500  $\mu\text{s}$  Länge, die sich mit der Unsicherheit  $\Delta\hat{q}$  angeben lassen, und sei

$$q^{+/-} = \frac{\hat{q}_1^{+/-} + \hat{q}_2^{+/-}}{2} \quad (1.9)$$

der Mittelwert aus zwei Helizitätsfenstern  $\hat{q}^{+/-}$  eines Quadrupletts. Dann lassen sich  $STD$  und  $\Delta STD$  wie folgt schreiben:

$$STD(q) = q^+ - q^- \quad (1.10)$$

$$\Delta STD(q) = \sqrt{2}\Delta q = \Delta\hat{q} \quad (1.11)$$

Dabei wird angenommen, dass sich die Fehler  $\Delta\hat{q}^+$  und  $\Delta\hat{q}^-$  nicht unterscheiden.

Die  $STD$  lassen sich wie im Folgenden beschrieben in die resultierende apparative Asymmetrie umrechnen.

Wie bereits erwähnt ist die gemessene Asymmetrie  $A^{\text{exp}}$  die Summe aus der paritätsverletzenden Asymmetrie  $A^{\text{PV}}$  multipliziert mit der Polarisation  $P$  und der apparativen (falschen) Asymmetrie  $A^{\text{false}}$ .

$$A^{\text{exp}} = P \cdot A^{\text{PV}} + A^{\text{false}} \quad (1.12)$$

Diese falsche Asymmetrie wiederum ist die Summe der Asymmetrien, die aus den helizitätskorrelierten Schwankungen der Strahlparameter resultieren. Näherungsweise wird ein linearer Zusammenhang zwischen Parameterschwankung und Asymmetrie angenommen:

$$A^{\text{false}} = \sum_{j=1}^6 A(X^j) = \sum_{j=1}^6 a_j X^j \quad (1.13)$$

Die einzelnen Parameter  $X^j$  sind in Tabelle 1.2 aufgeführt.

Parameter	Bedeutung	Formel
$X^1$	Stromasymmetrie	$A_I = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$
$X^2$	Horizontale Lagedifferenz im Target	$STD(x) = x^+ - x^-$
$X^3$	Vertikale Lagedifferenz im Target	$STD(y) = y^+ - y^-$
$X^4$	Horizontale Winkeldifferenz im Target	$STD(x') = x'^+ - x'^-$
$X^5$	Vertikale Winkeldifferenz im Target	$STD(y') = y'^+ - y'^-$
$X^6$	Energiedifferenz	$STD(E) = E^+ - E^-$

**Tabelle 1.2:** Übersicht über alle Strahlparameter, deren Bedeutung und Berechnung ihrer helizitätskorrelierten Differenzen. Die Tabelle gleicht der in [23, S. 102] für das A4-Experiment.

Da die gemessenen Zählraten in erster Ordnung linear von der Luminosität und damit vom Strahlstrom abhängen, ist  $a_1 = 1$  und nicht einheitenbehaftet. Die übrigen Parameter rufen eine Asymmetrie hervor, die von der Detektorsymmetrie abhängt. Die Koeffizienten  $a_j$  lassen sich mittels Reihenentwicklung der falschen Asymmetrie um 0 herum entwickeln. Dafür betrachtet man die Asymmetrie einer Zählrate  $R$  mit und ohne Abweichung, wie sie in [23, S. 103] am Beispiel der vertikalen Strahlagedifferenz  $X^3$  entwickelt wird:

$$A(X^3) = \frac{R(0) - \left( R(0) + \left. \frac{\partial R}{\partial X^3} \right|_{X^3=0} X^3 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 R}{\partial^2 X^3} \right|_{X^3=0} (X^3)^2 + \dots \right)}{R(0) + \left( R(0) + \left. \frac{\partial R}{\partial X^3} \right|_{X^3=0} X^3 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 R}{\partial^2 X^3} \right|_{X^3=0} (X^3)^2 + \dots \right)} \quad (1.14)$$

$$\approx - \frac{\left. \frac{\partial R}{\partial X^3} \right|_{X^3=0} X^3}{2R(0) + \left. \frac{\partial R}{\partial X^3} \right|_{X^3=0} X^3} \quad (1.15)$$

Für kleine Abweichungen und Asymmetrien lassen sich die Terme höherer Ordnung vernachlässigen. Dabei behalten alle anderen Parameter jeweils ihren Sollwert:  $X^1 =$

$X^2 = X^4 = X^5 = X^6 = 0$ . Sowohl die Betrachtung sehr kleiner  $X^3$  als auch die Erwartung, dass die Unterschiede in den Zählraten für kleine Abweichungen  $X^3$  klein gegenüber  $R(0)$  sind, führt dazu, dass man das Produkt  $\frac{\partial^2 R}{\partial^2 X^3} \Big|_{X^3=0} X^3$  im Nenner von Gleichung 1.15 vernachlässigen kann. Daher kann man von einem linearen Verlauf für kleine Abweichungen ausgehen und der gesuchte Koeffizient, beispielhaft für die vertikale Strahllagedifferenz  $X^3$ , ist

$$a_3 = \frac{\frac{\partial R}{\partial X^3} \Big|_{X^3=0}}{2R(0)} \quad (1.16)$$

Genauso kann für die übrigen Koeffizienten,  $a_2$  und  $a_4$  bis  $a_6$ , vorgegangen werden. Die Grenzen dieser linearen Näherung wurden für das A4-Experiment in [23, S. 105] detailliert untersucht. Das Ergebnis zeigte, dass eine relative Abweichung von 1% erst ab Parameterschwankungen von mm, mrad und MeV zu erwarten ist.

Numerisch ermittelt werden können die Koeffizienten im Vorfeld mittels Monte-Carlo-Simulation. In dieser Simulation wurde der Detektor in acht Segmente wie in Abbildung 1.8 unterteilt. Diese Unterteilung ist willkürlich, erfolgte aber in Anlehnung an das A4-Experiment, dessen Detektorsymmetrie ähnlich der des P2-Experiments ist und bei dem die Luminosität für jeden dieser Sektoren separat gemessen wurde. Im P2-Experiment wird die Luminosität hingegen nicht im Bereich des Quarz-Detektors gemessen, sondern anhand der möllergestreuten Elektronen unter kleinen Vorwärtswinkeln [31]. Die Aufteilung auf die acht Sektoren veranschaulicht auch den Effekt des abbildenden Magnetfelds und die Tatsache, dass verschiedene Parameterschwankungen unterschiedliche Asymmetrien in den unterschiedlichen Winkelbereichen des Detektors nach sich ziehen, die sich wegen der Detektorsymmetrie auch teilweise im Mittel wieder ausgleichen. Letztlich wird für die Berechnungen im weiteren Verlauf des Kapitels der gemittelte Wert verwendet und nicht weiter zwischen den Sektoren unterschieden. Nach [32] sind die numerisch ermittelten Koeffizienten in Tabelle 1.3 aufgelistet.

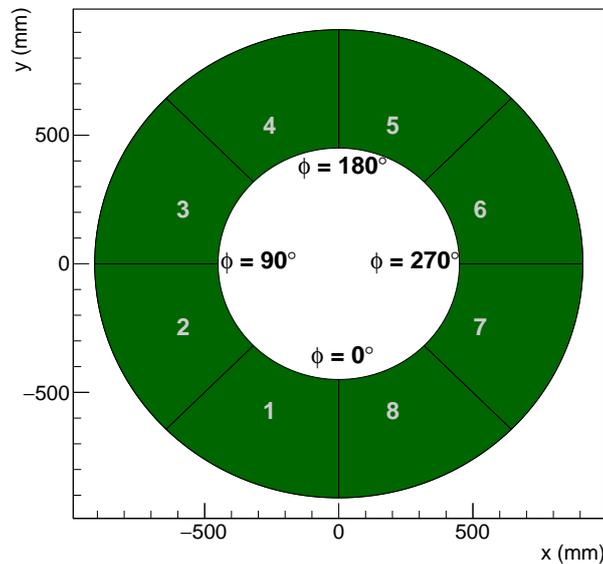
Zur Laufzeit des P2-Experiments dienen Kalibrationsläufe zur Ermittlung der tatsächlichen Asymmetriekoeffizienten. Dabei werden Strahllage und -winkeldifferenzen mittels Dipolmagneten innerhalb der Linearität ihrer verursachten Asymmetrie variiert und die Asymmetrie gemessen. Genauso wird mit dem Koeffizienten für die Energie verfahren. Je größer dabei die eingestellte Differenz, desto genauer lässt sich der Parameter angeben. Details hierzu in [23, S. 119].

#### 1.4.4 Anforderungen an die Messgenauigkeit der Strahlparameter

Folgende zwei Punkte definieren alle Anforderungen an die Messgenauigkeit der Strahlparameter: Erstens darf die Unsicherheit der gesamten falschen Asymmetrie nicht größer sein als 0,1 ppb. Zweitens muss die Asymmetrie so genau messbar sein, dass sie sich in kurzen Zeiträumen von wenigen Stunden auf wenige ppb genau bestimmen lässt. Eine solch genaue Bestimmung ist unerlässlich, damit die Parameter während der Messzeit

Sektor	$a_2[10^{-6}/\mu\text{m}]$	$a_4[10^{-6}/\mu\text{rad}]$	$a_6[10^{-9}/\text{eV}]$
1	$-2,446 \pm 0,076$	$-4,939 \pm 0,075$	$-2,69 \pm 0,28$
2	$-2,973 \pm 0,076$	$-1,735 \pm 0,075$	$-2,43 \pm 0,29$
3	$-1,707 \pm 0,076$	$2,220 \pm 0,075$	$-2,70 \pm 0,29$
4	$0,504 \pm 0,076$	$4,766 \pm 0,075$	$-2,36 \pm 0,29$
5	$2,590 \pm 0,076$	$4,315 \pm 0,075$	$-2,46 \pm 0,50$
6	$3,217 \pm 0,076$	$1,523 \pm 0,075$	$-2,21 \pm 0,31$
7	$1,849 \pm 0,076$	$-2,648 \pm 0,075$	$-2,05 \pm 0,28$
8	$-0,676 \pm 0,076$	$-5,272 \pm 0,075$	$-2,19 \pm 0,23$
$\emptyset$	$0,097 \pm 0,027$	$0,423 \pm 0,025$	$-2,39 \pm 0,01$

**Tabelle 1.3:** Die Koeffizienten  $a_2$ ,  $a_4$  und  $a_6$  der falschen Asymmetrien für jeden Sektor des Kalorimeters wie in Abb. 1.8. Die Simulationen wurden von Malte Wilfert durchgeführt. Die Koeffizienten sind nicht achsensymmetrisch über den Detektor verteilt, weil das abbildende Magnetfeld des Solenoids zu einer Rotation des Orbits der gestreuten Elektronen führt. Die Unsicherheiten entsprechen in ihrer Größenordnung denen der Koeffizienten, die für das A4-Experiment experimentell ermittelt wurden [23, S. 119]



**Abbildung 1.8:** Unterteilung des Tscherenkov-Detektors in Sektoren. Die Asymmetrie kann für jeden Sektor einzeln angegeben werden, wie in Tabelle 1.3 auch die Asymmetriekoeffizienten.

nachgestellt und die Asymmetrie minimiert werden können, wie beispielsweise durch eine Anpassung der Strahlage mit dem Sollwert der Strahllageregelung. In diesem Ka-

pitel wird gezeigt, welche Messgenauigkeiten der einzelnen Strahlparameter erfüllt sein müssen und dass die zweite Forderung die deutlich restriktivere ist.

Aus den Asymmetriekoeffizienten aus dem vorherigen Kapitel lässt sich nun auf die bzgl. der Unsicherheit von 0,1 ppb tolerierbaren Schwankungen der Strahlparameter schließen. Die Unsicherheit von  $\Delta A(X^i)$  für  $X^2 \dots X^6$  ergibt sich aus

$$\Delta A^{\text{false}} = \sqrt{\sum_{i=0}^6 \Delta A(X^i)^2} \quad \text{zu} \quad (1.17)$$

$$\Delta A(X^i) = \frac{\Delta STA(X^i)}{\sqrt{N_Q}} = \frac{\sqrt{(a_i \Delta X^i)^2 + (X^i \Delta a_i)^2}}{\sqrt{N_Q}} \quad (1.18)$$

$$\approx a_i \frac{\Delta X^i}{\sqrt{N_Q}} = a_i \Delta \bar{X}^i \quad (1.19)$$

Dabei ist  $N_Q$  die Zahl der gemessenen Quadrupletts.

Es wird darauf abgezielt, dass sich durch Probeläufe über längere Mittelungen die apparative Asymmetrie auf weniger als 1 ppb einstellen lässt. Diese Feinabstimmung vollzieht sich jenseits der Unsicherheiten einzelner *STDs* und *STAs* und die eingestellten Differenzen  $X^i$  werden deutlich kleiner sein als deren Unsicherheiten  $\Delta X^i$ . Deshalb ist der zweite Term unter der Wurzel in Gleichung 1.18 im Mittel deutlich kleiner als der erste Term und führt zu der vereinfachten Form in Gleichung 1.19.

In Tabelle 1.4 sind sowohl die Unsicherheiten für die Strahlparameter gemittelt über die gesamte Strahlzeit  $\Delta \bar{X}^i$  als auch für ein einzelnes Quadruplett  $\Delta X^i$  nach Gl. 1.19 angegeben, die erforderlich sind, um eine Unsicherheit von 0,1 ppb je Strahlparameter zu erreichen.

Parameter	$\Delta \bar{X}^i$	$\Delta X^i$	$\Delta X^i$ mit $\Delta A(X^i) < 1$ ppb nach $t = 1$ h
$X^1$	0,1 ppb	13,4 ppm	1,34 ppm
$X^2$	1,03 nm	138 $\mu\text{m}$	13,8 $\mu\text{m}$
$X^4$	0,236 nrad	31,7 $\mu\text{rad}$	3,17 $\mu\text{rad}$
$X^6$	0,042 eV	5,6 keV	0,56 keV

**Tabelle 1.4:** Die erforderlichen Unsicherheiten der STA und STD nach der Mittelung am Ende der Messzeit ( $\Delta \bar{X}^i$ ) und für ein einzelnes Quadruplett ( $\Delta X^i$ ), wenn für jeden einzelnen Parameter maximal 0,1 ppb gefordert ist sowie unter der einschränkenden Bedingung, dass nach einer Stunde die Genauigkeit der Asymmetriemessung 1 ppb erreichen soll. Die Werte für  $\Delta X^i$  entsprechen nach Gl. 1.11 auch der Unsicherheit eines Helizitätsfensters für Lage, Winkel und Energie. Beim Strom ergibt sich hingegen für die Unsicherheit eines Helizitätsfensters  $\Delta \hat{I} = 4,02$  nA bzw. 0,4 nA.

Die Unsicherheiten in Tabelle 1.4, die erforderlich sind, um am Ende der Strahlzeit eine Genauigkeit von 0,1 ppb zu erreichen, reichen jedoch bei weitem nicht aus, um die

zweite Anforderung zu erfüllen, also in hinreichend kurzer Messzeit die vorherrschende apparative Asymmetrie mit ausreichender Genauigkeit zu ermitteln. Der Fehler müsste um einen Faktor zehn kleiner sein, damit sich die Asymmetrie innerhalb von einer Stunde auf 1 ppb eingrenzen lässt. Wie in Kapitel 3.5.2 beschrieben wird, konnte diese Forderung für die Messungen an MAMI erfüllt werden.

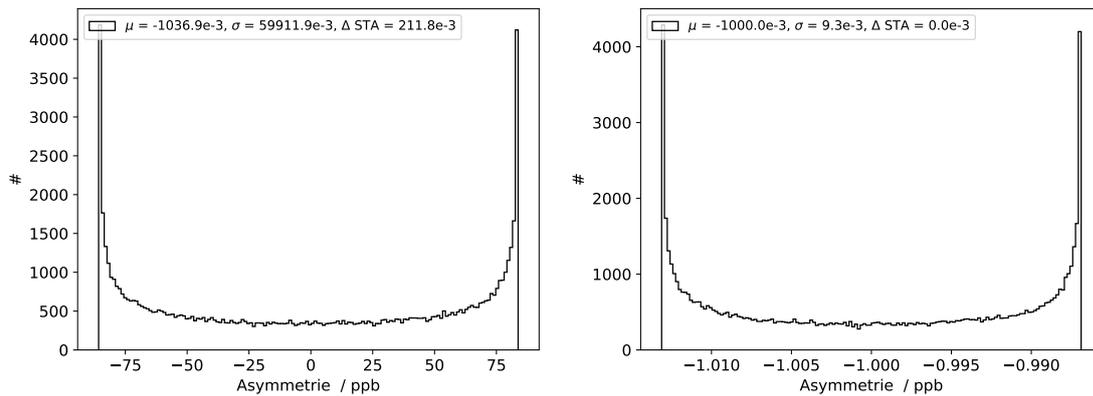
### 1.4.5 Auswirkungen sinusförmiger Störungen auf die Asymmetriemessung

Die Verteilung der Strahlparameter ist nicht gaußförmig, bzw. die Störungen auf dem Strahl sind nicht unkorreliert, da sie sich zum Teil aus Schwingungen, die ihrerseits korreliert sind, zusammensetzen. Um also die Unsicherheit der ermittelten Asymmetrie am Ende der Strahlzeit durch die Stichprobenvarianz der gemessenen Quadrupletts angeben zu können, müssen sie nach dem zentralen Grenzwertsatz zufällig gewählt werden. Das wird durch die zufällige Abfolge der möglichen Quadrupletts  $+ - - +$  und  $- + + -$  sichergestellt. Allerdings hängt die Stichprobenvarianz bzw. Standardabweichung der Asymmetriemessung von den Frequenzen im Strahl- bzw. Strahlstromsignal ab, wie sich in einer Simulation zeigen lässt. Für die Simulation sind Pseudodaten mit einer Helizitätsfensterlänge von 1 ms erstellt worden, wie sie in den MAMI-Messungen verwendet wurde. Ein Quadruplett ist also 4 ms lang. Das simulierte Strahlstromsignal mit einer Asymmetrie von 1 ppb besteht aus einer sinusförmigen Schwingung. Abbildung 1.9 zeigt die Verteilungen der Short Term Asymmetries (*STAs*) beispielhaft für 330 Hz und für 1000 Hz. Die Form der Verteilung unterscheidet sich nicht, da beiden eine sinusförmige Fluktuation der Parameter zugrunde liegt. Die 330 Hz-Verteilung ist jedoch 7500 Mal breiter als die 1000 Hz-Verteilung.

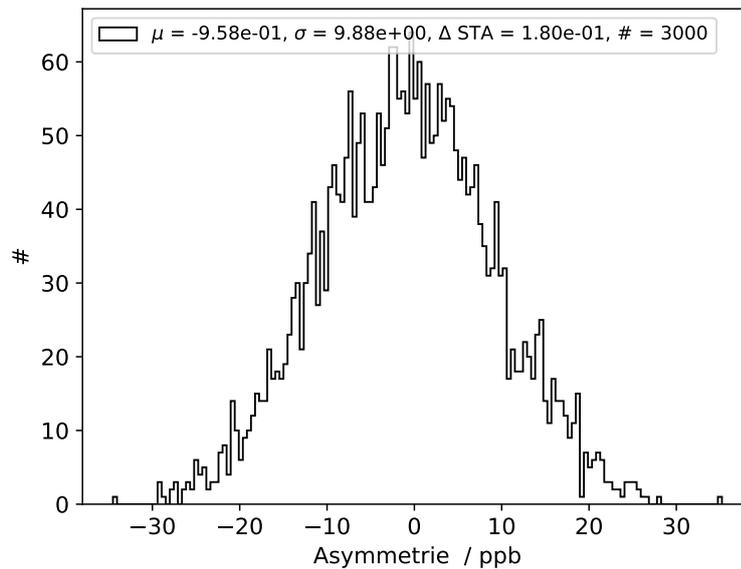
Mit einem simulierten Experiment wird nun über die *STAs* aus 30 zufällig gewählten Quadrupletts gemittelt und das Experiment wird 2666 Mal ausgeführt. Dies entspricht einer Anwendung des zentralen Grenzwertsatzes mit einer endlichen Zahl von Stichproben um die Stichprobenvarianz bzw. Standardabweichung eines Experiments in Abhängigkeit von der zugrundeliegenden frequenzabhängigen Wahrscheinlichkeitsverteilung zu ermitteln. Die Verteilung der Mittelwerte zeigt Abbildung 1.10 am Beispiel einer Störfrequenz von 360 Hz.

Für Abbildung 1.11 wurde genauso für weitere Frequenzen vorgegangen und die Standardabweichung ermittelt. Die Werte sind normiert auf die Standardabweichung, die man erhält, wenn keine sinusförmige Störung vorliegt, sondern ein additives weißes gaußsches Rauschen mit derselben Breite wie die Amplitude der Schwingungen.

Das Bild zeigt, dass einige Frequenzen einen vergleichsweise enormen Einfluss auf die Unsicherheit der gemessenen Asymmetrie besitzen. Insbesondere die Frequenzen um 330 Hz und 660 Hz müssen deshalb besonders effektiv mit einer Parameterstabilisierung unterdrückt werden.



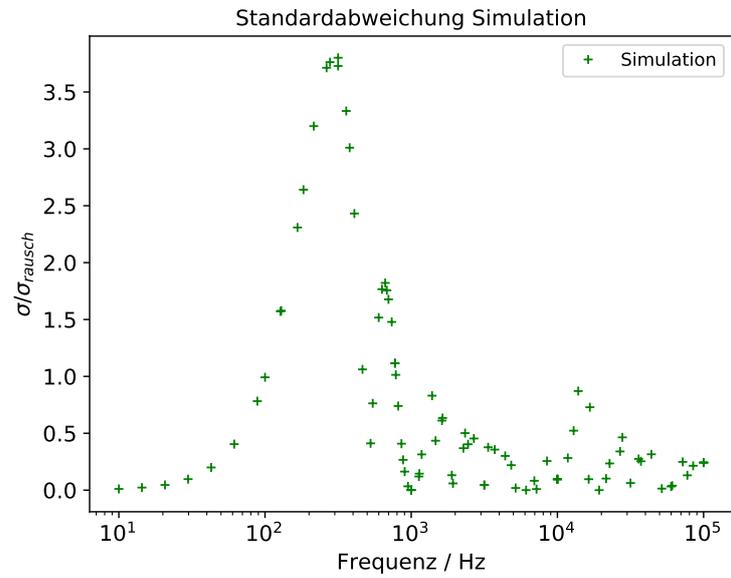
**Abbildung 1.9:** Die Verteilungen von *STAs* aus einem simulierten Strahlstromsignal mit einer Asymmetrie von 1 ppb und 330 Hz-Störung (links) sowie 1000 Hz-Störung (rechts) gleicher Amplitude.



**Abbildung 1.10:** Verteilung der gemessenen Asymmetrie von 3000 simulierten Experimenten über 30 Quadrupletts mit einer Asymmetrie von 1 ppb und sinusförmiger Strahlfluktuation der Frequenz 360 Hz. Der Mittelwert ist mit  $\mu$  angegeben, die Standardabweichung mit  $\sigma$  und der Fehler des Mittelwerts mit  $\Delta STA$ .

In der Analyse der Experimentdaten kann sich dieser Effekt derart bemerkbar machen, dass gleiche Signalbreiten der Strahlparameter zu unterschiedlichen Verteilungen der gemessenen Asymmetrien führen, je nachdem, welche Störfrequenzen im jeweiligen Signal dominant sind.

Eine Analyse des Zusammenhangs zwischen Frequenzanteilen im Signal und der Helizitätsfensterlänge an einigen Zwischenergebnissen von P2 ist angesichts obiger Ergebnis-



**Abbildung 1.11:** Abhängigkeit der Asymmetrieunsicherheit von der Störfrequenz im Strahlstromsignal normiert auf die Asymmetrieunsicherheit für Signale mit gaußschem Rauschen der selben Breite.

se angeraten und eine anschließende Optimierung während der Laufzeit des Experiments kann zu kleineren Unsicherheiten führen.

### 1.4.6 Mindestlänge der Driftstrecke zur Messung des Winkels

Die Genauigkeit der Winkelmessung hängt von der Länge  $L$  der Driftstrecke zwischen den Strahllagemonitoren ab. Die minimale Driftstrecke berechnet sich aus den geforderten statistischen Unsicherheiten wie folgt:

$$\sin \varphi \approx \varphi = x/L \quad (1.20)$$

$$\Delta\varphi = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{L}\right)^2} \quad (1.21)$$

mit der Ablage  $x$  und dem Winkel  $\varphi$  und deren Fehlern  $\Delta x$  und  $\Delta\varphi$ . Damit ist der minimale Abstand  $L$  zwischen den Monitoren:

$$L = \frac{\Delta x}{\Delta\varphi} = 4,35 \text{ m} \quad (1.22)$$

## 1.5 Funktionsweise einer Hochfrequenzkavität als Strahllagemonitor

Im vorangegangenen Kapitel wurde erklärt, wieso es wichtig ist, die Strahlage und Richtung so genau zu messen. Hohlraumresonatoren bzw. Hochfrequenzmonitore eignen sich in hervorragender Weise dafür, weil sie zum einen minimal-invasiv arbeiten und zum anderen das Signal durch ihre Resonanz sehr verstärken, wie ein Musikinstrument mit Resonanzkörper. Im Gegensatz zur Strahlagebestimmung mit sogenannten Pick-Ups [33] mit wesentlich höherer Bandbreite, kann durch die Verstärkung im Resonator die Lage bei extrem kleinen Strahlströmen gemessen werden. Für größere Ströme steigt damit die Genauigkeit, wenn die Dynamik von der Elektronik verarbeitbar ist. Der Preis dafür ist die begrenzte Bandbreite. Mit höherer Bandbreite ließen sich bspw. noch kürzere Pulse beobachten, was hier nicht notwendig ist. Hochfrequenzmonitore werden schon seit vielen Jahren bei MAMI für verschiedenste Anwendungen eingesetzt. Mit ihnen lässt sich je nach Bauart entweder die Strahlage (XY-Monitor, XYMO) oder die Phase der Bunche und Intensität des Strahls (PI-Monitor, PIMO) messen. Der am meisten verwendete Typ von Resonatoren ist die Pillbox, ein metallischer Hohlzylinder, der in seinen Deckeln Durchtrittslöcher für den Strahl besitzt. Für den XYMO sind zwei Hohlzylinder hintereinander in einem Bauteil zusammengefasst, um beide Richtungen des Strahls X und Y zu erfassen.

Ein Elektron oder ein Elektronenbunch, der durch die Kavität fliegt, erzeugt durch sein elektrisches Feld eine elektromagnetische Schwingung im Innern der Kavität. Die Energie wird schnell in den Elektronenbewegungen im Material verbraucht und die Schwingung klingt ab. Der Hohlraum gibt jedoch verschiedenen Moden Platz, bei de-

nen diese Verluste minimal sind. Diese stehenden Wellen folgen aus den Lösungen der Wellengleichungen für elektrische und magnetische Felder  $E$  und  $H$

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E \quad (1.23)$$

$$\nabla^2 H = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} H \quad (1.24)$$

mit folgenden Randbedingungen:

E-Feldlinien am Rand des Cavity-Volumens müssen senkrecht zu ihm stehen. Die parallele Komponente verschwindet:

$$\vec{E}_{||}|_{\partial V} = 0 \quad (1.25)$$

H-Feldlinien müssen parallel zum Rand liegen. Der senkrechte Anteil verschwindet:

$$\vec{H}_{\perp}|_{\partial V} = 0 \quad (1.26)$$

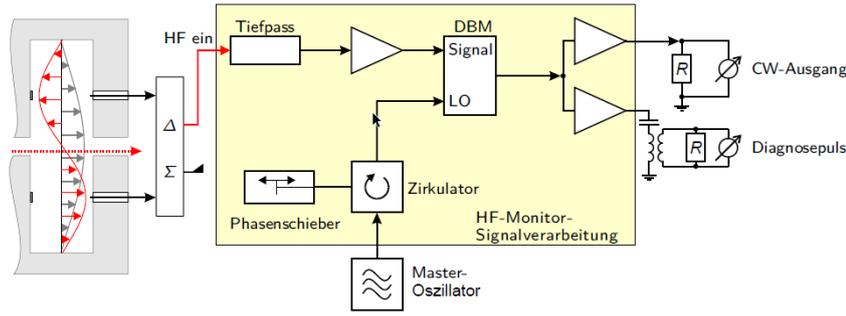
Unter diesen Bedingungen erfolgen Elektronenbewegungen nur im äußersten Rand des Materials. Dann sind die ohmschen Verluste minimal und die Mode kann bei Anregung mit der Resonanzfrequenz immer mehr Energie speichern, bis sich ein Gleichgewicht mit den ohmschen Verlusten eingestellt hat.

Die Lösungen der Gleichungen für einen runden Hohlraumresonators haben die Form von Besselfunktionen und die Resonanzfrequenzen der  $TM_{mnp}$ -Moden<sup>1</sup> lauten

$$f_{mnp} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{X_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} \quad (1.27)$$

Dabei ist  $X_{mn}$  die  $n$ -te Nullstelle der  $m$ -ten Besselfunktion.  $R$  und  $L$  sind Radius und Länge des Hohlzylinders.  $m$ ,  $n$  und  $p$  bezeichnen die Anzahl der Knoten entlang der Zylinderkoordinaten  $\phi$ ,  $\rho$  und  $z$ . Die für die Strahllagemessung geeignete Mode ist die  $TM_{110}$ -Mode. Für die PIMOs wird die  $TM_{010}$ -Mode verwendet. In Abb. 1.12 ist links im Bild in Rot die  $TM_{110}$ -Mode von der Seite eingezeichnet. In Grau ist die  $TM_{010}$ -Mode eingezeichnet. Sie ist bauartbedingt stark unterdrückt und wird mittels eines  $180^\circ$ -Hybrids, der die Signale der beiden Antennen voneinander subtrahiert, noch stärker unterdrückt. Die Knotenlinie der Winkelkoordinate der  $TM_{110}$ -Mode soll bei der Messung einer Ablage genau senkrecht zu dieser Ablage verlaufen. Dies wird erreicht, indem die dazu senkrechte Komponente mit eingeschraubten Zylindern auf der Knotenachse unterdrückt wird. Die Mode wird also in diese Richtung kurzgeschlossen. Siehe dazu auch die Konstruktionszeichnungen in Kapitel 5.

<sup>1</sup>TM: Transversal Magnetisch. Das magnetische Feld liegt transversal zur Ausbreitungsrichtung der Mode. Es handelt sich aber um eine Stehwelle, die sich in Strahlrichtung ausbreiten würde, wäre sie nicht durch die Wände der Kavität gefangen.



**Abbildung 1.12:** Signalursprung und Verlaufe der Strahlage. Abbildung stammt aus [34]

Die auskoppelbare Leistung bei der Resonanzfrequenz  $\omega_0$

$$P_{\text{HF}} = I^2 B^2 \frac{R_S}{Q} \frac{\kappa}{1 + \kappa} \frac{Q_L}{1 + 4Q_L^2 (\Delta\omega/\omega_0)^2} \quad (1.28)$$

$$= \text{const.} \cdot x^2 \quad (1.29)$$

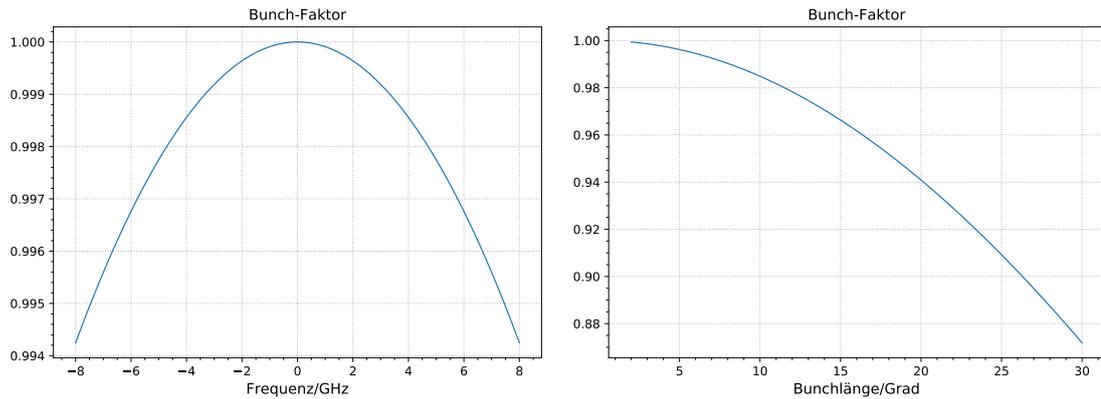
wird bestimmt durch den Strom  $I$ , die Shuntimpedanz  $R_S$ , die Kopplung  $\kappa$ , die belastete Güte  $Q_L$  und die Verstimmung  $\Delta\omega$ . Die Shuntimpedanz stellt den Widerstand der Kavität auf den Strahl dar und ist null, wenn der Strahl genau durch die Mitte, also einen Knotenpunkt, fliegt. Sind die übrigen Strahlparameter konstant, ist die Leistung damit vom Quadrat der Lageabweichung  $x$  abhängig.

Der Bunch-Faktor  $B$  ergibt sich aus dem Spektrum, das ein einzelner Bunch in der Lage ist, anzuregen. Es ergibt sich aus der Fouriertransformierten des näherungsweise gaußförmigen Elektronenbunchs mit der zeitlichen Breite  $2\sigma$ . Diese ist wiederum eine Gauß-Funktion mit der Frequenzbreite  $\Delta\omega = 2/\sigma$ . Je kürzer, also  $\delta$ -förmiger der Bunch ist, desto flacher ist das Spektrum, das er anregt. Der Strahlagemonitor für MESA wird aufgrund des begrenzten Platzes und zwecks besserer Handhabbarkeit bei 2,6 GHz betrieben. Die Leistungsausbeute senkt sich damit leicht ab. In Abbildung 1.13 ist der Bunchfaktor für einen Elektronenbunch mit einer Breite von  $\pm 1^\circ$  dargestellt, was der geplanten Bunchlänge bei MESA entspricht. Aufgrund der sehr kleinen Bunchlänge ist der Bunchfaktor vernachlässigbar.

Die belastete Güte  $Q_L$  ergibt sich aus der unbelasteten Güte  $Q_0$  sowie der Kopplung der Antennen an das Feld:

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \kappa} \quad (1.30)$$

Die unbelastete Güte ergibt sich aus den ohmschen Verlusten, die bei den Bewegungen der Elektronen im Material entstehen. Je leitfähiger das Material ist, desto höher ist die Güte.



**Abbildung 1.13:** links: Bunchfaktor für einen  $2^\circ$  langen Bunch bei 1,3 GHz. Der Signalverlust durch einen Wechsel der Resonanzfrequenz von 1,3 auf 2,6 GHz liegt bei weniger als 5 Promille. rechts: Bunchfaktorabhängigkeit von der Bunchlänge in Grad bei einer Bunchfrequenz von 1,3 GHz und einer Resonanzfrequenz von 2,6 GHz.

### 1.5.1 Amplituden- und Phasenverhalten einer Resonator kavität

Da der Resonator Teil eines Regelkreises wird, ist sein frequenzabhängiges Verhalten bezüglich Amplitude und Phase von Interesse. Die Resonanzkurve, oder auch Amplitudengang, wird für Resonatoren mit hoher Güte mit einer Lorentzkurve beschrieben:

$$P(\omega) = \frac{4\gamma^2\omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\gamma^2\omega_0^2} P_{\text{res}} \quad (1.31)$$

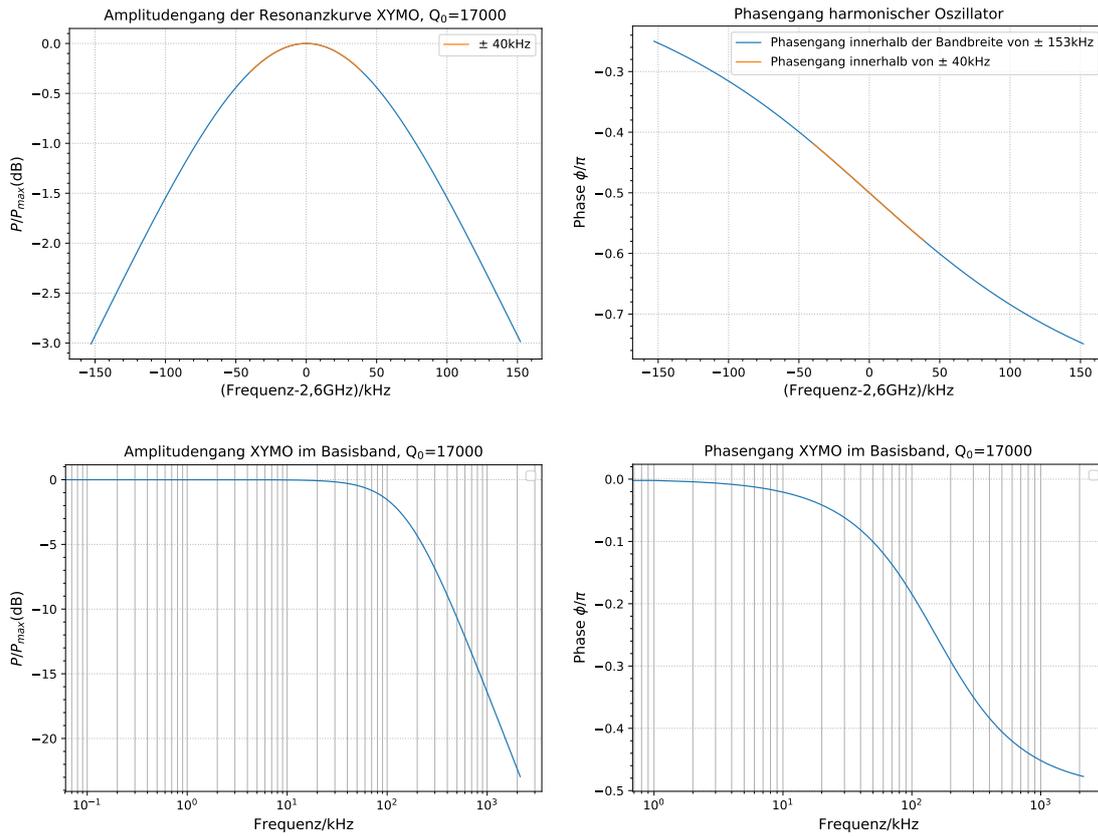
$$\text{mit } \gamma = \frac{\omega_0}{4\pi Q}, \quad (1.32)$$

der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  und der Resonanzleistung  $P_{\text{res}}$ .

Wie in Abbildung 1.14 zu sehen, erfährt das Strahlagesignal eine frequenzabhängige Phasenverschiebung sowie eine Amplitudendämpfung. Diese beläuft sich bei einer Frequenzablage von 10 kHz auf weniger als 1 %. Diese Dämpfung kann vernachlässigt werden, da eine Schwerpunktmessung des Strahls von kleineren Frequenzen als 1 kHz dominiert wird.

Der harmonische Oszillator gleicht in seinem Amplituden- und Phasenverhalten einem Tiefpass erster Ordnung. In diesem Fall liegt seine Grenzfrequenz bei der Hälfte der Bandbreite, bei 153 kHz.

Wird der Resonator verstimmt, ändert sich sein Frequenzgang; dies wird in Kapitel 5.4 beschrieben.



**Abbildung 1.14:** Amplituden- und Phasengang des Resonators in Abhängigkeit von der Frequenz normiert auf die Resonanzamplitude. Die oberen Graphen zeigen den symmetrischen Verlauf der Kurven mit jeweils einem Frequenzband von  $\pm 40$  kHz orange hervorgehoben mit linearer Skala. Die unteren Graphen entsprechen den Bodeplots des Nutzsignals nach dem Zurückmischen ins Basisband.



## Kapitel 2

# Konzept einer Strahllageregelung für P2 und Testaufbau an MAMI

### 2.1 Der Regelkreis für Positionsregelung

Ein Regelkreis [35, 36] besteht aus Regler, Stellglied, Regelstrecke und Messglied, die in einer geschlossenen Schleife aneinandergereiht sind, wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Ziel eines geschlossenen Regelkreises ist es, das Ausgangssignal dem Eingangssignal anzugleichen. Die Differenz der beiden, die Regelabweichung, wird dabei null. Dabei werden im Idealfall alle Störungen, die auf der Regelstrecke den Regelkreis erreichen, ausgeglichen.

Im Falle der Positionsregelung an MESA wird der Regler einem FPGA eingepreßt. Zum Design siehe Kapitel 2.3.2. Das Stellglied ist der Wedler<sup>1</sup>, die Regelstrecke ist die Strahloptik und Driftstrecke zwischen XYMO und Wedler. Die Störungen können sowohl die bereits vom Strahl mitgebrachten Frequenzen sein als auch solche, die beim Strahltransport und der Signalübertragung noch hinzukommen und nicht das tatsächliche Verhalten des Strahls beschreiben. Die Regelung kann jedoch zwischen diesen Arten von Störungen nicht unterscheiden. Wird auf eine Störung geregelt, die nur aus der Signalübertragung stammt, erfährt auch der Strahl selbst diese Störung. Deshalb müssen die Signalwege möglichst untergrundarm sein. Das ist auch der Grund, wieso man mit dem Messglied im Regelkreis nicht den Strahl ausmessen darf, sondern einen sogenannten unabhängigen Beobachter, ein unabhängiges Messglied, braucht. Für die Messung des Winkels wird auch noch ein zweiter Beobachter benötigt, der hier allerdings nicht verfügbar war.

Möglichkeiten, wie man Untergrundstörungen reduzieren kann, sind die differenzielle Signalübertragung (s. Kap. 3.5.1) und die IQ-Demodulation (s. Kap. 2.3.3).

---

<sup>1</sup>Bei MAMI etablierte Bezeichnung für ein Paar von Dipolmagneten zur Lagekorrektur des Elektronenstrahls in X- und Y-Richtung

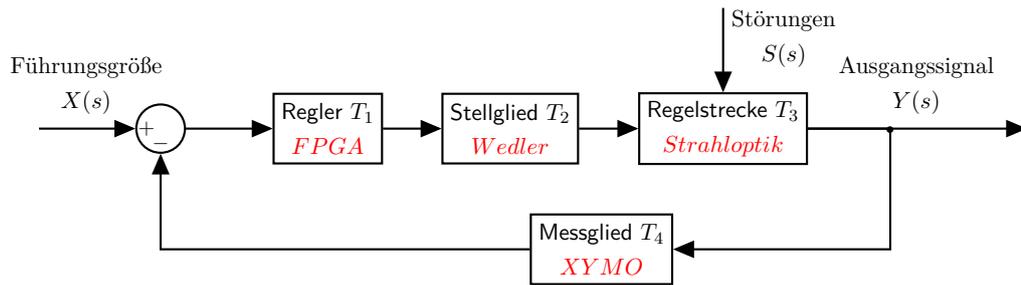


Abbildung 2.1: Regelkreis am Beispiel der Strahlage

Die oben beschriebenen Elemente des Regelkreises besitzen alle eine Übertragungsfunktion. Diese beschreibt den Zusammenhang zwischen einlaufendem und auslaufendem Signal im Frequenzraum und wird durch die einseitige Laplacetransformierte des Impulsantwort<sup>2</sup>  $g(t)$  eines LZI-Systems beschrieben:

$$\mathcal{L}\{g(t)\}(s) = G(s) = \int_0^\infty g(t)e^{-st} dt \tag{2.1}$$

mit dem komplexen Frequenzparameter  $s = \sigma + j\omega$ .

Die Übertragungsfunktion ist komplex und besitzt eine Amplitude und eine Phase und wird in dieser Arbeit mittels der Bode-Plots dargestellt, die Amplitude und Phase in Abhängigkeit der Frequenz zeigen.

Die Übertragungsfunktionen wie in Abbildung 2.1 hintereinandergeschalteter Systeme multiplizieren sich wie folgt:

$$Y = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdot (X - T_4 \cdot Y) + ST_3 \tag{2.2}$$

$$\Leftrightarrow Y = \frac{ST_3 + T_1T_2T_3X}{1 + T_1T_2T_3T_4} \tag{2.3}$$

Dabei ist  $X$  das Eingangssignal des Regelkreises, die Führungsgröße,  $Y$  das Ausgangssignal,  $T_1$  und  $T_2$  sind die Übertragungsfunktionen von Regler und Wedler,  $T_3$  die der Regelstrecke und  $T_4$  ist die des XYMOs. Bei diesem Beispiel tritt die Störung vor der Regelstrecke ein und durchläuft diese. So verhält sich beispielsweise eine Störung durch einen Dipol oder einen Quadrupol hinter dem Stellglied in Abbildung 2.1, die eine Driftstrecke durchläuft, bevor sie das Messglied erreicht. Theoretisch kann sie jedoch auch an jedem anderen beliebigen Punkt in den Regelkreis eintreten. Die Berechnung der Übertragungsfunktionen muss dann entsprechend angepasst werden.

Zur Beschreibung der Reaktion des Systems auf die Führungsgröße  $X$  wird die Störung gleich null gesetzt:

$$\frac{Y}{X} = \frac{T_1T_2T_3}{1 + T_1T_2T_3T_4} \tag{2.4}$$

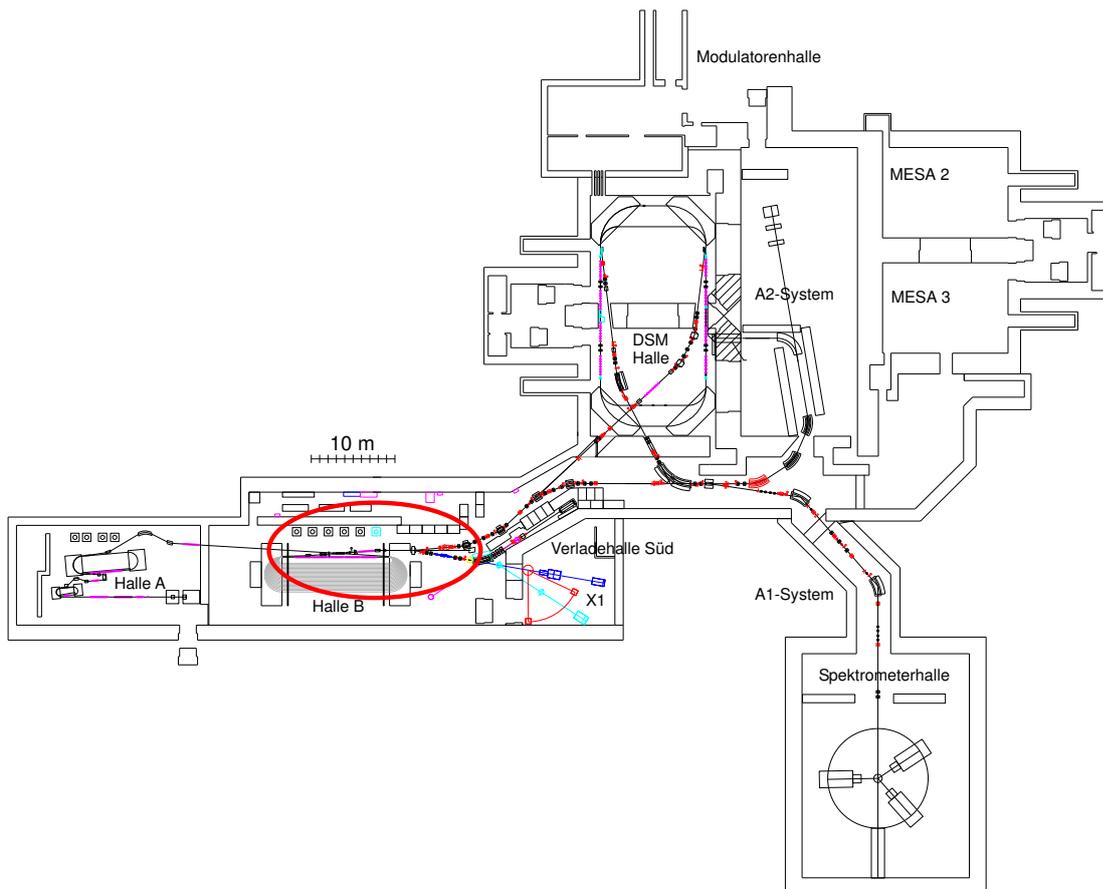
<sup>2</sup>Das Ausgangssignal eines Systems, an dessen Eingang ein Dirac-Impuls anliegt.

Eine weitere interessante Übertragungsfunktion ist das Verhältnis zwischen Ausgangssignal und Störung, die Störübertragungsfunktion, wobei die Führungsgröße  $X$  gleich null gesetzt wird:

$$\frac{Y}{S} = \frac{T_3}{1 + T_1 T_2 T_3 T_4} \quad (2.5)$$

## 2.2 Versuchsaufbau in MAMI

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) [37, 38, 39] besitzt drei Rennbahnmikrotrone (RTM), die die Energie eines Dauerstrich-Elektronenstrahls (cw) nacheinander auf bis zu 855 MeV erhöhen. Anschließend lässt sich mit dem Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron (HDSM) die Energie auf bis zu 1,6 GeV erhöhen. Die Strahllagetests lassen sich vor der dritten Stufe, dem RTM3, durchführen. Dort besitzen die Elektronen eine Energie von 180 MeV, was nahe der Elektronenenergie von 155 MeV bei MESA liegt. Abbildung 2.2 zeigt den Grundriss von MAMI und die Lage des RTM3 ist hervorgehoben.



**Abbildung 2.2:** Lage des Experimentaufbaus vor dem RTM3 in Halle B des MAMI-Beschleunigers. Die Abbildung stammt aus [34].

In Abbildung 2.3 ist die schematische Anordnung der Komponenten, von denen einige nur für die Stabilisationstests eingebaut wurden, zu sehen. Der Strahl kommt aus Halle A und wird in das Interface 3 (INT3) eingefädelt, um gleich weiter mit dem Extraktionsdipol06 in die Extraktion 3 (EXTR) weitergeleitet zu werden. Von dort nimmt er seinen Weg durch die X1-Strahlführung (SFX1) Richtung X1-Beamdump.

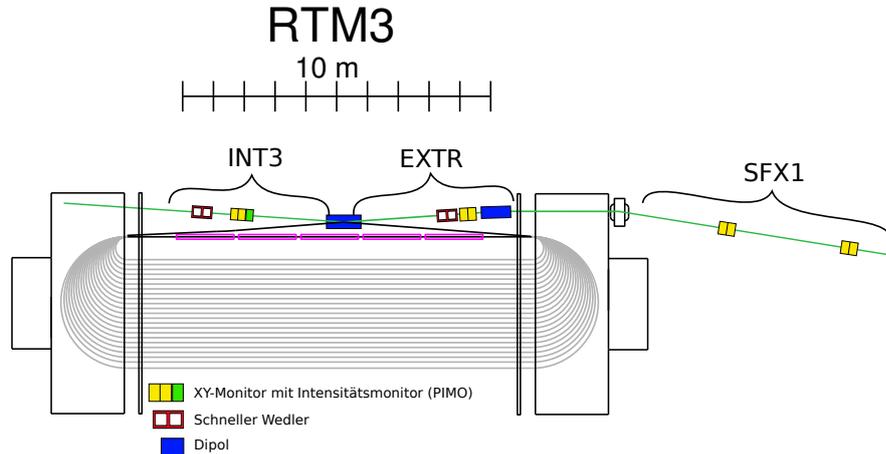


Abbildung 2.3: Ungefähre Lage der Komponenten der Strahlstabilisierung im RTM3.

In Abbildung 2.4 sind die an der Regelung beteiligten Wedler und XYMOs sowie das unabhängige Messglied separat dargestellt. Um sowohl Lage als auch Winkel zu kontrollieren, braucht man zwei Feedback-Schleifen. Die Abstände der Elemente und die MAMI-Bezeichnungen sind in Tabelle 2.1 gelistet.

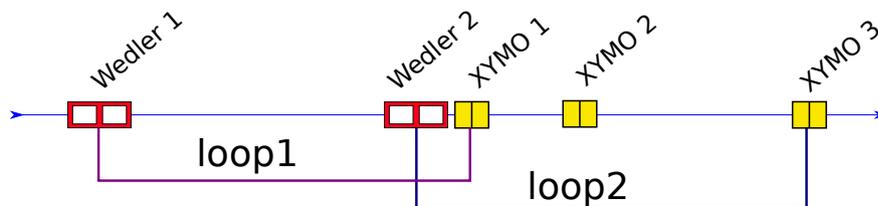


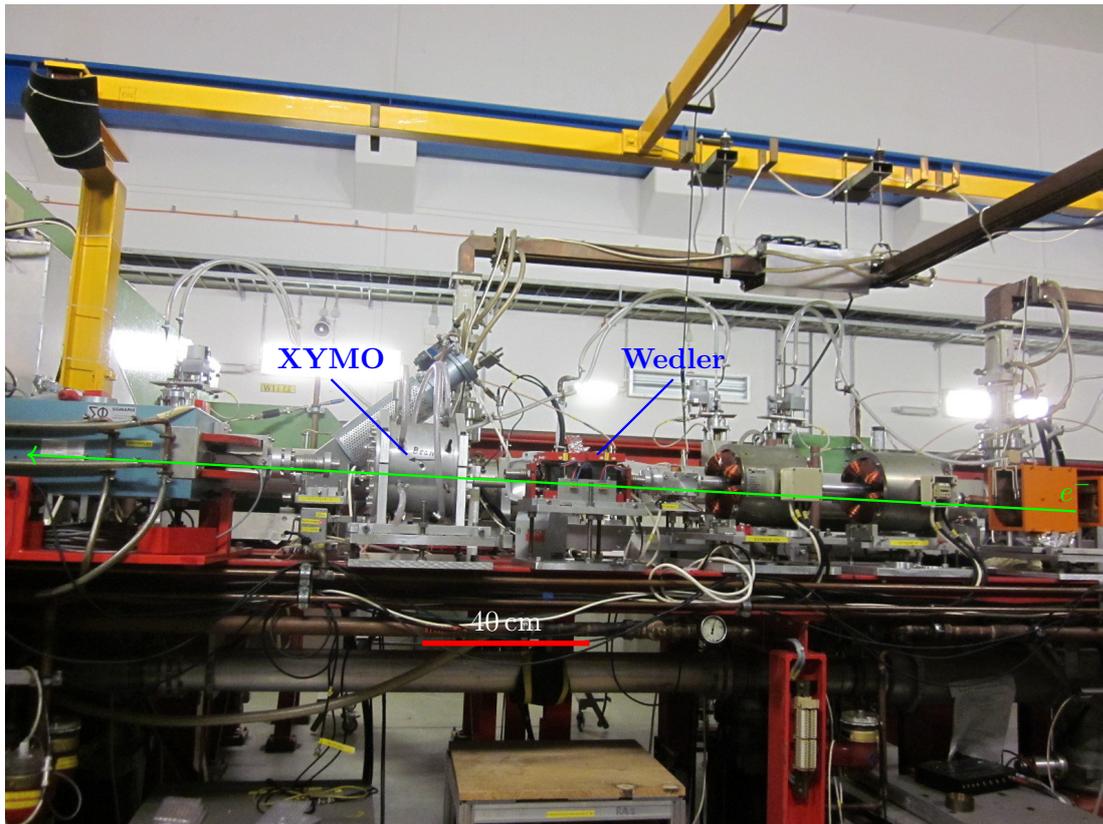
Abbildung 2.4: Regelkreise in der RTM3-Strahlführung. Loop 1 ist 7840 mm lang und Loop 2 ist 8000 mm lang. XYMO 3 entspricht SFX1xy-mo01 und ist ein beobachtender Monitor.

Abbildung 2.5 zeigt den in der EXTR-Strahlführung eingebauten XYMO EXTRxy-mo07 und den schnellen Wedler EXTRwedq07.

In Abbildung 2.6 ist die Regelung für Lage und Winkel als Blockschaltbild dargestellt. Da man Wedler 2 und XYMO 1 nicht an demselben Ort in der Strahlführung installieren kann, werden die beiden Regelkreise für Lage und Winkel leicht verkoppelt. Dies führt zu einer Störung im ersten Regelkreis und wird von diesem auch wie eine Störung verarbeitet. Eine Funktionsbeeinträchtigung ist daher zwar nicht gegeben, trotzdem

Element	MAMI-Name	Abstand / mm
Wedler 1	INT3wedq14	0
	INT3xymo15	1160
Wedler 2	EXTRwedq07	7460
XYMO 1	EXTRxymo07	7840
XYMO 2	SFX1xymo01	11595
XYMO 3	SFX1xymo04	15459

**Tabelle 2.1:** Abstände der Wedler und XYMOs in der Test-Strahlführung am RTM3.

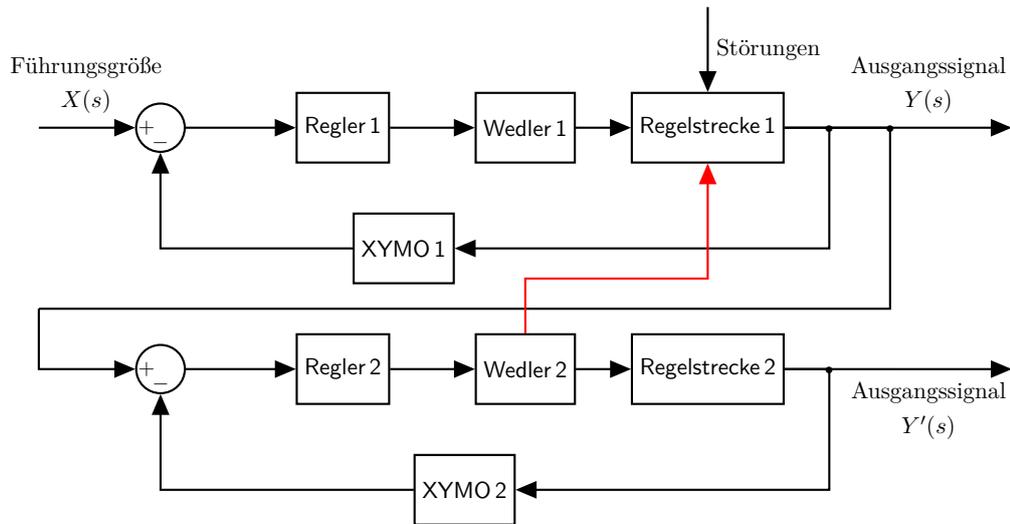


**Abbildung 2.5:** Eingebauter XYMO und Wedler zwischen einem Dipol (links) und einem Quadrupolpaar.

wurde der Abstand möglichst klein gehalten, um eine Verkopplung der Regelkreise zu vermeiden.

In der Strahlführung sind weitere, langsame Wedler installiert. Diese sind nicht Teil der Regelung, werden aber sowohl für Tests mit Störungen als auch zur Strahloptimierung verwendet. Die Quadrupole sind im Verlauf dieser Strecke während der Tests abgeschaltet gewesen.

Prinzipiell ist es möglich, innerhalb der Regelstrecken Quadrupole zu betreiben. Für eine funktionierende Regelung müssen diese dann so eingestellt werden, dass ihr Fokus



**Abbildung 2.6:** Regelkreis am Beispiel der Strahlage und des Winkels. Die zwei Regelschleifen sind in Reihe, jedoch wirkt sich der zweite Regelkreis geringfügig durch den Abstand zwischen Wedler 2 und XYMO 1 auf den ersten Regelkreis aus. Die rote Linie zeigt diese Störung an.

nicht auf einen XYMO fällt. Aufgrund der begrenzten Strahlzeit wurden solche Experimente nicht durchgeführt. Mit einem Quadrupol ließe sich sogar die Verstärkung durch die Driftstrecke verstärken oder verringern. Diese Methode findet auch für Emittanzmessungen an Drahtscannern Anwendung [40, 41].

Bei den ersten Strahlzeiten wurde die Quelle EKAN benutzt. Später folgten einige Strahlzeiten, bei denen mit der PKA1 auch der Helizitätswechsel untersucht wurde.

Während der Tests wurden die Übertragungsfunktionen des Regelkreises und seiner Komponenten aufgenommen. Diese Komponenten umfassen im Wesentlichen XYMOs, Wedler und Verstärker. Auch Kabel und die Elektronik sowie die Signalverarbeitung auf dem FPGA gehören dazu. Jeder Weg, den das Signal nimmt, trägt einen Teil zur gesamten Übertragungsfunktion bei. Deshalb werden zwar die einzelnen Komponenten vermessen, schließlich aber auch die Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises im Gesamten bestimmt, um alle beteiligten Systeme mitzuerfassen.

Weitere Tests überprüfen die Funktion von digitalen Filtern (Kap. 3.5.4) und Reglern (Kap. 3.5.2) und der Signalübertragung mittels IQ-Demodulation (Kap. 3.5.5) und differentiellen Empfängern (Kap. 3.5.1) und generell der Signalverarbeitung. Des Weiteren wird die Regelung getestet und Strahlage und -winkel stabilisiert (Kap. 3.5.2) sowie die Genauigkeit der Asymmetriemessung untersucht (Kap. 3.6)

## 2.3 Signal- und Datenverarbeitung

Das Herzstück des Regelkreises ist der Regler. Mathematisch stellt er einen weiteren Faktor im Produkt der Übertragungsfunktionen im Regelkreis dar. Praktisch ist er der Teil, der einerseits seine Funktion als Regler erfüllt und andererseits ersetzt und angepasst werden kann. Mit ihm kann man unabänderliches Verhalten anderer Teile des Regelkreises ausgleichen und ergänzen, je nach gewünschter Flexibilität oftmals auch direkt vom Benutzer über ein entsprechendes Interface.

Bei der Strahllageregelung fiel die Wahl auf einen digitalen Regler, weil seine Eigenschaften besonders flexibel anpassbar sind. Das heißt, dass eine Anpassung an veränderte Experimentvorgaben, erforderliche Strahlparameter oder auch an einen anderen Elektronenbeschleuniger mit sehr geringem Aufwand vorgenommen werden können. Auch der Ersatz im Falle eines Ausfalls kann innerhalb von Minuten geschehen und das Verhalten bleibt nach Ersatz unverändert und ist nicht abhängig von Bauteilchargen und Fertigungstoleranzen. Dieser Regler wird im Falle der Strahllageregelung in ein FPGA-Design implementiert. Ein FPGA ist eine Anordnung von programmierbaren logischen Gattern, die der Logik folgen, die man ihnen durch ein „Design“, eine programmähnliche Hardwarebeschreibung, zuweist. Während der Laufzeit lässt sich die Logik nicht verändern, jedoch lassen sich Parameter ändern und einzelne Bits umschalten, wenn man sie im Design entsprechend mit Adressen versieht. Die Zeit zur Verarbeitung eines Signals und damit die lineare Phase (s. Kap. 3.1.4) hängt von der Anzahl der Gatter ab, die durchlaufen werden.

Sowohl die Datenaufnahme als auch die Regelung durchlaufen als erste digitale Instanz das FPGA auf den kommerziellen Boards „Red Pitaya“. Folgend sind die wichtigsten Eigenschaften gelistet:

- System on a Chip XILINX 7010 (enthält FPGA und CPU)
- 125 MHz-Takt für ADC, DAC und FPGA
- Interfaces: Ethernet, USB, GPIO
- ADC und DAC: 14 bit-Präzision

In Abbildung 2.7 ist ein Red Pitaya abgebildet. Links im Bild sind Ethernet und Spannungsversorgung angeschlossen. Das rot-schwarze Kabelpaar ermöglicht eine rausch- und störungsarme Spannungsversorgung, die sonst von einem Schaltnetzteil über Micro-USB übernommen wird. Die SD-Karte, links unten eingesteckt, bietet den einzigen nichtflüchtigen Speicher. Oben links befinden sich 10 Leuchtdioden. Unter dem rautenförmigen Kühlkörper befindet sich der System-On-A-Chip. Am rechten Rand befinden sich die BNC-Anschlüsse der schnellen ADCs und DACs. Unten links befinden sich zwei SATA-Kabelanschlüsse, die zur Übermittlung von Trigger und Takt verwendet werden. Die GPIO-Pins befinden sich in den Buchsen rechts am oberen und unteren Rand.

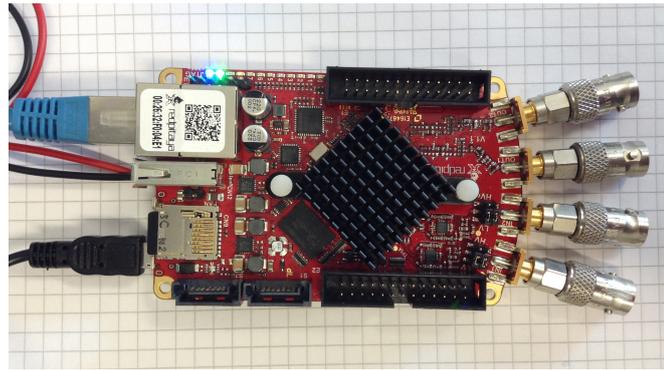


Abbildung 2.7: Red Pitaya. Erklärung der Abbildung findet sich im Text.

Die Red Pitayas sind in der Nähe der Strahlführung installiert und aufgestellt und sind per Ethernet mit dem Institutsnetzwerk verbunden.

### 2.3.1 Datennahme

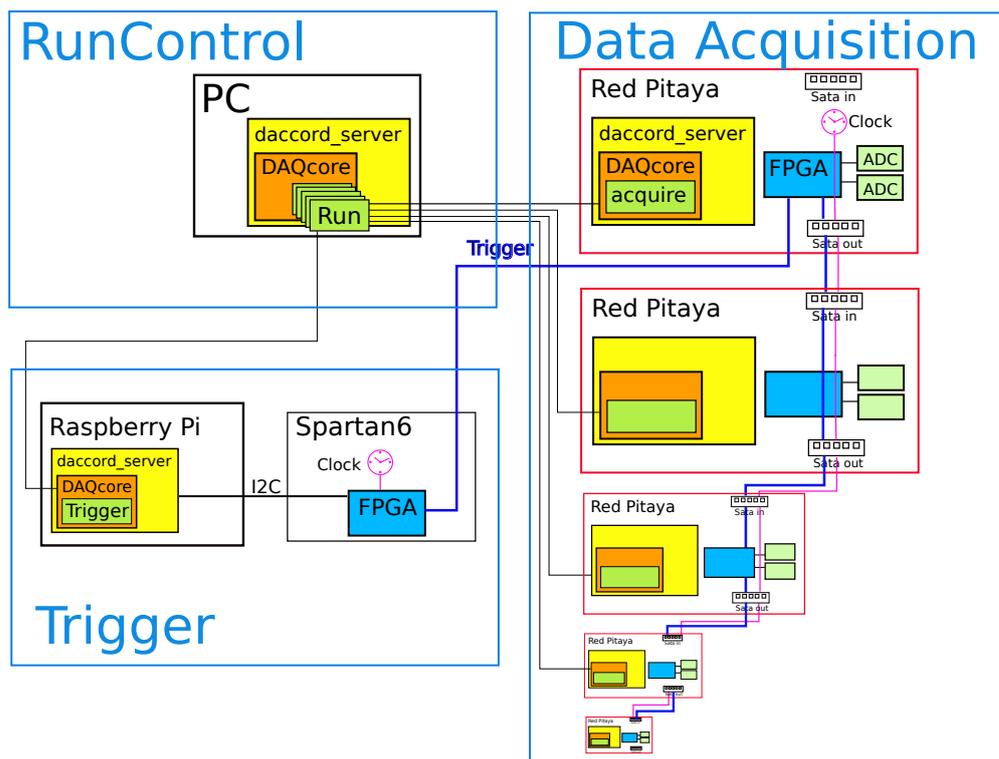
Um alle Daten zu synchronisieren, müssen alle Datennahmegeräte denselben Takt erhalten. Hierfür wurden auf den Red Pitayas die Verbindungen zu den internen Quarzen unterbrochen und auf eine externe Verbindung umgelegt. Per SATA-Kabel wird der Takt dann von einem zum anderen Red Pitaya übergeben, wobei das erste Red Pitaya dieser Reihe seinen Takt von einem Signalgenerator erhält, der mit dem MAMI-Master synchronisiert ist. Zu Testzwecken kann auch ein unverändertes Red Pitaya als Taktgeber fungieren. Eine Synchronisation mit MAMI ist dann nicht gegeben. Sobald auch der Takt der Datenerfassung des Experiments mit dem MAMI-Master synchronisiert ist, sind alle Asymmetriedaten synchronisiert.

Die maximale Samplerate der Red Pitayas beträgt  $125 \text{ MSa s}^{-1}$ . Bei maximaler Übertragungsgeschwindigkeit konnte eine Messung von beliebiger Länge mit einer Samplerate von ca. 2 MHz erreicht werden. Dies musste bei den Messungen an MAMI jedoch nicht ausgenutzt werden, da die beobachteten Signale eine maximale Bandbreite von nur ca. 100 kHz besitzen. Die Länge eines Helizitätsfensters von nur  $500 \mu\text{s}$  erfordert für die Datennahme am Experiment streng genommen nur eine Samplerate von 2 kHz. Das entspricht einer Dezimierung der 125 MHz um den Faktor 62500. Die Dezimierung hat keinen Einfluss auf die Geschwindigkeit der Regelung, sie gibt nur die Datenübertragungsrate der Strahlparametermessung an.

### Organisation der Datenaufnahme

Die Architektur der Datenaufnahme und -verarbeitung lässt sich in drei Teile gliedern, die in Abbildung 2.8 mit den drei blauen Rahmen umfasst sind: der PC zur Befehls-eingabe und Verwaltung und Archivierung der Messdaten, das Triggerboard und die Red-Pitayas. Die Kommunikation zwischen diesen Elementen wird über Ethernet ge-

leistet (schwarze Linien). Die Software „daccord\_server“ bedient sich des Master/Slave-Prinzips. Es ist ein Framework, das die Kommunikation über TCP beherrscht und auf jedem Teilnehmer des Netzwerks installiert (gelbe Kästen) ist. Individuell angepasst werden kann ein Unterprogramm, genannt DAQcore (orangene Kästen). Auf dem PC heißt dieser RunControl und startet, steuert und verwaltet aufgenommene Runs. Der DAQcore des Triggersystems empfängt Befehle von der RunControl und gibt daraufhin den FPGA frei, der für die synchronisierte Datennahme einen Triggerimpuls erzeugt. Auf den Red Pitayas startet der DAQcore die Auslese des RAMs auf Befehl der RunControl. Das FPGA reagiert dann auf den Trigger mit der Aufnahme. Takt (pink) und Trigger (blau) werden mit einem SATA-Kabel durch alle installierten Red Pitayas durchgeschleift. So können beliebig viele Red Pitayas an die DAQ angeschlossen werden, solange der Zeitverlust beim Durchschleifen vernachlässigbar ist. Anderenfalls müssten die Designs der FPGAs individuell mit internen Verzögerungen an die Position in der Reihe angepasst werden.



**Abbildung 2.8:** Die Architektur der Datenaufnahmesoftware eingebettet in ein Netzwerk von CPUs auf PC, Triggerboard und Red Pitayas. Die Erklärung findet sich im Text.

### Prinzip der Dezimierung

Viele der in Kapitel 3 gezeigten Daten werden in der digitalen Elektronik des FPGAs gemittelt. Dieser Vorgang wird Dezimierung genannt. Die Mittelung führt zwar zur Filterung hoher Frequenzen, es wird aber vorrangig damit eine höhere Statistik der Datensamples erzielt. Der Grad der Dezimierung ist in der Anzahl Samples, über welche gemittelt wird, angegeben. Dabei verringert sich auch die Nyquist-Frequenz um den Faktor der Dezimierung.

### 2.3.2 Digitale Filter und Regler

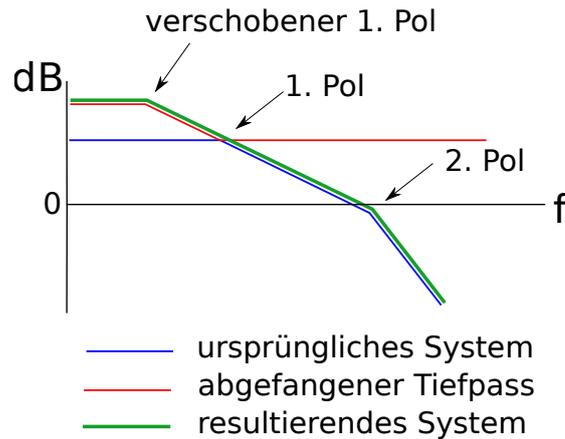
Um die Regelung schnell auf veränderte Bedingungen anzupassen, sind digitale Übertragungsglieder von Vorteil. Veränderte Bedingungen können z. B. bei einem Wechsel des Wedlers oder des Verstärkers entstehen, beim Umbau der Strahlführung und -diagnose oder durch veränderte Anforderungen der Experimentatoren. Im vorliegenden Fall ist der Beschleuniger, bei dem das Regelkonzept zum Einsatz kommen soll, noch nicht einmal gebaut. Trotzdem wird die Digitalelektronik sofort nach Einbau in den Regelkreis zum Einsatz kommen und bei Bedarf können Funktionseinheiten ausgetauscht oder hinzugefügt werden. Die hier vorgestellten digitalen Systeme, der abgefangene Tiefpass und der PI-Regler, sind Teil des FPGA-Designs. Deren Parameter können während der Laufzeit per Interface verändert werden.

#### Abgefangener Tiefpass

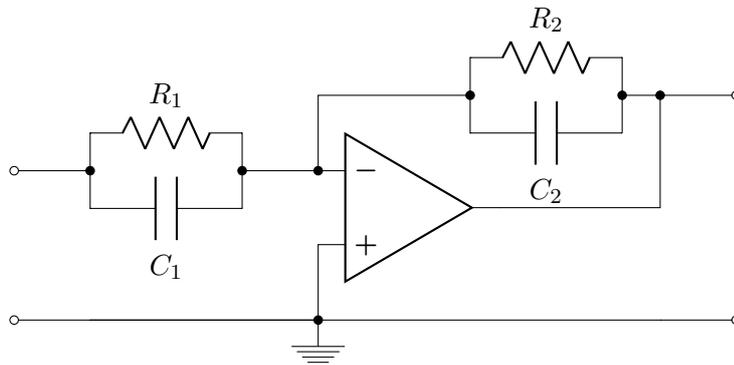
Der abgefangene Tiefpass wird auf ein LZI-System angewendet, um nach dem Prinzip der Pol-Nullstellenkompensation [42, S.128] einen für die Regelung ungünstig gelegenen Pol in der Übertragungsfunktion durch eine Nullstelle zu eliminieren und einen neuen Pol bei niedrigeren Frequenzen hinzuzufügen. Dies kommt einer Verschiebung des ersten Pols gleich. Ein solches System besteht aus einem Tiefpass und einem Hochpass. Die Grenzfrequenz des Hochpasses liegt oberhalb der des Tiefpasses. Abbildung 2.9 zeigt die Auswirkungen des abgefangenen Tiefpasses bei geschickter Wahl der Grenzfrequenzen auf ein System mit zwei Polen. Abbildung 2.10 stellt eine beispielhafte analoge Implementation eines abgefangenen Tiefpasses mit Operationsverstärker dar.

Die zugehörige Übertragungsfunktion

$$G(s) = -\frac{R_1 R_2 C_1 s + R_2}{R_1 R_2 C_2 s + R_1} \quad (2.6)$$



**Abbildung 2.9:** Prinzip der Verschiebung des ersten Pols durch einen abgefangenen Tiefpass anhand des Amplitudengangs. Die Nullstelle des abgefangenen Tiefpasses gleicht den ersten Pol des Systems aus. Dafür kommt ein Pol bei einer niedrigeren Frequenz hinzu.



**Abbildung 2.10:** Schaltbild eines analogen abgefangenen Tiefpasses.

lässt sich mittels einer Z-Transformation [42] auf ein zeitdiskretes System übertragen. Das Ergebnis lässt sich mit digitaler Multiplikation und Verzögerung abbilden:

$$Y(z) = AX(z) + BX(z)z^{-1} + CY(z)z^{-1} \quad (2.7)$$

$$A = e^{-\omega_2 \Delta T} \quad (2.8)$$

$$B = K \frac{\omega_2}{\omega_1} - K \cdot (1 - e^{\omega_2 \Delta T}) \quad (2.9)$$

$$C = -K \frac{\omega_2}{\omega_1} = K(A - 1) - B \quad (2.10)$$

$$K = \frac{R_2}{R_1} \quad (2.11)$$

$$\omega_1 = \frac{1}{R_1 C_1}, \quad \omega_2 = \frac{1}{R_2 C_2} \quad (2.12)$$

mit der Länge eines Abtastintervalls  $\Delta T$ . Dabei ist  $\omega_1$  der Pol des Tiefpasses,  $\omega_2$  die Nullstelle des Hochpasses und  $K$  die Verstärkung. Weil die Übertragungsfunktion

zwischen den beiden Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  mit 20 dB pro Dekade fällt, muss sich der dritte Parameter aus den ersten beiden ergeben. Der Ausdruck  $z^{-1}$  stellt in der Z-Darstellung eine Verzögerung um eine Zeiteinheit dar. In der Elektronik wird an dieser Stelle das Ergebnis einer Operation um einen Taktschritt vorgehalten. Abbildung 2.11 zeigt die Realisierung von Gleichung 2.7 in digitalen Rechenschritten.

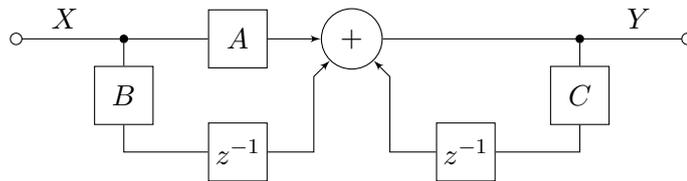


Abbildung 2.11: Schaltbild eines digitalen abgefangenen Tiefpasses.

### PI-Regler

Der PI-Regler ist der Teil des Reglers, der die Regelabweichung gegen null angleicht. Der P-Regler allein hinterlässt eine bleibende Regelabweichung von  $X - Y = Y/K_P$ , die vom I-Regler ausgeglichen wird. Er ist so in der Digitalelektronik implementiert, dass das Eingangssignal aufgeteilt wird und die beiden Teile mit dem Proportionalterm (P-Term) und dem Integralterm (I-Term) verrechnet und anschließend summiert werden. In Abbildung 2.12 ist der Signalverlauf dargestellt.

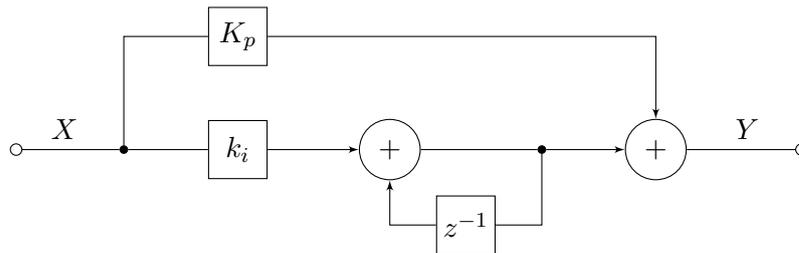


Abbildung 2.12: Schaltbild des digitalen PI-Reglers. Der Faktor  $k_I$  ergibt sich aus der Länge eines Abtastintervalls  $k_I = K_I \Delta T$ .

Die Übertragungsfunktion des P-Terms besteht lediglich aus dem Verstärkungsfaktor  $K_P$ :

$$G_P(s) = K_P \tag{2.13}$$

Die Übertragungsfunktion des I-Terms ergibt sich aus einer Integration:

$$x_a(t) = \frac{1}{T_I} \int_0^t x_e(\tau) d\tau + x_a(0) \quad (2.14)$$

$$G_I(s) = \frac{1}{sT_I} = \frac{K_I}{s} \quad (2.15)$$

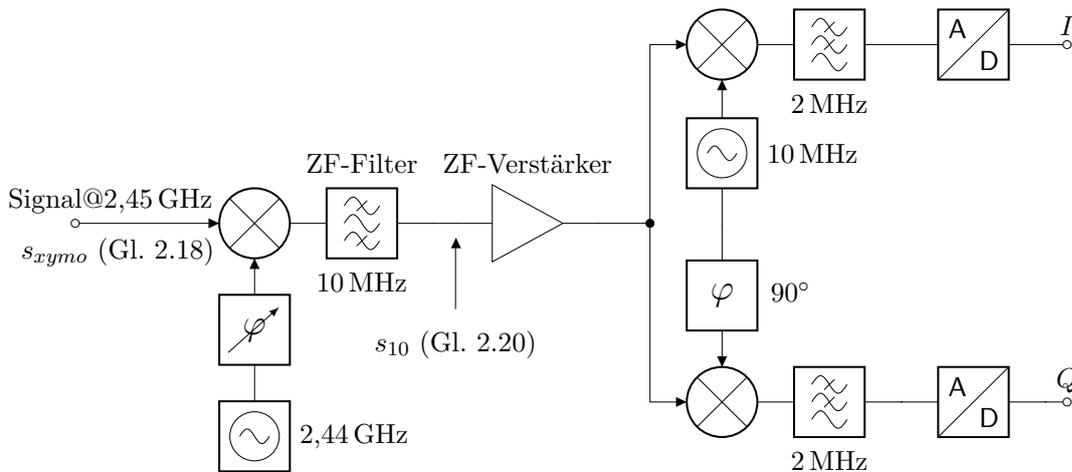
$$Y(z) = Y(z)z^{-1} + AX(z) \quad (2.16)$$

$$A = K_I \cdot \Delta T \quad (2.17)$$

mit dem Ausgangssignal im Zeitbereich  $x_a(t)$ , dem Eingangssignal im Zeitbereich  $x_e(t)$ , dem Ausgangssignal im  $s$ -Bereich  $Y(s)$  und dem Eingangssignal im  $s$ -Bereich  $X(s)$  sowie der Nachstellzeit  $T_I$  des I-Anteils und der Sample-Länge  $\Delta T$ .

### 2.3.3 IQ-Demodulation

In den Signalweg der XYMO-Signale von EXTRxymo07 und SFX1xymo04 wurde eine IQ-Demodulation eingebaut [43]. Wie man im Folgenden sehen kann, hat diese Art der Signalverarbeitung den Vorteil, dass der Master in Abb. 1.12 nicht in seiner Phase abgestimmt werden muss.



**Abbildung 2.13:** Blockschaltbild der analogen IQ-Demodulation, wie es in der Elektronik des XYMOs EXTRxymo07 Anwendung findet.

Abbildung 2.13 zeigt das Schema der IQ-Demodulation. Das Nutzsignal ist auf der MAMI-Frequenz moduliert. Das heißt, es liegt in den Seitenbändern von 2,45 GHz. Das Signal wird mit einem Mischer auf eine Frequenz von 10 MHz heruntorgemischt. Diese Frequenz eignet sich gut, da sie mit der Taktfrequenz der Red Pitayas vollständig abgetastet werden kann und die Elektronik-Bauteile für diese Frequenz genau sind und die beiden Signalwege des 10 MHz-Signals leichter identisch ausgeführt werden können. In der HF-Technik ist es außerdem üblich, eine mit dem GPS-Signal synchronisierte 10 MHz-Referenzfrequenz zu verwenden.

Der 10 MHz-Träger wird anschließend mit zwei um  $90^\circ$  phasenverschobenen 10 MHz-Oszillatoren auf das Basisband heruntergemischt. Mathematisch bedeutet das für das Lagesignal  $s(t)$ , das auf das Ausgangssignal  $s_{xy\text{mo}}$  des XYMO mit der MAMI-Frequenz  $\omega_0$  moduliert ist:

$$s_{xy\text{mo}} = s(t) \cos(\omega_0 t) \quad (2.18)$$

Es wird auf die Zwischenfrequenz  $\omega_z$  heruntergemischt:

$$\begin{aligned} s_{10}(t) &= s_{xy\text{mo}} \cdot \cos((\omega_0 - \omega_z)t + \phi) \\ &= s(t) \cos(\omega_0 t) \cdot \cos((\omega_0 - \omega_z)t + \phi) \\ &= s(t) \cos(\omega_0 t) \cdot [\cos((\omega_0 - \omega_z)t) \cos(\phi) - \sin((\omega_0 - \omega_z)t) \sin(\phi)] \\ &= \frac{1}{2} s(t) [\cos(\omega_z t) (\cos(2\omega_0 t) + 1) + \sin(2\omega_0 t) \sin(\omega_z t)] \cos(\phi) \\ &\quad - \frac{1}{2} s(t) [\sin(2\omega_0 t) \cos(\omega_z t) - (\cos(2\omega_0 t) + 1) \sin(\omega_z t)] \sin(\phi) \\ &\approx \frac{1}{2} s(t) [\cos(\omega_z t) \cos(\phi) + \sin(\omega_z t) \sin(\phi)] \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} s(t) \left[ \frac{1}{2} (\cos(\omega_z t - \phi) + \cos(\omega_z t + \phi)) + \frac{1}{2} (\cos(\omega_z t - \phi) - \cos(\omega_z t + \phi)) \right] \\ &= \frac{1}{2} s(t) \cos(\omega_z t - \phi) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Dabei werden für die Approximation in Gleichung 2.19 die doppelten Frequenzen  $2\omega_0$  mit analogen Bandpassfiltern herausgefiltert und es verbleibt das Nutzsignal moduliert auf der Zwischenfrequenz.

Durch Mischen mit 10 MHz, um  $90^\circ$  phasenverschoben, entstehen die Komponenten  $I(t)$  und  $Q(t)$ . Der Master hat dabei die Phase  $\phi$  zur Trägerfrequenz:

$$\begin{aligned} I(t) &= s_{10}(t) \cdot \cos(\omega_z t) \\ &= \frac{1}{2} s(t) \cos(\omega_z t - \phi) \cdot \cos(\omega_z t) \\ &\approx \frac{1}{4} s(t) \cos(\phi) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} Q(t) &= s_{10}(t) \cdot -\sin(\omega_z t) \\ &= \frac{1}{2} s(t) \cos(\omega_z t - \phi) \cdot -\sin(\omega_z t) \\ &\approx \frac{1}{4} s(t) \sin(\phi) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Das Originalsignal  $s(t)$  lässt sich digital durch das Betragsquadrat der beiden Komponenten  $I$  und  $Q$  wiederherstellen.

$$\sqrt{I^2 + Q^2} = \frac{1}{4} s(t) \quad (2.23)$$

Die Berechnung der Amplitude nach Gleichung 2.23 fand bei den Messungen an MAMI erst nach Aufnahme der Daten statt. Das heißt, für eine Regelung wurde nur eines der Signale  $I$  oder  $Q$  verwendet.

Das Signal erleidet durch das zusätzliche Tiefpassfiltern einen Verlust von 50 % verglichen mit der herkömmlichen Signalverarbeitung durch Mischen ins Basisband. Jedoch ist das Ergebnis unabhängig von der Phase  $\phi$ .

Das Heruntermischen auf die Zwischenfrequenz findet nur bei einem der zwei getesteten XYMOs statt, bei EXTRxymo07. Bei SFX1xymo04 werden die I- und Q-Signale direkt aus dem XYMO-Signal mit einer Frequenz von 2,45 GHz in das Basisband gemischt.

Die Erfahrung aus dem A4-Experiment zeigt, dass wegen unvermeidbarer temperaturabhängiger Ausdehnungseffekte in Kabeln und auf Leiterplatten die Phase nicht konstant ist und bei herkömmlicher Signalübertragung ein regelmäßiges Nachstellen für eine konstante Signalqualität erforderlich ist. Nachteile der analogen IQ-Demodulation sind die doppelte Zahl der zu verarbeitenden Signale und die erforderliche gute Übereinstimmung der beiden Signalübertragungswege für I und Q sowie eine vergleichsweise aufwendige Hardware, die zusätzlichen Platz einnimmt.

### Digitale IQ-Demodulation

Grundsätzlich kann die IQ-Demodulation auch digital im FPGA geschehen. Hierfür muss das Signal  $s_{10}(t)$  digitalisiert werden. Die Multiplikation mit Cosinus und Sinus erfolgt dann über feste, eingespeicherte Werte zu den jeweiligen Phasen, sogenannte Look-Up-Tables. Dann folgen Tiefpassfilter und, nicht in der Abbildung dargestellt, Quadrierung und Quadratwurzel. Abbildung 2.14 zeigt das zugehörige Blockschaltbild. Ein weiterer Vorteil der Übertragung eines 10 MHz-Trägers ist, dass alle niederfrequenten

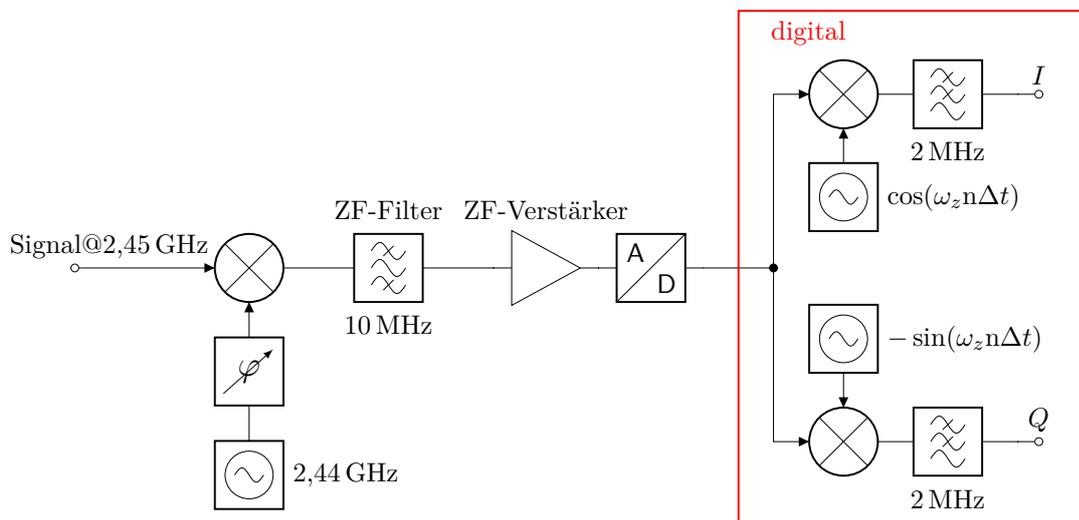


Abbildung 2.14: Blockschaltbild der digitalen IQ-Demodulation

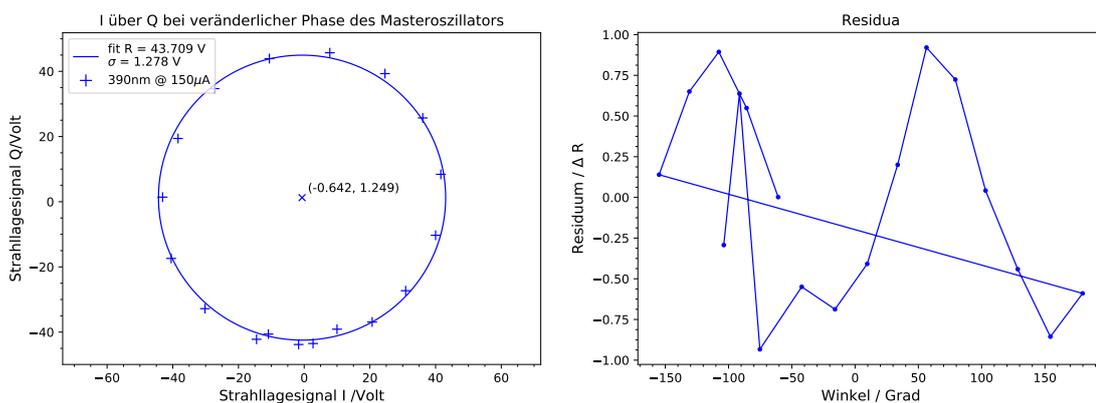
ten Störungen wie das 50 Hz-Brummen und seine Harmonischen, die auf dem Weg zwischen der Erstellung von  $s_{10}(t)$  und dem Heruntermischen im FPGA aufgesammelt werden, durch den Mischvorgang in das 10 MHz-Band gemischt und anschließend her-

ausgefiltert werden. Leider ist die Erstellung eines Designs mit einer IQ-Demodulation bisher nicht gelungen, da die Quadratwurzel ein aufwendiger Prozess auf einem FPGA ist und eine Optimierung bezüglich der Signalwege und -zeiten auf dem FPGA sehr zeitintensiv ist.

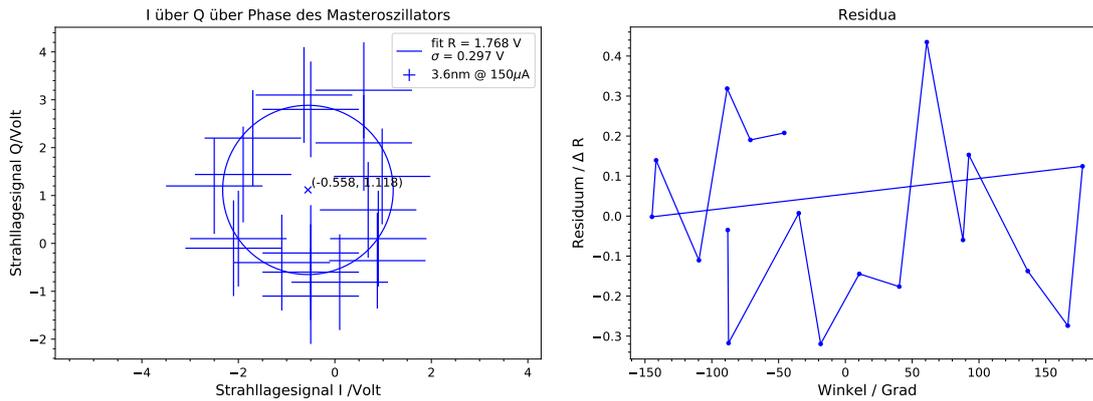
### Vermessung der analogen IQ-Elektronik

Die analoge IQ-Elektronik für MAMI sowie für MESA wurde von Frank Fichtner entworfen und vermessen. Folgende Messung zeigt den Test einer IQ-Demodulation ohne Zwischenfrequenz. In Abbildung 2.15 und 2.16 sind die Spannungspegel von I und Q übereinander aufgetragen und ein Kreis an die Daten angepasst. Das Residuum zeigt die relative Abweichung vom idealen Kreis in Abhängigkeit von der eingestellten Phase  $\phi$  zwischen 2,45 GHz-Träger und Oszillator. Bei diesem Test wurde ein Hohlleiterphasenschieber verwendet, der je nach eingestellter Phase eine Dämpfung besitzt, die sich im Residuum der Anpassung widerspiegelt. Während der Tests an MAMI (s. Kapitel 3) kamen Koaxial-Phasenschieber zum Einsatz, die ebenfalls eine phasenabhängige Dämpfung besitzen, deren Stärke von der Einschubtiefe des Dielektrikums abhängt.

Die Ablagen, die diesen Leistungspegeln bei MESA, also bei  $150 \mu\text{A}$  Strahlstrom entsprechen, sind in der Abbildung angegeben. Bei einer Lagemessung von  $390 \text{ nm}$  besitzt das Signal eine Standardabweichung von  $5\%$ , die auch bei höheren Ablagen nicht unterschritten wird. Die Messung bei  $3,6 \text{ nm}$  liegt nur schwach über der Rauschgrenze. Nach Kapitel 1.4.4 liegt die maximal tolerierbare Unsicherheit eines Quadruplets mit  $13,8 \mu\text{m}$  weit oberhalb der Rauschgrenze der IQ-Demodulation, solange die Ablagen klein sind. Dieses Ergebnis spiegelt die theoretische Obergrenze der Genauigkeit der IQ-Demodulation wider und berücksichtigt nicht die Störungen, die im Beschleuniger bei der Signalübertragung hinzukommen können.



**Abbildung 2.15:** Die Ausgangssignale I und Q übereinander aufgetragen und an einen Kreis mit dem Radius  $R = \sqrt{I^2 + Q^2}$  angepasst. Bei  $390 \text{ nm}$  hat das Signal seine maximale Genauigkeit von  $5\%$  erreicht. Die Standardabweichung beträgt  $1,28 \text{ V}$ .



**Abbildung 2.16:** Die Ausgangssignale I und Q übereinander aufgetragen und an einen Kreis mit dem Radius  $R = \sqrt{I^2 + Q^2}$  angepasst. Bei einer Leistung, die 3,6 nm Ablage bei MESA entspricht, ist das Signal stark fehlerhaft. Die Standardabweichung beträgt 0,297 V.

Sowohl die Laborergebnisse als auch die ähnlich verlaufenen Tests an MAMI (Vorgriff auf Kap. 3.5.5) deuten darauf hin, dass die Phase zwischen Signalträgerfrequenz und Masteroszillator bei größeren Ablagen entgegen der ursprünglichen Annahme nicht vernachlässigbar ist. Sollte es notwendig sein, eine Phasenkalibration an die Daten aus der IQ-Demodulation anzuwenden, muss auch die Phase synchron gemessen werden. Zudem müsste die Phasenkalibration für jeden XYMO einzeln vermessen und nach einem Austausch eines Elektronikbauelements wiederholt werden.

Angesichts dieses Mehraufwands und der Anhäufung potenzieller Fehlerquellen scheint es geboten, eine digitale IQ-Demodulation zu entwickeln und zu testen.



## Kapitel 3

# Strahl- und Strommessungen an MAMI

Die Messungen an MAMI fanden zwischen März 2015 und Dezember 2017 nach dem Aufbau in Kapitel 2.2 statt. In diesem Kapitel werden Erkenntnisse und Ergebnisse aus den Messungen von Strahlstrom und -lage und der Vermessung und Charakterisierung des Regelkreises und seiner Komponenten Wedler, XYMOs und PIMO, vorgestellt.

### 3.1 Charakterisierung des Regelkreises

#### 3.1.1 Messung von Übertragungsfunktionen und ihre Deutung im Regelkreis

Aus der Übertragungsfunktion eines LZI-Systems kann sowohl Amplitudengang als auch Phasengang eines Signals ermittelt werden [35, 36]. Für eine klare Lesbarkeit dieser beiden Eigenschaften werden die Übertragungsfunktionen in dieser Arbeit vornehmlich als Bode-Diagramme dargestellt, bei denen Amplitude und Phase über der Frequenz aufgetragen sind. Jedes Bauteil im Signalweg besitzt ein Übertragungsverhalten, das man mit einer Übertragungsfunktion darstellen kann. Kabel und Spulen mit ihren Induktivitäten und in Reihe geschalteten Widerständen können beispielsweise durch Tiefpässe erster Ordnung angenähert werden. Befinden sich die Pole dieser Tiefpässe in der Nähe des Frequenzbereichs, der mit der Regelung gedämpft werden soll, müssen sie direkt im Regelentwurf berücksichtigt werden, weil sie die Stabilität beeinflussen können.

Ein Regelkreis wird vollständig durch seine Übertragungsfunktion beschrieben, wenn es sich um ein LZI-System handelt. Sie zu kennen hat den praktischen Nutzen, dass man an ihr die wichtigen Eigenschaften Stabilität und stationäres Verhalten erkennen kann. Formal und umfassend bedeutet Stabilität, dass die Pole der Übertragungsfunktion des Systems links der imaginären Achse in der komplexen Ebene liegen. Allgemeiner und weniger präzise nachprüfbar kann man auch sagen, dass das System übertragungsstabil

ist, wenn auf eine beschränkte Eingangsgröße eine beschränkte Ausgangsgröße folgt <sup>1</sup>. Beim vorliegenden Regelkreis handelt es sich zumeist um eine Aneinanderreihung von Tiefpässen, Integrier-Gliedern und Totzeiten. Das heißt, der Phasengang der Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises ist monoton fallend und überschreitet nur einmal die  $-180^\circ$ -Linie. Ist die Amplitudenverstärkung an diesem Punkt kleiner als 1, ist das Stabilitätskriterium erfüllt.

Die Übertragungsfunktion kann man einerseits dadurch erhalten, dass man die einzelnen Komponenten, also Regler, Verstärker, XYMO, Kabel etc., bestimmt und die ermittelten Übertragungsfunktionen miteinander multipliziert. Oder man baut den gesamten Regelkreis auf, öffnet ihn an einer beliebigen Stelle und misst das Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangssignal. Daraus lässt sich das Verhalten des geschlossenen Regelkreises ableiten.

Neben der Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises sind auch die Führungsübertragungsfunktion bzw. Übertragungsfunktion des geschlossenen Regelkreises sowie die Störübertragungsfunktion von Bedeutung. Sie beschreiben das Verhalten des geschlossenen Regelkreises. Erstere beschreibt das Verhältnis zwischen Führungsgröße und Ausgangssignal und letztere das Verhältnis zwischen Störgröße und Ausgangssignal.

Ohne tief auf die Regelungstechnik einzugehen, kann man sagen, dass es das Ziel des Regelkreisdesigners ist, eine hohe Verstärkung zu erreichen, solange die Phasenverzögerung kleiner als 180 Grad ist. Im Bereich von 180 Grad entsteht positive Rückkopplung, wenn die Verstärkung größer als eins ist. Dies muss unbedingt vermieden werden, da das System sonst instabil wird. Für die vorliegenden Messungen wurden mittels einer Testroutine oder manuell per Signalgenerator verschiedene feste Frequenzen dem Regelkreis oder dem zu messenden System als Signal übergeben und mit dem Ausgangssignal verglichen.

### 3.1.2 Schnelle Wedler

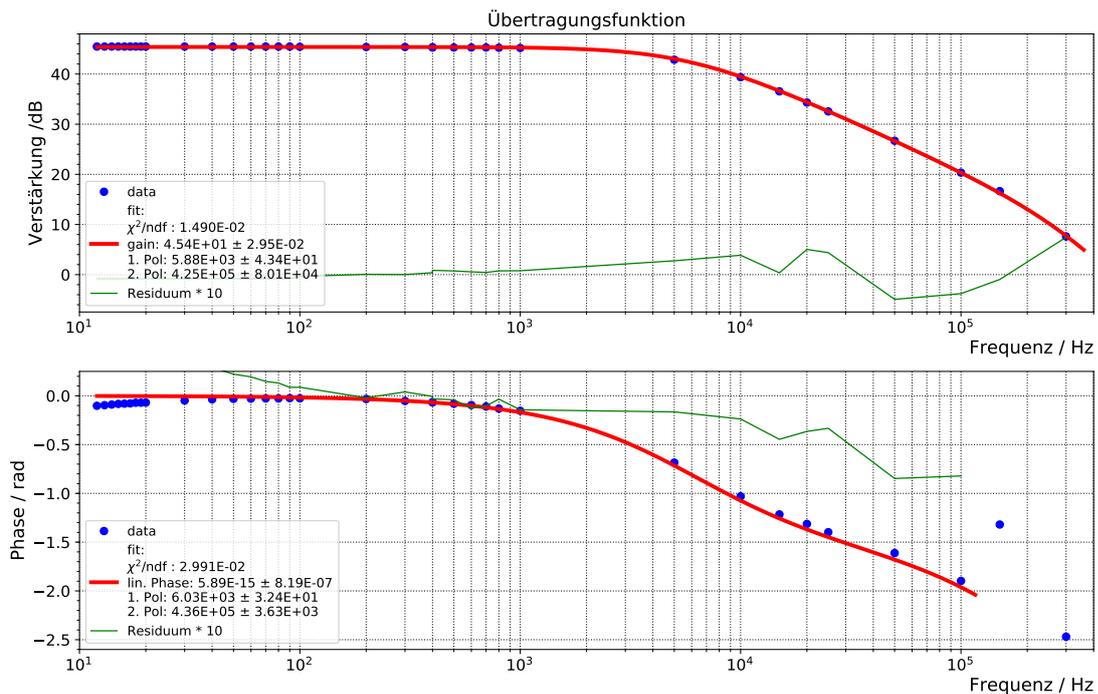
Die schnellen Wedler sind das Stellglied im Regelkreis. Wir haben hierfür die schnellen Wedler von MAMI verwendet, zu sehen in Abb. 3.1. Ein Wedler verhält sich wie ein Tiefpass erster Ordnung. Im Vergleich zu gewöhnlichen, „langsamen“ Wedlern, deren Grenzfrequenz bei weniger als 100 Hz liegt, besitzen schnelle Wedler ein Ferrit-Joch, das keine Wirbelströme zulässt, die sich dem Feldaufbau entgegenstellen. Auch das Strahlrohr ist nicht aus Metall, sondern aus Glas, das von innen mit Graphit beschichtet ist. Somit kann je nach vorgeschaltetem ohmschen Widerstand die Grenzfrequenz bei einigen 10 kHz liegen. In Abb. 3.2 ist das Übertragungsverhalten eines Wedlers zu sehen, der in Reihe mit einem 1 Ohm-Widerstand vermessen wurde. Die Frequenzen wurden einzeln mit dem Signalgenerator angesteuert und das Antwortsignal mit einem Digitaloszilloskop gemessen.

---

<sup>1</sup> „BIBO“-Stabilität: **B**ounded **I**nput - **B**ounded **O**utput [36]



**Abbildung 3.1:** Schneller Wedler. Er besteht aus zwei hintereinanderliegenden Spulen für X- und Y-Richtung, montiert auf eine Justageplatte.



**Abbildung 3.2:** Übertragungsfunktion des schnellen Wedlers

Die Grenzfrequenz des Wedlers liegt bei 5,7 kHz. Die Daten sind auf 0 dB Verstärkung bei kleinen Frequenzen normiert worden. Da es sich beim System aus Widerstand und Wedler um einen RL-Tiefpass handelt, wirkt sich der 1  $\Omega$ -Widerstand direkt auf das Übertragungsverhalten des Wedlers insofern aus, dass der Strom im Wedler umgekehrt proportional mit in Reihe geschaltetem ohmschen Widerstand abnimmt. Das

heißt, dass bei  $1\ \Omega$ -Widerstand und  $1\ \text{V}$  Eingangsspannung  $1\ \text{A}$  Strom fließt, unter der idealisierenden Annahme, die Spule im Wedler habe keinen ohmschen Widerstand.

Seine Übertragungsfunktion wird beschrieben durch:

$$\frac{U_a(j\omega)}{U_e(j\omega)} = \frac{R_T}{\sqrt{1 + \omega L/R_{\text{ges}}}} \cdot e^{j \cdot \arctan(\omega L/R_{\text{ges}})} \quad (3.1)$$

Mit  $R_{\text{ges}} = R_x + R_T$ , der Induktivität des Wedlers  $L$ , der Ausgangsspannung  $U_a$ , der Eingangsspannung  $U_e$ , dem Testwiderstand  $R_T = 1\ \Omega$  und dem Widerstand  $R_x$ , der sich aus den ohmschen Widerständen aus den Kabeln und dem Innenwiderstand der Spannungsquelle zusammensetzt. Die Grenzfrequenz ist erreicht, wenn die Amplitude der Ausgangsspannung auf  $1/\sqrt{2}$  der Eingangsspannung gefallen ist. Es gilt:

$$\omega_g = \frac{R_{\text{ges}}}{L} \quad (3.2)$$

Bei Erhöhung des Lastwiderstands erhöht sich damit auch die Grenzfrequenz unter Inkaufnahme einer geringeren Schleifenverstärkung.

### 3.1.3 Verstärker für schnellen Wedler

Um den Wedler zu betreiben, braucht man eine spannungsgesteuerte Stromquelle oder eine Spannungsquelle. Ein Vierquadrantenverstärker eignet sich hierfür gut. Dieser ist in der Lage, sowohl als Quelle als auch als Last zu dienen. Im Regelkreis fordern z. B. starke Strahlschwankungen dessen Einsatz. Die weiteren Anforderungen an den Verstärker sind, dass der erste Pol etwa zwei Größenordnungen über dem des Wedlers liegt. Bis zur Grenzfrequenz soll der Frequenzgang möglichst konstant sein. Das Verhalten sollte sich nicht verändern bei Anschluss einer induktiven Last. Die Anstiegsgeschwindigkeit muss ausreichen, um bei Helizitätswechsel innerhalb von ca.  $20\ \mu\text{s}$  den Strahlsprung ausgleichen zu können. Dies ist die Zeit, die der Umschaltvorgang der RTP (Rubidiumtitanylphosphat)-Pockelszelle mindestens benötigt<sup>2</sup>[44].

Es wurden zwei verschiedene Verstärker untersucht:

- Toellner TOE7610-40
- Hubert A 1110-05-QE

Von den beiden wurden Übertragungsfunktionen aufgenommen, um die Flachheit des Amplitudengangs und die Pole festzustellen.

In den Abb. 3.3 bis 3.4 sind die Übertragungsfunktionen der einzelnen Verstärker ohne angeschlossenen Wedler mit  $1\ \Omega$ -Testwiderstand in als Last gezeigt. Für die Übertragungsfunktionen in den Abbildungen 3.5 und 3.6 ist der Wedler in Reihe mit dem Testwiderstand angeschlossen.

<sup>2</sup>Die Pockelszelle der verwendeten MAMI-Quelle PKA1 besteht aus  $\text{KD}^*\text{P}$ . Deren Messzeitverluste durch die Umschaltzeit liegen bei etwa  $300\ \mu\text{s}$ .

Die Aufnahme der Übertragungsfunktionen erfolgte mithilfe einer automatisierten Testroutine, die für beliebig viele Frequenzen über den DAC-Ausgang eines Red Pitayas die Wedler-Verstärker ansteuerte. Die beiden ADC-Eingänge eines Red Pitayas nahmen dann sowohl dieses Steuersignal als auch das Signal des Verstärkers als Spannung an einem  $1\Omega$ -Widerstand auf. Das Verhältnis dieser beiden Signale und die Differenz der Phasen ergibt die dargestellten Übertragungsfunktionen.

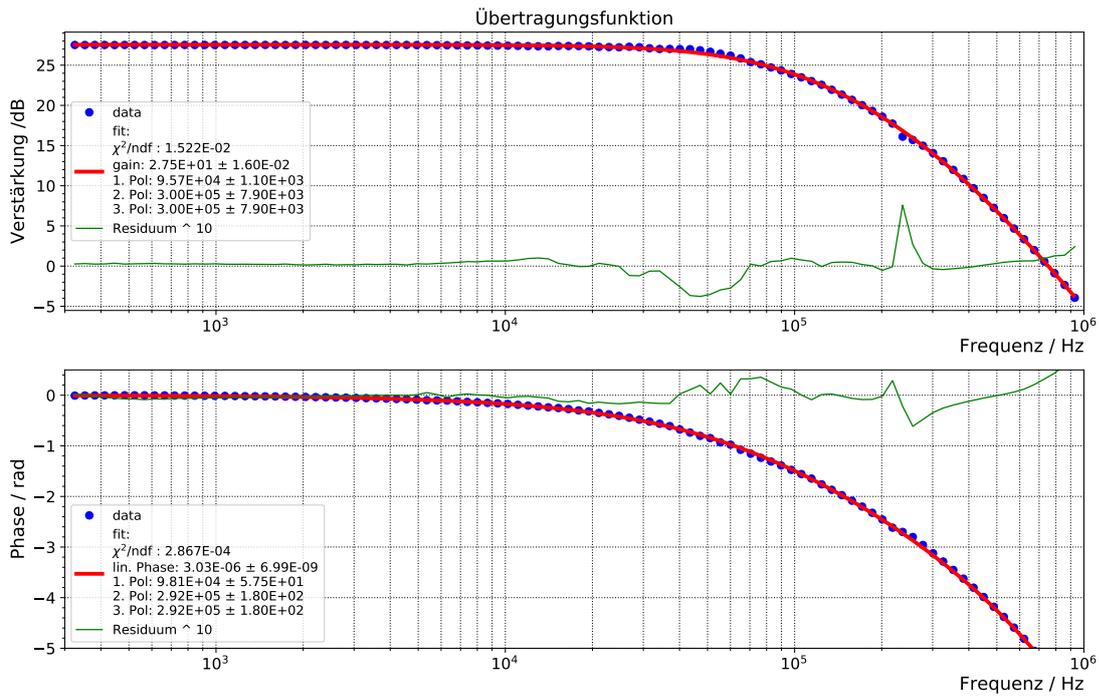


Abbildung 3.3: Übertragungsfunktion des Toellner 7610-40 mit 1 Ohm als Last ohne Wedler.

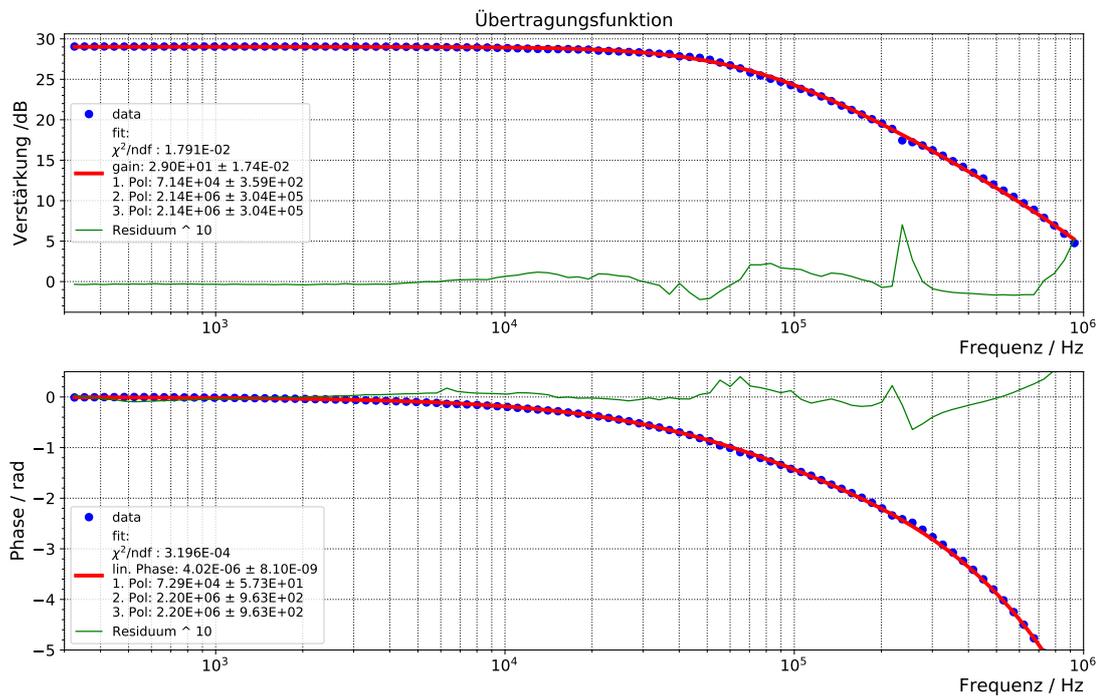


Abbildung 3.4: Übertragungsfunktion des Hubert mit 1 Ohm als Last ohne Wedler.

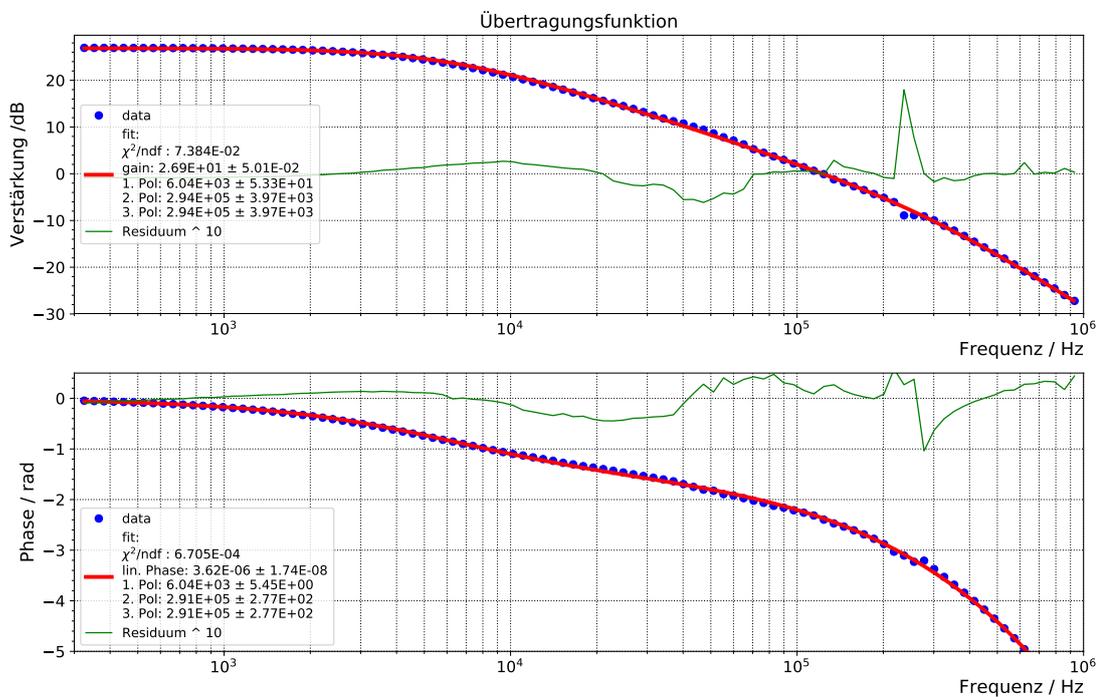


Abbildung 3.5: Übertragungsfunktion des Toellner 7610-40 mit 1 Ohm als Last mit Wedler.

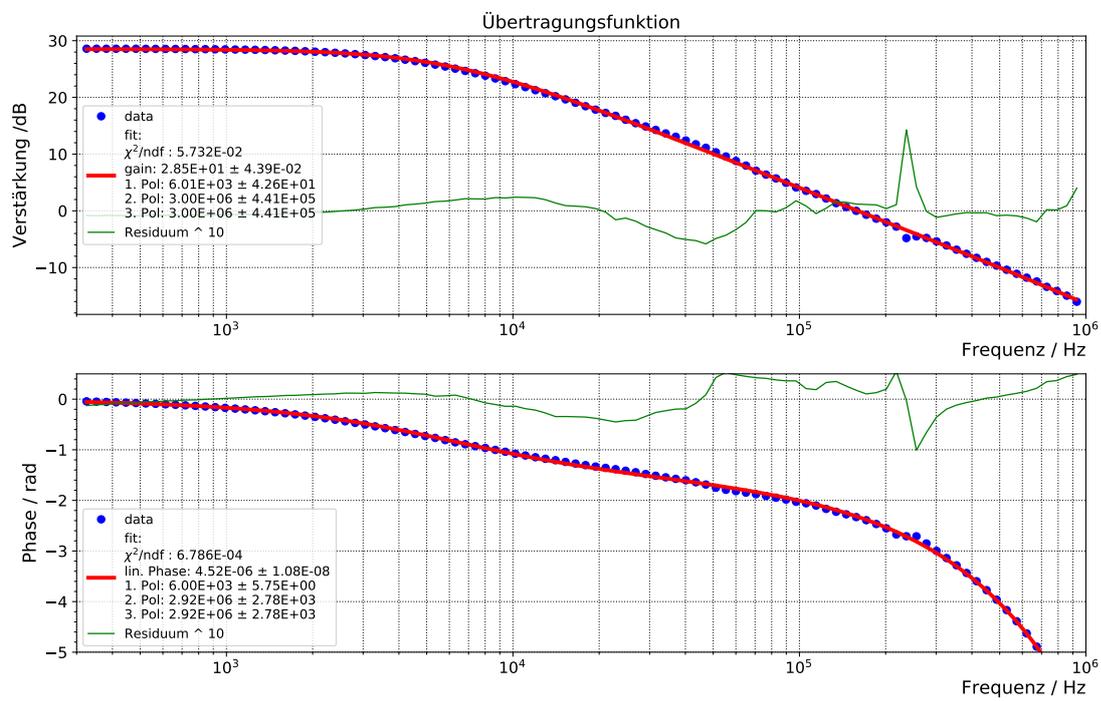


Abbildung 3.6: Übertragungsfunktion des Hubert mit 1 Ohm als Last mit Wedler.

Verstärker	ohne Wedler		mit Wedler	
	Erster Pol	Zweiter Pol	Erster Pol	Zweiter Pol
Toellner 7610-40	98 kHz	300 kHz	294 kHz	> 1 MHz
Hubert	72 kHz	214 kHz	> 1 MHz	> 1 MHz

**Tabelle 3.1:** Ermittelte Pole der beiden Verstärker Toellner 7610-20 und Hubert an einer  $1\Omega$ -Last mit Wedler.

Betrachtet man die Verteilung der Pole in Tabelle 3.1, sieht man, dass sich die Tiefpass-Grenzfrequenz der Verstärker bei Anschluss des Wedlers zu höheren Frequenzen hin verschiebt. Damit ist ein ausreichend großer Abstand zum Pol des Wedlers von ca. 6 kHz gewährleistet. Beide Verstärker wären demnach geeignet, daher fiel die Wahl auf Toellner, da sein Betrieb zuverlässiger war und er günstiger in der Anschaffung ist.

Getestet wurde Toellner 7610-40. Das Modell 7610-20 liefert jedoch mit 7,5 A fast doppelt so viel Strom und besitzt laut Datenblatt die gleiche Bandbreite. Auch die Anforderung der schnellen Anstiegszeit wird laut Datenblatt mit  $10\mu\text{s}$  erfüllt, sodass dieses Modell letztendlich zum Einsatz kam.

### 3.1.4 Lineare Phase

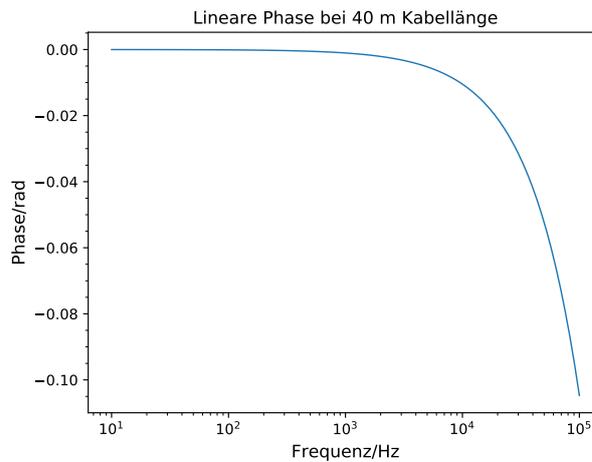
Der Regelkreis besteht neben Regler, Verstärker, Wedler und XYMO (inkl. Elektronik) auch aus ca. 40 m Kabelstrecke und der Driftstrecke des Strahls. Die digitale Verarbeitungszeit im FPGA und die Kabelstrecke stellen regelungstechnisch eine Totzeit<sup>3</sup> dar. Die Driftstrecke verhält sich wie ein P-Glied und hat strenggenommen auch eine Totzeit, allerdings eine vernachlässigbar kleine. Eine Totzeit wirkt sich auf das Übertragungsverhalten mit seiner linearen Phase aus. In Abb. 3.7 ist die lineare Phase für ein 40 m langes Kabel mit einer Übertragungsgeschwindigkeit von 80 % der Lichtgeschwindigkeit abgebildet. Eine zu große Totzeit kann zu Instabilität führen, was nur mit einer Reduzierung der Schleifenverstärkung abgefangen werden kann. Daher muss sie so klein wie möglich gehalten werden. Bei einem Umzug des Systems und Veränderung der Kabellängen muss sie neu bewertet werden. Beim Testaufbau in MAMI ist die lineare Phase durch Kabel mit ca. 0,01 rad bei 10 kHz vernachlässigbar. Die Signalübertragung im digitalen Regler besitzt eine Totzeit in derselben Größenordnung.

### 3.1.5 Modellrechnung der Übertragungsfunktion des Regelkreises

In Abbildung 3.8 ist modellhaft das Verhalten eines Regelkreises ohne PI-Regler<sup>4</sup> mit den bisher identifizierten Polen und Totzeiten dargestellt. Dabei werden Verstärker, Wedler und XYMO jeweils als PT1-Glied angenommen und es wird angenommen, dass keine Störungen auf dem Übertragungsweg hinzukommen. Der erste Pol bei 10 bzw.

<sup>3</sup>Begriff aus der Regelungstechnik, der eine Latenzzeit bzw. Verzögerung beschreibt.

<sup>4</sup>In Kapitel 3.5.3 findet man eine Modellrechnung mit PI-Regler.



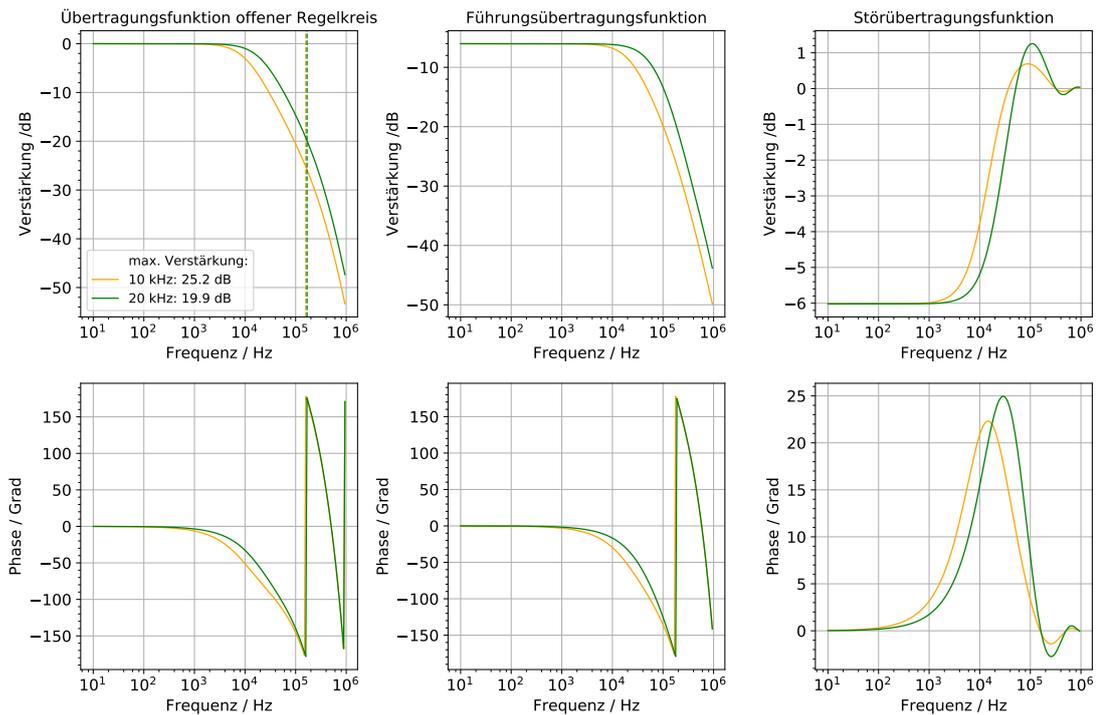
**Abbildung 3.7:** Phasenversatz einer Totzeit von 170 ns eines 40 m langen Kabels. Die Phase nimmt linear mit der Frequenz zu. Es wird vorausgesetzt, dass die Bandbreite des Kabels deutlich größer als die hier gezeigte Frequenzskala ist.

20 kHz ist mittels ohmscher Widerstände nach Gleichung 3.2 variierbar. Das heißt, man kann den Widerstand manuell austauschen, um die Lage des Pols an die regelungstechnischen Anforderungen anzupassen. Dieses Prozedere genügt allerdings nicht den Anforderungen an eine flexible Strahllageregelung an MESA und kann mittels elektronischer Logik im FPGA umgangen werden. Hierauf wird in Kapitel 2.3.2 eingegangen.

Die Führungsübertragungsfunktion zeigt, dass die Führungsgröße bis zu einer Frequenz von 20 kHz eine Verstärkung von 1 erfährt und danach mit ca. 20 dB pro Dekade abfällt. Die Störübertragungsfunktion zeigt, dass Frequenzen bis zu 1 kHz schon ohne angepassten zusätzlichen PI-Regler um 6 dB abgeschwächt sind. Das liegt daran, dass die Störungen in diesem Modell nach der Driftstrecke dem Strahl hinzugefügt werden und nicht die gleiche Verstärkung erfahren wie die Führungsgröße. Die beiden vertikalen Linien in der Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises markieren den Punkt, an dem die Phase 180° erreicht hat. Der Abstand von der 0 dB-Linie zu diesem Punkt gibt die maximal mögliche Schleifenverstärkung an. Je niedriger die Frequenz des ersten Pols, desto größer die maximale Schleifenverstärkung auf Kosten der Bandbreite.

### 3.1.6 Messung des Regelkreises an MAMI

Die Messungen der Übertragungsfunktionen des gesamten Regelkreises entstanden während der Strahlzeiten, bei denen Strahlströme bis zu 10  $\mu$ A erreicht werden konnten. Jedoch musste der Strahlstrom oft nach unten korrigiert werden, wenn es nicht gelang, den Strahl so zu optimieren, dass sein Lagesignal die Dynamik der ADCs oder der XYMO-Elektronik nicht überschritt. Der Strahlstrom erhöht die Schleifenverstärkung, weil die Signale der XYMOs, der Messglieder, proportional zum Strahlstrom sind.



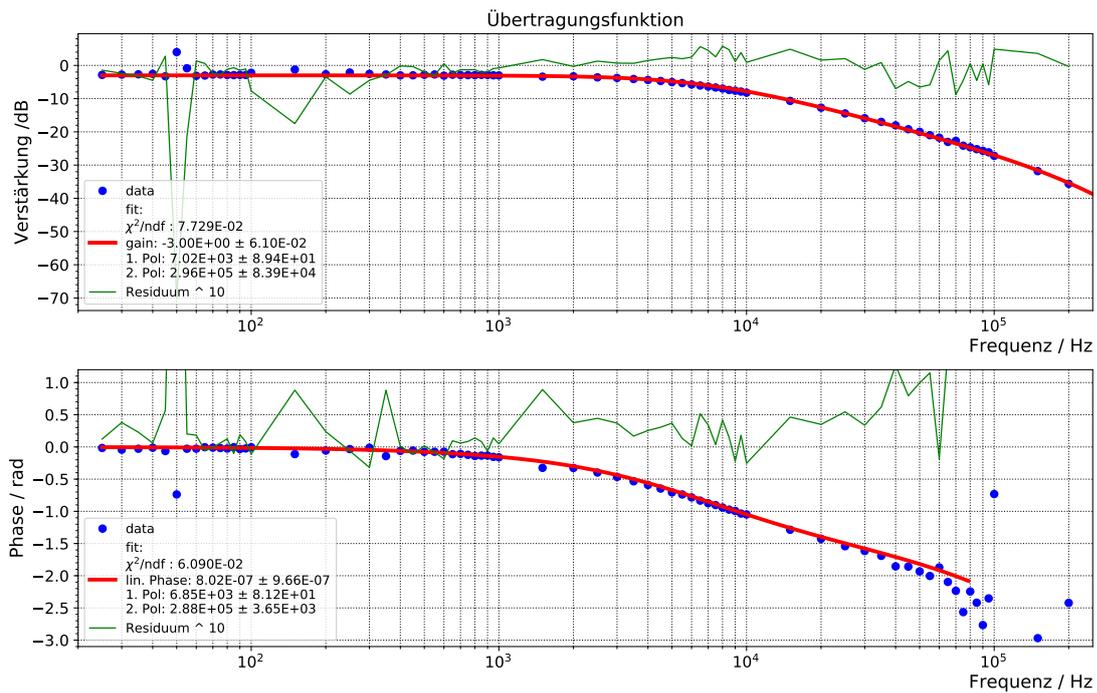
**Abbildung 3.8:** Übertragungsfunktionen des offenen und geschlossenen Regelkreises mit den Polen bei 850 kHz, 300 kHz und für zwei verschiedene Pole des Wedlers bei 10 kHz (orange) und 20 kHz (grün). Die Totzeit wurde mit  $1 \mu\text{s}$  angenommen. Die Übertragungsfunktionen wurden mit der GINAC-Bibliothek berechnet. Die Graphen sind im Text beschrieben.

Die Messwerte bei sehr hohen Frequenzen besitzen größere Schwankungen, weil sie sich in der Nähe der Rauschgrenze befinden. Die Genauigkeit der Anpassung, mit der man die Pole identifiziert, verringert sich dann bei hohen Frequenzen. In Abbildung 3.9 ist die Übertragungsfunktion für den offenen Regelkreis mit EXTRxymo07 und INT3wedq14 dargestellt. Die Anpassung ergibt einen Pol bei ca. 6 kHz.

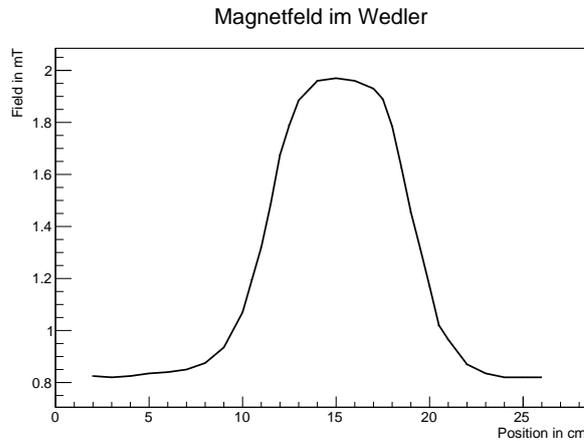
## 3.2 Hub des Wedlers

Der Hub des Wedlers bestimmt die Ablenkung des Strahls bei gegebener Strahlenergie und gegebenem Wedlerstrom und wurde repräsentativ an einem baugleichen Exemplar im Labor bestimmt. Der gemessene Hub wird für die Regelexperimente für alle im Strahl befindlichen schnellen Wedler vorausgesetzt.

Für den Hub wird das gesamte transversale Feld im Wedler auf Strahlachse bei einer konstanten Stromstärke von 2,5 A vermessen (s. Abb. 3.10). Wie in Kapitel 3.1.2 bereits erwähnt, werden zur Wirbelstromunterdrückung im schnellen Wedler ein elektrisch nicht leitendes Ferrit-Joch und ein grafitbeschichtetes Glasrohr verwendet. Die Skintiefe von polykristallinem Grafit beträgt bei wenigen 10 kHz einige mm [45], die Schichtdicke



**Abbildung 3.9:** Messung des Regelkreises mit dem Wedlerverstärker Toellner 7610 an INT3wedq14 und einem  $1\ \Omega$ -Widerstand in Reihe mit dem Wedler. Das Messglied ist der EXTRxymo07.

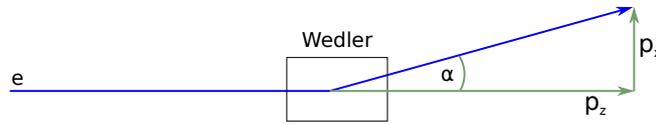


**Abbildung 3.10:** Magnetfeld des Wedlers gemessen bei 2.5 A Spulenstrom. Messung von J. Diefenbach

beträgt aber nur einige  $\mu\text{m}$ . Dadurch sind die Verluste durch den Skin-Effekt [46] so stark, dass die Wirbelströme in der Grafitsschicht ausreichend unterdrückt sind und das Magnetfeld im Wedler in Abbildung 3.10 auch für Wechselfelder unterhalb von 100 kHz gilt, insbesondere für 1 kHz, womit die Kalibrierung der XYMOs vorgenommen wurde.

Vom Integral des Feldes lässt sich auf die Gesamtablenkung des Wedlers schließen. Der Ablenkwinkel nach Durchlaufen des Wedlers ergibt sich aus dem Impuls, den der

Strahl im Wedler in Transversalrichtung erhält, wie in Abb. 3.11 zu sehen. Dieser ist das Zeitintegral der Kraft, die auf den Strahl transversal eingewirkt hat.



**Abbildung 3.11:** Beim Durchlaufen des Wedlers erhält der Strahl eine zusätzliche transversale Impulskomponente  $p_x$ .

$$\vec{p} = \int \vec{F} dt = e \int \vec{v} \times \vec{B} dt \quad (3.3)$$

Wir betrachten nur die senkrechte Komponente des B-Felds und hochrelativistische Elektronen mit  $\beta = 1$ .

$$\begin{aligned} p_x &= ec \int B dt \\ dt &= \frac{dx}{c} \\ p_x &= e \int B dx \\ \frac{p_x}{p_z} &= \frac{e \int B dx}{E/c} = \sin \alpha \approx \alpha \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dabei ist  $B$  das Magnetfeld im Wedler. Für die Energie von 180 MeV beträgt der Hub  $74,5 \mu\text{rad A}^{-1}$ .

### 3.3 Kalibration der XYMOs

Für die Kalibration der verwendeten XYMOs EXTRxymo07, SFX1xymo01 und SFX1xymo04 wurde der Strahl mit dem schnellen Wedler INT3wedq14 verfahren. Mit einer Frequenz von 1000 Hz wurde der Wedler so angesteuert, dass der Strahl weder irgendwo abgestreift wurde noch ein Signal den Rand des Dynamikbereichs der Datenerfassung erreichte. Der Strom im Wedler wurde dabei simultan mit einer Rogowskisonde gemessen. Durch den Vergleich des gemessenen Signals mit der aus dem Strom berechneten Ablage im XYMO kann die Sensitivität der XYMOs berechnet werden. Während verschiedener Strahlzeiten wurden unterschiedliche Signaltransport- und verarbeitungsmethoden verwendet und getestet. So sind manche Signale IQ-moduliert verfügbar, d. h. I- und Q-Signal werden getrennt aufgenommen und dann zu einem Nutzsignal zusammengeführt. Für den EXTRxymo07 ist das 10 MHz-Trägersignal der IQ-Demodulation auch aufgenommen worden. Die Demodulation findet dann offline bei der Datenanalyse statt. Alle Signale werden differenziell übertragen. In Tabelle 3.2 sind die XYMOs und deren Sensitivität zu verschiedenen Signalverarbeitungsmethoden aufgelistet.

**Kalibrationsmethoden** Mit den aufgenommenen Daten lassen sich zwei alternative Methoden zur Kalibration durchführen. Bei der ersten erstellt man jeweils ein Spektrum des Strahlagesignals und des Wedlerstromsignals, das mit der Rogowskisonde gemessen wird. Das Verhältnis der Peakhöhen bei der verwendeten Wedelfrequenz ergibt die gesuchte Empfindlichkeit. Für die alternative Methode plottet man direkt die beiden Signale gegeneinander. Ein linearer Fit führt zur gesuchten Steigung. Diese Methode ähnelt auch der in [23, S. 108] beschriebenen und im A4-Experiment verwendeten Methode mittels eines Drahtscanners. Durch die Hinzunahme des Signals eines Drahtscanners mit bekanntem Drahtabstand lässt sich die tatsächliche Position des Strahls genauer messen als durch die Berechnung aus Hub des Wedlers und Spulenstrom. Die Kalibrationen wurden einmal durchgeführt und behielten für diese Tests über alle weiteren Strahlzeiten ihre Gültigkeit.

Die Ergebnisse für INT3xymo15 sind sehr verschieden für die beiden Kalibrationsmethoden, weil der Wedler dem XYMO nur 1160 mm vorausgeht (s. Tab. 2.1). Der Abstand ist zu klein, um mit diesen Methoden ein aussagekräftiges Ergebnis zu erzielen. Für die Auswertung im nächsten Kapitel wird trotzdem der Mittelwert herangezogen. Das ist für eine qualitative Aussage ausreichend. In Kapitel 3.6 wird diese Kalibration zur Berechnung der Short Term Differences (*STDs*) verwendet.

Die Abstände der XYMOs und Wedler sind in Tabelle 2.1 gelistet. Die Ergebnisse für die Kalibrationen finden sich in Tabelle 3.2.

XYMO	Modus	Amplitude Wedlerstrom /dBV	Amplitude Strahlage /dBV	Sensitivität Peak- Methode /(V/mm/ $\mu$ A)	Sensitivität Fit- Methode /(V/mm/ $\mu$ A)
SFX1xymo01	Basisband	-20,39	14,93	1,35	1,34
SFX1xymo04	analog IQ	-23,21	-1,89	0,312	0,309
EXTRxymo07	Basisband	-23,21	6,04	0,993	0,971
EXTRxymo07	analog IQ	-20,39	-3,02	0,253	0,252
EXTRxymo07	offline IQ	-20,39	-17,55	0,0475	0,0474
INT3xymo15	Basisband	-23,21	-4,30	2,04	0,382

**Tabelle 3.2:** Sensitivität der verwendeten XYMOs. Die Sensitivität ist mithilfe von Tabelle 2.1 und dem Hub von  $74,5 \mu\text{rad A}^{-1}$  berechnet worden. Bis auf INT3xymo15 führen die beiden Kalibrationsmethoden zu ähnlichen Ergebnissen.

Die Empfindlichkeiten der XYMOs unterscheiden sich um 2 Größenordnungen. Das liegt an den verschiedenen Aufbauten der Elektronik.

Die Bandbreiten der XYMO-Elektroniken sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Der Grund für die unterschiedlichen Bandbreiten sind unterschiedliche verbaute Elektroniken, die teilweise noch Anpassungen an ihren Verwendungszweck erhalten hatten, bevor sie für

diese Testmessungen verwendet wurden. Beispielsweise lassen sich mit einem schmalbandigen XYMO wie dem INT3xymo15 die MAMI-Diagnosepulse beobachten.

XYMO	Bandbreite / kHz
INT3xymo15	22
EXTRxymo07	1000
SFX1xymo01	700
SFX1xymo04	730
INT3pimo15	22

**Tabelle 3.3:** Bandbreiten der XYMOs und des Hohlraumresonator zur Phasen- und Intensitätsmessung (PIMO).

### 3.4 Auflösungsvermögen der digitalen Datenaufnahme und der XYMO-Elektronik

Das Auflösungsvermögen der Datennahme ist bestimmt durch Taktfluktuationen, Rauschen und Quantisierungsfehler. Dabei kann man zwischen der Auflösung der digitalen Datenverarbeitung der Red Pitayas und der analogen Signalverarbeitung und -übertragung durch die Kabel und die XYMO-Elektronik unterscheiden. Für die Testmessungen wurde hauptsächlich eine Dezimierung von 8192 verwendet, was einer Samplerate von  $15,2 \text{ kSa s}^{-1}$  entspricht. Die Unsicherheit dieser Messung  $\Delta x$  berechnet sich dabei aus der Standardabweichung der Signalverteilung  $\sigma$  zu

$$\Delta x = \frac{\sigma}{\sqrt{8192}} \quad , \quad (3.5)$$

sofern die Verteilung eine Normalverteilung ist. Dies ist aber nicht der Fall. Daher wird für  $\Delta x$  die gemessene Unsicherheit angegeben und nicht etwa die aus der Verteilung einer Messung mit  $125 \text{ MSa s}^{-1}$  der Einzelmessung berechnete. Das Auflösungsvermögen der Red Pitayas wurde der Standardabweichung der Signalverteilung ohne Eingangssignal an den ADCs entnommen. Tabelle 3.4 zeigt sowohl die Signalbreiten der Untergrundsignale mit und ohne angeschlossene XYMO-Elektronik als auch das Äquivalent als Strahlbreite bei einem Strahlstrom von  $150 \mu\text{A}$  an den verwendeten XYMOs und ihrer Elektronik.

### 3.5 Vermessung und Regelung des MAMI-Elektronenstrahls

Das folgende Kapitel beinhaltet Ergebnisse aus den Messungen mit MAMI-Elektronenstrahl in der Zeit zwischen März 2015 und Januar 2018. Dabei wurden die differenzielle Signalübertragung und die Signalverarbeitung per IQ-Demodulation getestet. Einige Messungen verwendeten einen polarisierten Elektronenstrahl und die Asymmetrie konnte

Methoden	Breite / mV	Breite@150 $\mu$ A / nm
ohne Elektronik	0,041	-
Basisband	14,0	69
analog IQ	11,0	236
offline IQ (10 MHz)	0,010	1,4

**Tabelle 3.4:** Auflösungsvermögen der Datenverarbeitung mit und ohne angeschlossene XYMO-Elektronik bei einer Dezimierung von 8192. Die Werte stammen von der Standardabweichung der jeweiligen Verteilungen. Die Breite bezeichnet das Strahlbreitenäquivalent bei 150  $\mu$ A. Tabelle 3.2 listet auf, welcher XYMO mit welcher Elektronik verbaut ist.

vermessen werden. Mit der Regelung des Strahls mittels PI-Regler sollte gezeigt werden, dass die Strahlage ausreichend stabilisiert werden kann.

### 3.5.1 Vergleich der Übertragungen symmetrisch - nicht-symmetrisch

Um induktive Störungen auf dem Weg der Signalübertragung zu unterdrücken, wurden die Kabel zwischen der ersten Strahlzeit im März 2015 und der zweiten Strahlzeit im August 2015 von nicht-symmetrischer, auch single-ended genannt, umgerüstet auf differenzielle bzw. symmetrische Signalübertragung [47].

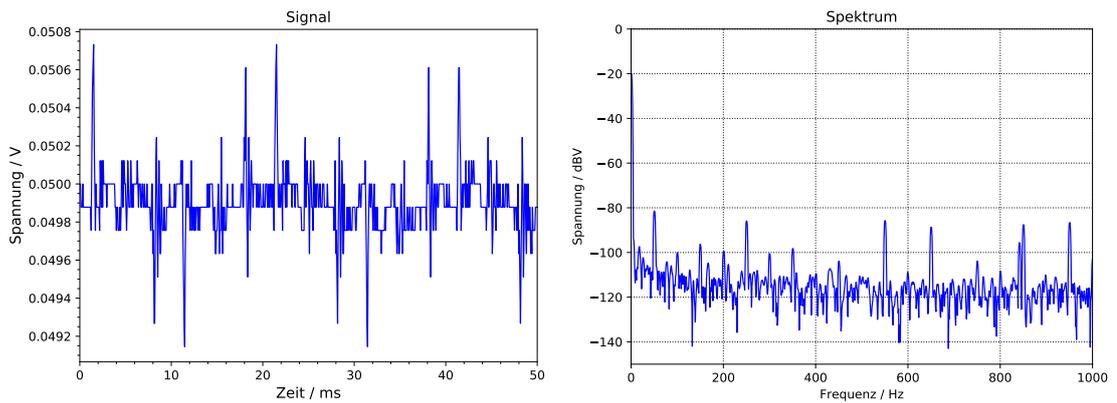
Das Signal wird bei symmetrischer Signalübertragung als Differenz zweier Signale ausgewertet. Beide Signale werden in Leitern mit identischen elektrischen Eigenschaften übertragen. Das hat den Vorteil, dass auf dem Signalweg eingefangene Störungen, die durch Induktion elektromagnetischer Wellen entstehen, auf beide Signalleiter mit gleichem Vorzeichen wirken und bei der Differenzbildung im Empfänger wieder wegfallen.

Um die Auswirkungen der Umstellung zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.12 die Signale ohne Strahl mit nicht-symmetrischer und differenzieller Signalübertragung für SFX1xymo07 miteinander verglichen.

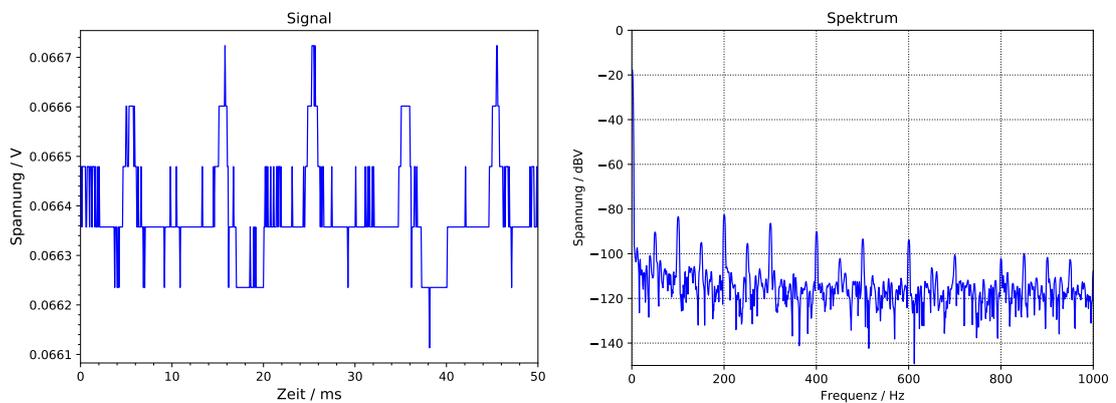
Ein Vergleich lässt sich hier nur deshalb anstellen, weil er während einer einzigen Strahlzeit vorgenommen wird. Ansonsten schwankt das Untergrundspektrum stark zwischen den Strahlzeiten.

Ein Vergleich der Signale bei ausgeschaltetem Strahl bringt nur indirekt Aufschluss, da die Gesamtverstärkung des Signals für die beiden Signalübertragungsvarianten unterschiedlich ausfällt und die Störungen unterhalb des Rauschpegels liegen können. Deshalb wird für den Vergleich eine Strahlschwankung von 900 Hz auf den Wedler gegeben. Die Frequenz ist in Abbildung 3.13 im Strahllagespektrum zu sehen.

Setzt man die Höhe dieses Peaks ins Verhältnis mit den Störungs-Frequenzen, kann man die Qualität der Störungsunterdrückung durch die differenzielle Signalübertragung



(a) Signal ohne Strahl mit nicht-symmetrischer Signalübertragung

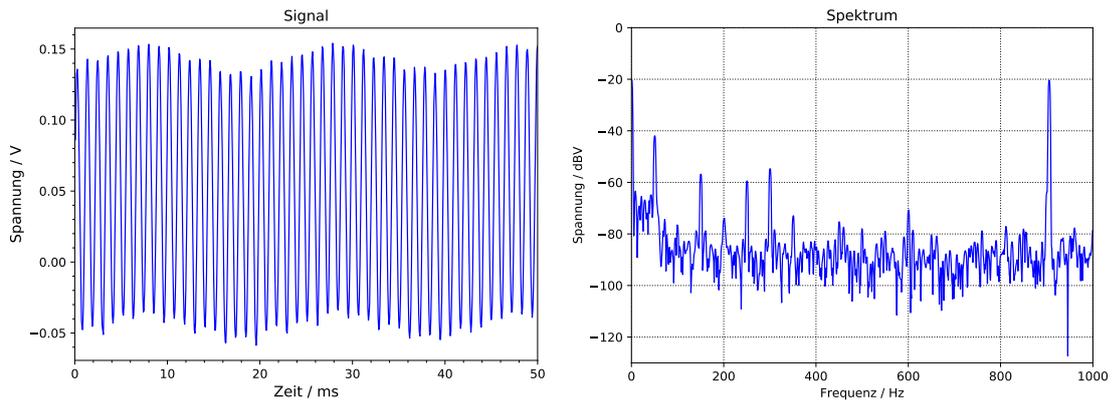
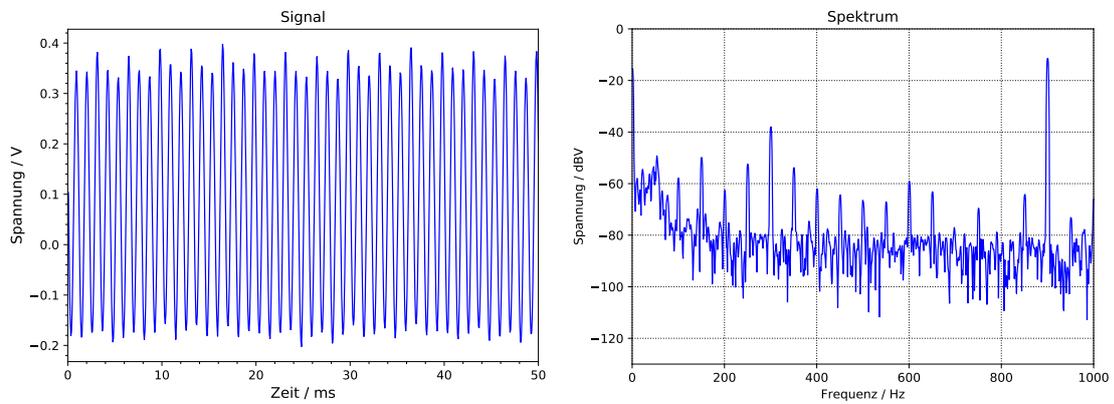


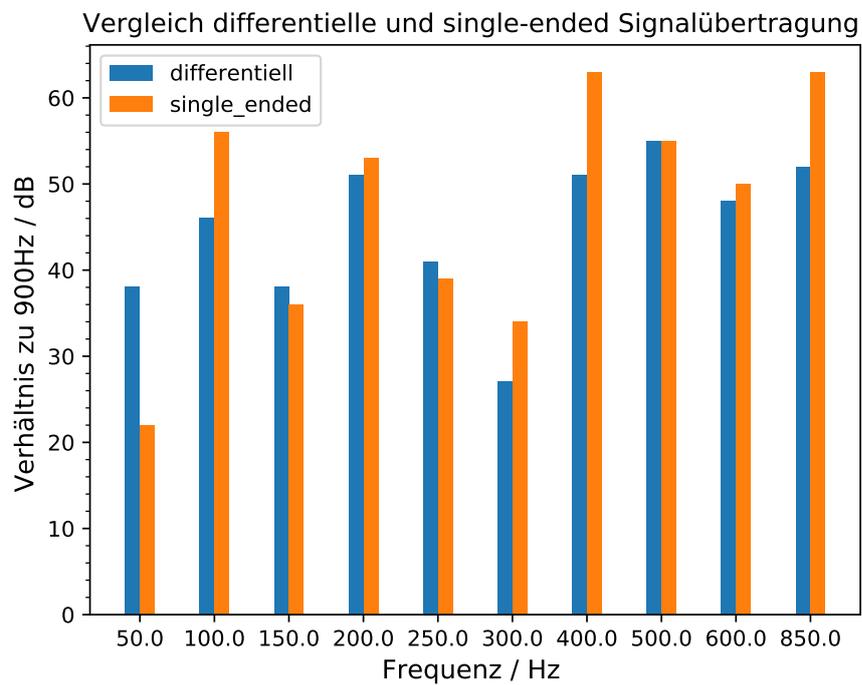
(b) Signal ohne Strahl mit differentieller Signalübertragung

**Abbildung 3.12:** Signal des EXTRxymo07 ohne Strahl mit verschiedenen Signalübertragungen

beurteilen. Diese sind aber keine reinen Störungen, sondern auch tatsächliche Strahlungsschwankungen. Die Differenzen sind in Abbildung 3.14 nebeneinander aufgetragen.

Die Umstellung von asymmetrischer zu symmetrischer Signalübertragung hat in diesem Fall, außer bei 50 Hz, keine starke Verbesserung gebracht. Offenbar sind die induktiven Störungen im Bereich des Versuchsaufbaus nicht so stark, als dass sie sich durch differenzielle Signalübertragung weiter unterdrücken lassen. Des Weiteren ist der Differenzenverstärker eine zusätzliche Rauschquelle. Wegen der hinzugekommenen netzharmischen Störungen ist eine Funktionsüberprüfung von Sender und Empfänger vor Einbau in MESA angeraten. Eine weitere Möglichkeit, die übrigen Störungen zu beseitigen, liefert die digitale IQ-Demodulation (Kap. 2.3.3).

(a) Signal mit  $10 \mu\text{A}$  Strahl mit nicht-symmetrischer Signalübertragung(b) Signal mit  $10 \mu\text{A}$  Strahl mit differentieller Signalübertragung**Abbildung 3.13:** Signal des EXTRxymo07 mit  $10 \mu\text{A}$  Strahl mit Wiedelfrequenz von 900 Hz.



**Abbildung 3.14:** Verhältnis zwischen ausgewählten Störfrequenzen zum Wedelsignal für die beiden unterschiedlichen Signalübertragungen nicht-symmetrisch und differenziell. Dargestellt ist das Verhältnis des Störpegels zum Signalpegel bei 900 Hz.

### 3.5.2 Regelung der Strahlage und des -winkels

Um nachzuweisen, dass mit dem oben beschriebenen Konzept einer Strahlstabilisierung die für P2 nötigen Unsicherheiten der Strahlparameter Lage und Winkel erreicht werden können, wurden sie im beschriebenen Versuchsaufbau an MAMI mit PI-Reglern stabilisiert und dabei vermessen. Die PI-Regler wurden dabei nicht systematisch optimiert, sondern so eingestellt, dass die Strahlage nach Augenmaß am Oszilloskop stabil blieb. Daher besitzen die Einstellungen von Strahlzeit zu Strahlzeit unterschiedliche Werte. Die folgenden Tests betonen deshalb nicht die genauen Einstellungen, sondern demonstrieren, dass das ausgearbeitete Konzept zielführend ist und die nötige Dämpfung erreicht werden kann.

Verschiedene Aufbauten und Arten von Störeinflüssen wurden getestet:

#### Regelung mit sinusförmiger Störung

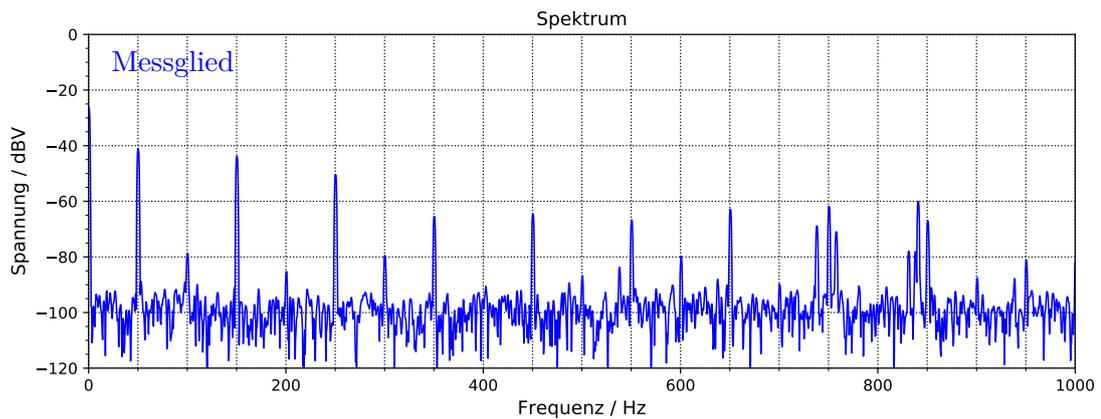
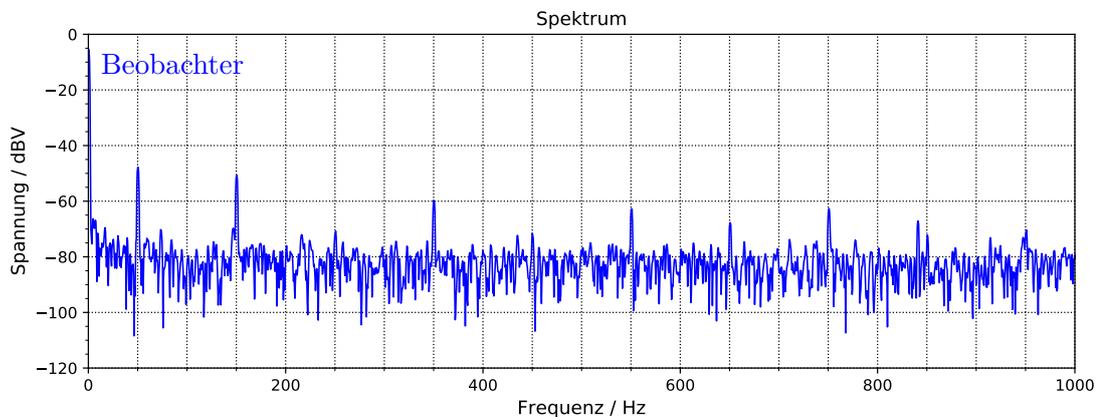
Die Wedler und XYMOs im Regelkreis sind aufgebaut wie in Abbildung 2.4 beschrieben. Der abgefangene Tiefpass, beschrieben in Kapitel 2.3.2, kam hier bereits zum Einsatz, die Überprüfung seiner Funktion wird jedoch erst in Kapitel 3.5.4 untersucht. Während der Stabilisierung wurde mittels eines unabhängigen Wedlers eine kontrollierte sinusförmige Störung auf den Strahl gegeben. Mit einer Frequenz von 380 Hz wurde eine ansonsten störungsfreie Stelle im Spektrum gewählt.

Die hohe geforderte Stromstabilität von  $3 \cdot 10^{-6}$  bei MESA wird dazu führen, dass keine Korrektur des Lagesignals auf den genauen Strahlstrom nötig sein wird.

Die Messung wurde mit dem unabhängigen Beobachter XYMO 3 (SFX1xymo01) aus Abbildung 2.4 vorgenommen. Zur Messung des Winkels wäre ein zweiter Beobachter nötig. Allerdings ist der genaue Winkel hier nicht von Interesse, sondern seine Unsicherheit, und die ergibt sich aus dem Abstand der zwei Beobachtermonitore nach Gleichung 1.22. Hier ist ohnehin nur ein Beobachtermonitor installiert.

Abbildung 3.15a zeigt das Untergrundspektrum des I-Signals des XYMOs SFX1xymo04, der in die Regelschleife eingebaut ist und dessen Signal für die Regelung herangezogen wird. Störungen, die hier zu sehen sind, werden durch die Regelung dem Strahl mitgegeben. Daher ist es auch ratsam, dass die Kontrollmessung durch einen unabhängigen XYMO erfolgt. Jedoch auch bei diesem sind Störungen, wie z. B. das Brummen der Netzspannung, vorhanden, die wiederum mit den Störungen auf dem Regelungs-XYMO korreliert sind. Die Phase, die zwischen dem Brummen des Strahls und dem Untergrundbrummen liegt, sowie das Verhältnis der Amplituden entscheiden dann über die Höhe dieser Frequenz im Spektrum. Die Phase ist praktisch nicht beeinflussbar, daher ist das Ziel, immer einen möglichst geringen Untergrund zu schaffen.

Abbildung 3.15b zeigt das Spektrum des Beobachters SFX1xymo01. Beide Spektren zeigen dominante Beiträge der Netzfrequenz und ihrer Harmonischen, insbesondere

(a) Spektrum des Untergrunds bei  $0 \mu\text{A}$  aufgenommen mit SFX1xymo04.(b) Spektrum des Untergrunds bei  $0 \mu\text{A}$  aufgenommen mit SFX1xymo01, dem unabhängigen Beobachter.**Abbildung 3.15:** Untergrundspektren bei  $0 \mu\text{A}$  aufgenommen mit SFX1xymo04 und SFX1xymo01.

Vielfache von 100 Hz. Das Rauschspektrum des SFX1xymo04 ist um 20 dB gegenüber SFX1xymo01 vermindert.

Auf den folgenden Abbildungen 3.16 bis 3.18 ist der Einfluss der Regelung auf die Strahlgege zu erkennen. Die Abbildungen zeigen jeweils einen Ausschnitt eines Lagesignals zusammen mit dessen Histogramm, gefolgt von dessen Spektrum, also dem Betrag seiner Fouriertransformierten. Aus dem Spektrum lässt sich erkennen, welche Frequenzen in welchem Maße gedämpft werden konnten, und aus dem Histogramm lässt sich die RMS-Strahlpositionsschwankung (RMS-SPS) ablesen. Dabei hat das Signal bisher keine Mittelung (Averaging) durchlaufen und die Standardabweichung entspricht der Unsicherheit einer Einzelmessung mit 125 MSa/s. Das Strahlgegesignal ist für diese Messung nicht auf den Strahlstrom korrigiert worden. Das ist für diese Messung nicht notwendig, da das Ergebnis ob die Regelung funktioniert, davon nicht beeinflusst wird.

Abb. 3.16 zeigt den unregelmäßigen und ungestörten Strahl, d. h. ohne 380 Hz-Störung. Abb. 3.17 zeigt den unregelmäßigen Strahl mit 380 Hz-Störung und Abb. 3.18 zeigt den geregelten Strahl. Der an der Quelle eingestellte Strahlstrom beträgt  $5 \mu\text{A}$ .

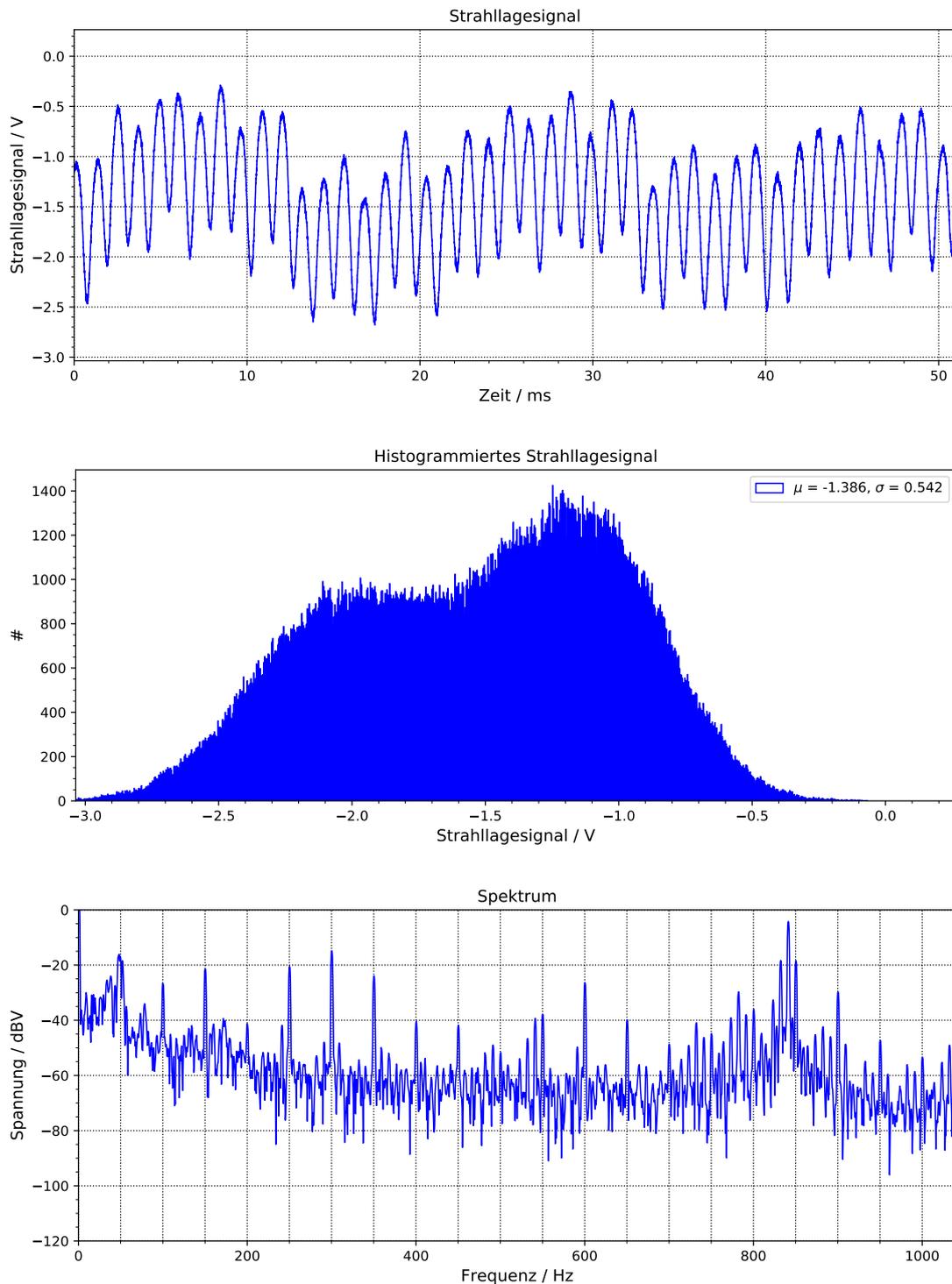
Abbildung 3.20 zeigt die erreichte Dämpfung für einige ausgewählte Frequenzen im Spektrum, die Störübertragungsfunktion. Aus den Abbildungen der Spektren geht darüber hinaus hervor, dass das Frequenzband von 0 bis 50 Hz eine deutlichere Dämpfung als der 50 Hz-Peak allein erfährt. Aus den gleichen oben genannten Gründen, weswegen ein kleiner Untergrund gefordert ist, ist die alleinige Betrachtung netzharmonischer Störungen nicht aussagekräftig und stellt nicht die tatsächlichen Fähigkeiten des Regelkreises dar. Daher wird im folgenden Kapitel 3.5.3 eine Störübertragungsfunktion ermittelt, indem verschiedene Störfrequenzen untersucht werden.

In Tabelle 3.5 sind die RMS-SPS mit und ohne Regelung zusammengefasst.

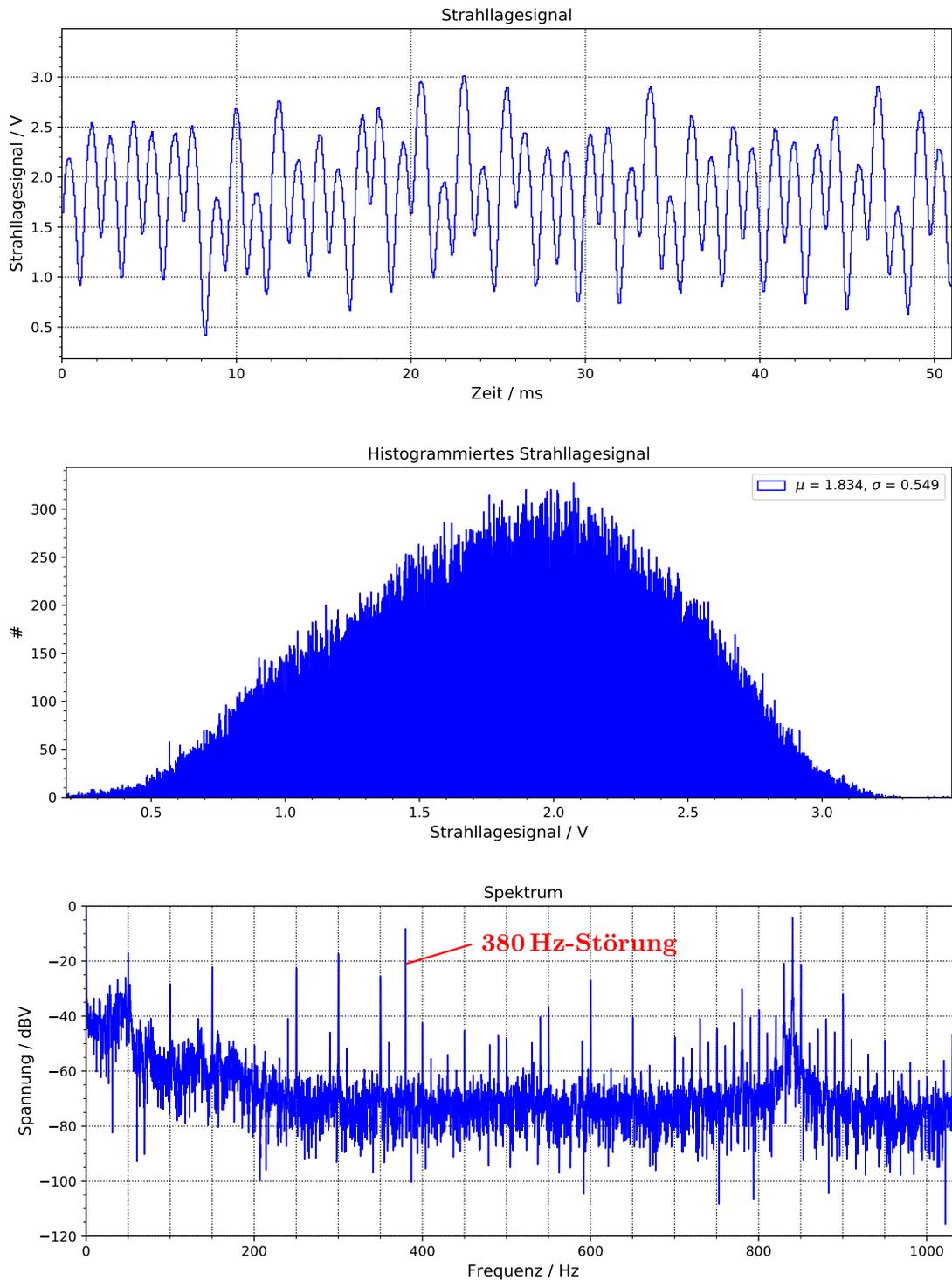
Messung	RMS-SPS / $\mu\text{m}$	Run
ohne Störung	79	88
mit Störung	85	135
mit Störung und Regelung	11	152

**Tabelle 3.5:** RMS-SPS vor und nach der Regelung. (Strahlzeit 130117)

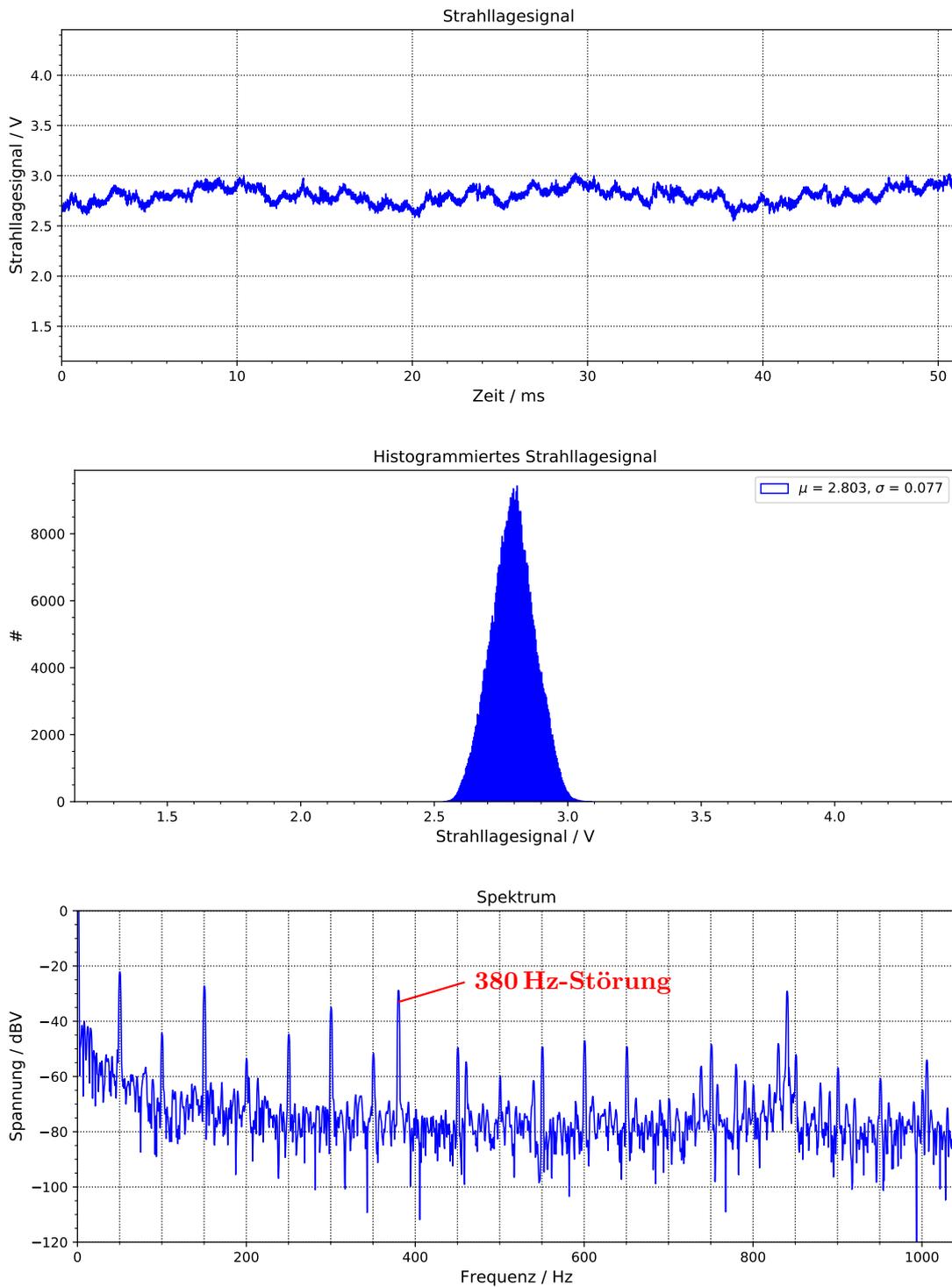
An den Ergebnissen lässt sich sehen, dass die Strahllage des MAMI-Elektronenstrahls bereits auf eine Standardabweichung von weniger als  $13 \mu\text{m}$  gedämpft werden kann, was der in Kapitel 1.4.4 genannten Forderung entspricht. Der Fehler auf den Mittelwert einer Helizitätsfenstermessung mit 62500 Samples würde sogar deutlich geringer ausfallen, was die Anforderungen dadurch noch weit übertrifft.



**Abbildung 3.16:** 50 ms des Lagesignals (oben), histogrammiertes Signal (Mitte) und Spektrum (unten) von SFX1xymo01(x) aus 130117 Run 135. Der Strahl ist ungerregelt. Die RMS-SPS definiert sich über das genannte RMS und beläuft sich auf 78,9  $\mu\text{m}$ . Strahlstrom: 5  $\mu\text{A}$ .



**Abbildung 3.17:** 50 ms des Lagesignals, histogrammiertes Signal und Spektrum von SFX1xy-mo01(x) aus 130117 Run 135. Der Strahl ist unregelt. Die RMS-SPS definiert sich über das genannte RMS und beläuft sich auf 84,6  $\mu\text{m}$ . Strahlstrom: 5  $\mu\text{A}$ . Als Referenz für die spätere Regelung wurde eine 380 Hz-Bewegung auf den Strahl gegeben.



**Abbildung 3.18:** 50 ms des Lagesignals, histogrammiertes Signal und Spektrum von SFX1xy-mo01(x) aus 130117 Run 152. Der Strahl ist geregelt. Die Regelungsparameter sind in Tabelle 3.5 aufgeführt. Die RMS-SPS definiert sich über das genannte RMS und beläuft sich auf  $11,3 \mu\text{m}$ . Strahlstrom:  $5 \mu\text{A}$ .

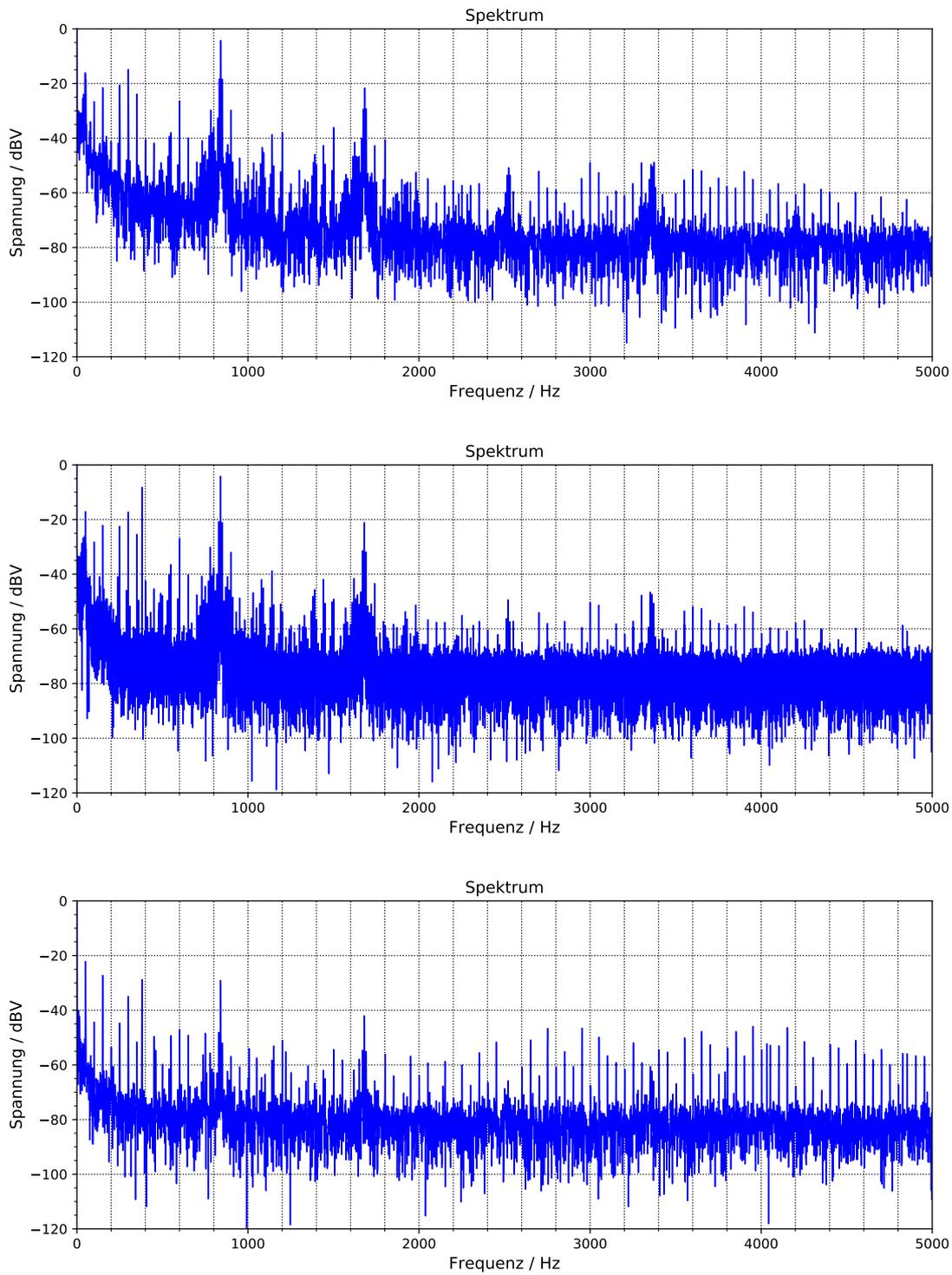
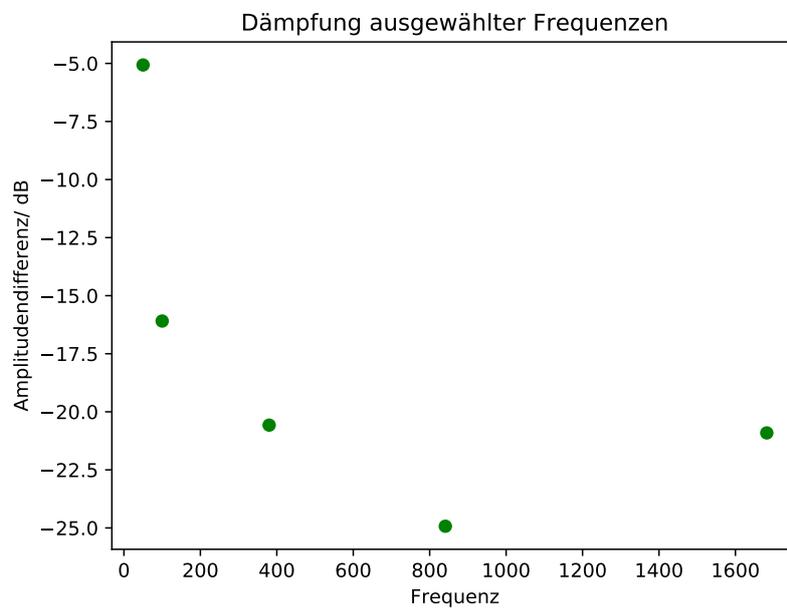


Abbildung 3.19: Spektrum von SFX1xymo01(x) aus 130117 Run 88(oben), 135(Mitte) und 152. Strahlstrom:  $5 \mu\text{A}$ .



**Abbildung 3.20:** Die durch Regelung erreichten Dämpfungen für die Störfrequenzen (50,100,380,840,1680) Hz

### Regelung mit sprunghörmiger Störung

Um das Verhalten der Regelung zu studieren, wenn die Störung sprunghörmig ist, wie es also bei einem Helizitätswechsel vorkommen kann, wurde der schnelle Wedler INT3wedq14(x) als Störquelle verwendet. Seine hohe Bandbreite ermöglicht einen sprunghaften Anstieg der Störung. Mit dem Wedler EXTRwedq07(x) wurde versucht die Störung auf den XYMO SFX1xymo04 hin auszugleichen (Loop 2 in Abb. 2.4). Dabei wird der Strahl bei erfolgreicher Regelung am Ort des Monitors fixiert, aber der Winkel kann weiterhin stark schwanken und damit die Lage in den unbeteiligten XYMOs. Deshalb werden von dieser Messung nicht die Signale unabhängiger Monitore betrachtet, sondern die des involvierten SFX1xymo04. Als Störsignal wurde schlicht das Helizitätsbit, das normalerweise der Pockelszelle der polarisierten Elektronenquelle als Umschaltsignal dient, an einen zweiten PI-Regler eines Red Pitayas angeschlossen, dessen Ausgang mit dem Wedler verbunden ist. Die Regelparameter, die hier nicht mehr einer Regelung dienten, wurden dann so eingestellt, dass die Lagesignale eine deutlich rechteckige Form aufwiesen.

Die folgenden Abbildungen 3.21 zeigen die Strahllagen, die mit SFX1xymo04 mit und ohne Regelung gemessen wurden. Bei diesen Messungen fand keine Mittelung der Samples statt.

Bei weiteren Messungen wurde mit der angegebenen Dezimierung gemittelt. Die resultierenden RMS-SPS sind in Tabelle 3.6 aufgeführt. An der Veränderung der RMS-SPS mit Erhöhung der Dezimierung fällt auf, dass das Mitteln über 64 Samples keine nennenswerte Verminderung der Unsicherheit nach sich zieht. Das rührt daher, dass sich das Rauschen im vorderen Bereich des Spektrums befindet. Eine Mittelung über  $64 \cdot 8$  ns kann aber nur Frequenzen von mehr als 2 MHz ausgleichen. Das XYMO-Signal ist jedoch bereits mit einer Grenzfrequenz von  $\sim 1$  MHz tiefpassgefiltert, sodass die Mittelung keinen Effekt hat.

Beim unregelmäßigen Strahl führt eine höhere Dezimierung nur zu geringeren Verbesserungen in den RMS-SPS. Die korrelierten Störungen, d. h. Sinusschwingungen, haben demnach einen bedeutenden Anteil an der Verteilung der Strahllage.

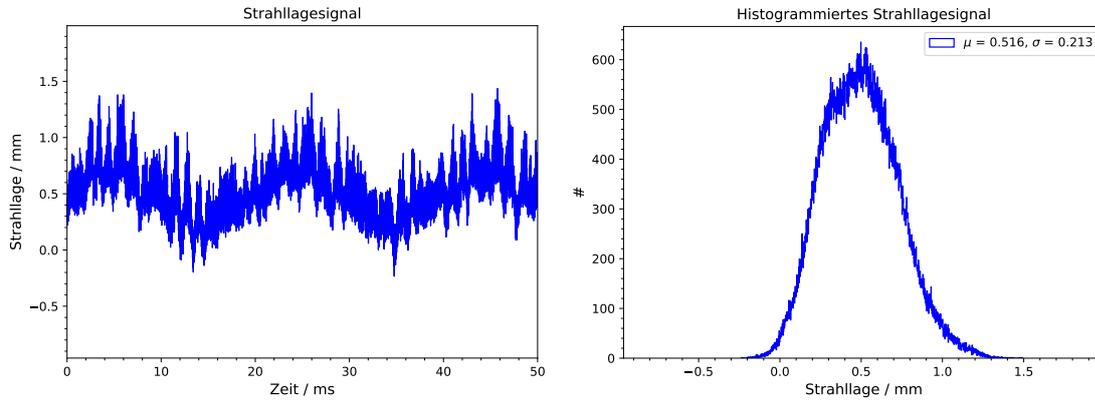
Beim geregelten Strahl jedoch beobachtete man mit Erhöhung der Dezimierung von 64 auf 1024 einen deutlichen Effekt und die RMS-SPS verringert sich um einen Faktor vier, wie es für eine normalverteilte Strahllage zu erwarten ist. Die Regelung kann also einen großen Teil der sinusförmigen Störungen dämpfen. In Abbildung 3.22 sieht man das Signal bei eingeschalteter Regelung, allerdings mit einer Dezimierung von 8192. Durch die Mittelung sind die beiden Strahllageniveaus der Helizitätszustände wieder sichtbar geworden. Um zu erfahren, wie die Unsicherheit einer Messung von  $500 \mu\text{s}$  Länge wäre, wurde Run 119 im Nachhinein mit der zusätzlichen Dezimierung 7 gemittelt. Passt man eine doppelte Gaußkurve an das Histogramm an, das aus den

Messung	Dezimierung	Mittelung	Strahllage / $\mu\text{m}$ (RMS)	Run
ohne Störung	64	nein	213	115
	64	ja	228	116
	1024	ja	215	117
	8192	ja	208	118
mit Störung ohne Regelung	64	nein	616	113
	64	ja	621	112
	1024	ja	609	111
	8192	ja	601	110
mit Störung mit Regelung	64	nein	165	122
	64	ja	165	121
	1024	ja	41	120
	8192	ja	24	119
	7·8192	ja	12	119

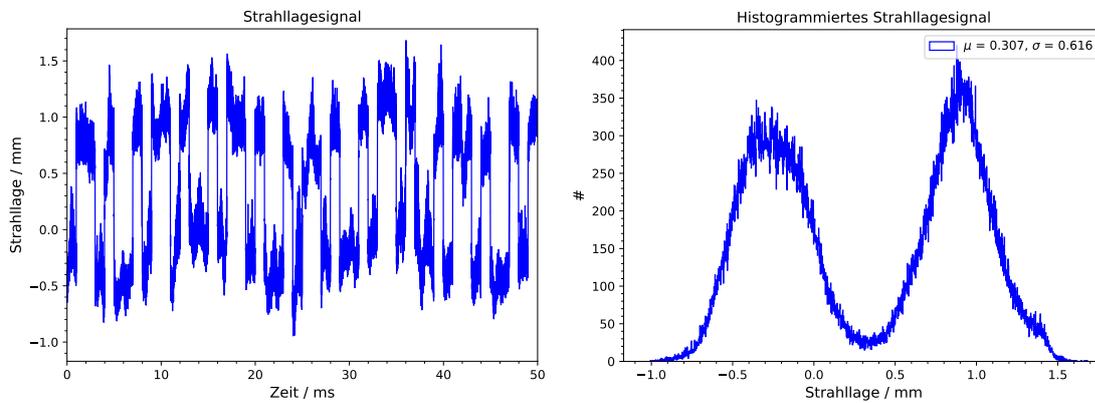
**Tabelle 3.6:** RMS-SPS vor und nach der Regelung. (Strahlzeit 181217)

Verteilungen der Strahllagen zu den jeweiligen simulierten Helizitätszuständen besteht, kann man die jeweiligen RMS-SPS ermitteln.

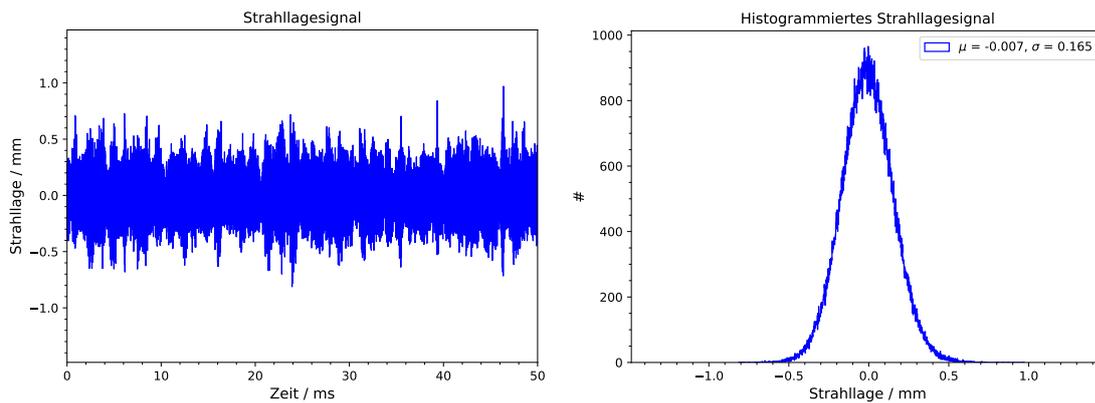
In Abbildung 3.23 ist das Ergebnis der Anpassung zu sehen. Die angegebenen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  sind die Standardabweichungen der Gaußkurven und entsprechen den gesuchten RMS-SPS. Sie ergeben eine „helizitätsabhängige“ Strahllageschwankung von  $34 \mu\text{m}$ . Die einzelnen Strahllagen konnten mit einer Genauigkeit von  $11 \mu\text{m}$  bzw.  $12 \mu\text{m}$  bestimmt werden. Dies liegt unterhalb der in Kapitel 1.4.4 gesetzten Grenzen und versetzt die Operateure und Experimentatoren bei P2 in die Lage, die Asymmetrie innerhalb von einer Stunde auf weniger als 1 ppb einzugrenzen und die Maschine entsprechend nachzustellen. Die Regelung war zudem in diesem Experiment in der Lage, die Asymmetrie von 350 ppm auf 10 ppm zu verringern, wie sich mit dem Umrechnungskoeffizienten für die lageabhängige Asymmetrie in Tabelle 1.3 berechnen lässt.



(a) Strahlage ohne Regelung und ohne Störung. Strahlzeit 181217 Run 115.



(b) Strahlage ohne Regelung und mit Störung. Strahlzeit 181217 Run 113.



(c) Strahlage mit Störung und Regelung. Strahlzeit 181217 Run 122.

**Abbildung 3.21:** Signal und Histogramm der Strahlage von SFX1xymo04 (IQ) bei  $10\mu\text{A}$  Strahlstrom ohne Störung (oben), mit Störung (Mitte) und mit Regelung (unten).

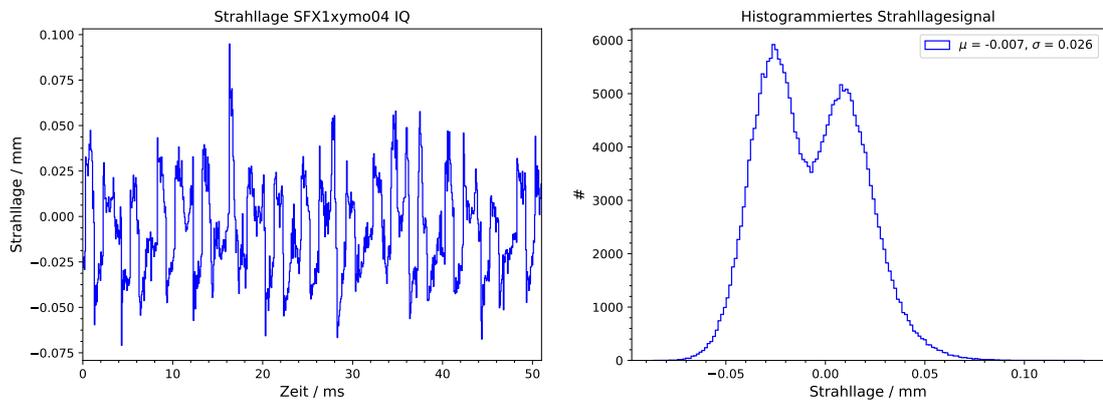


Abbildung 3.22: Strahlage bei 10  $\mu$ A Strahlstrom mit Regelung. Mittelung über 8192.8 ns. Strahlzeit 181217 Run 119.

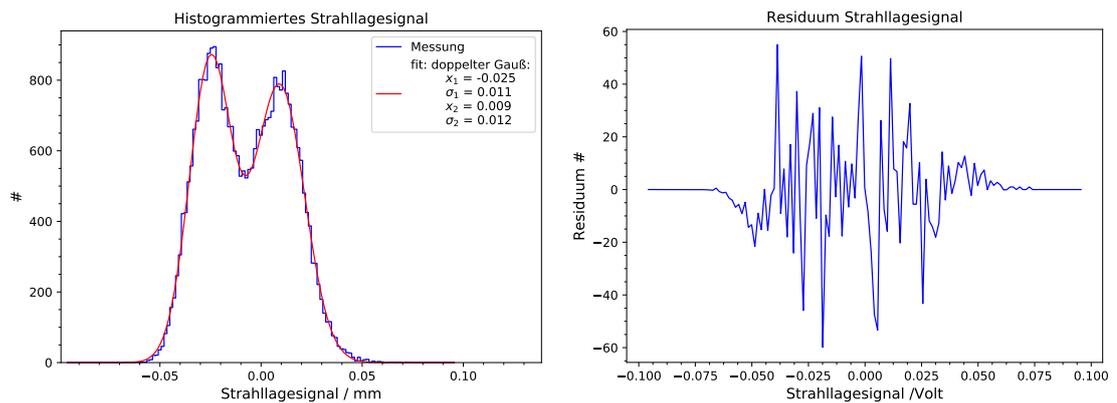
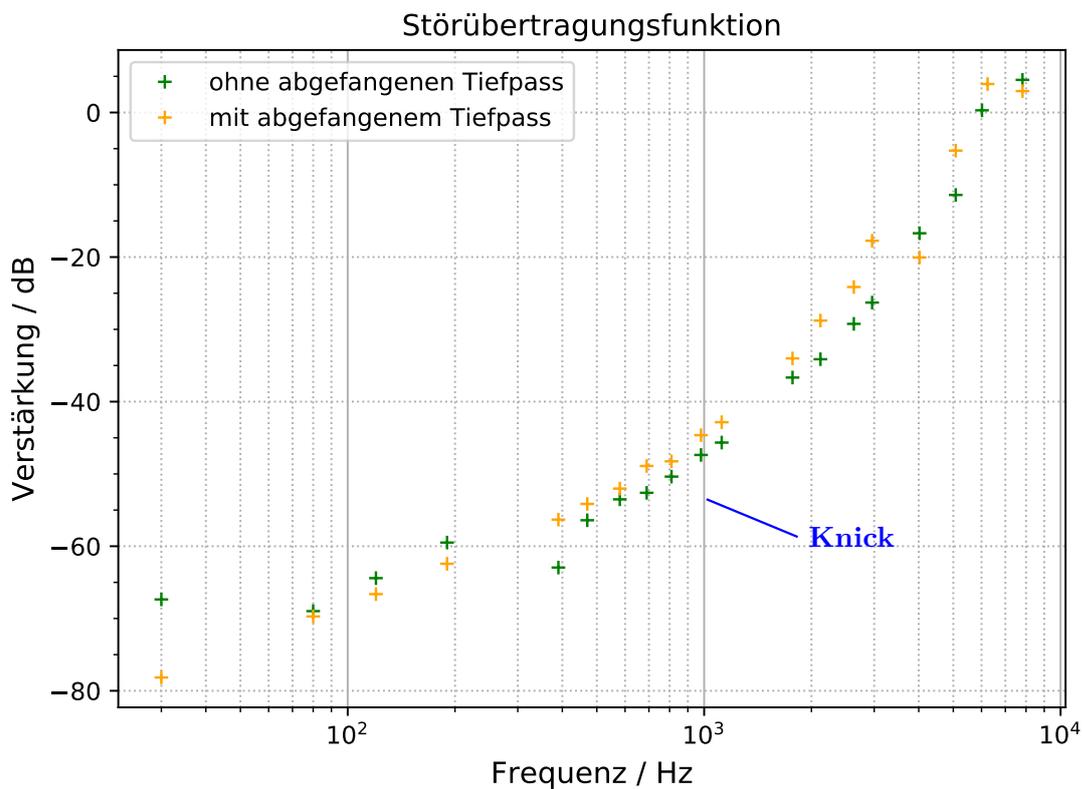


Abbildung 3.23: Histogrammierte Strahlage bei 10  $\mu$ A Strahlstrom mit Regelung. Mittelung über  $\approx 500 \mu$ s. Strahlzeit 181217 Run 119.

### 3.5.3 Störübertragungsfunktion

Für die Messung einer Störübertragungsfunktion wird die Amplitude der sinusförmigen Störung bei eingeschalteter Regelung mit der Störung bei ausgeschalteter Regelung ins Verhältnis gesetzt. Abbildung 3.24 zeigt zwei solcher Messungen, eine mit und eine ohne analogen abgefangenen Tiefpass mit Grenzfrequenzen bei 300 Hz und bei 4 kHz. Die P-Werte der digitalen PI-Regler wurden so gewählt, dass der Strahl stabil blieb. Dafür wurde der P-Wert langsam erhöht, bis eine Instabilität durch beginnendes Anschwingen am Oszilloskop zu sehen war.

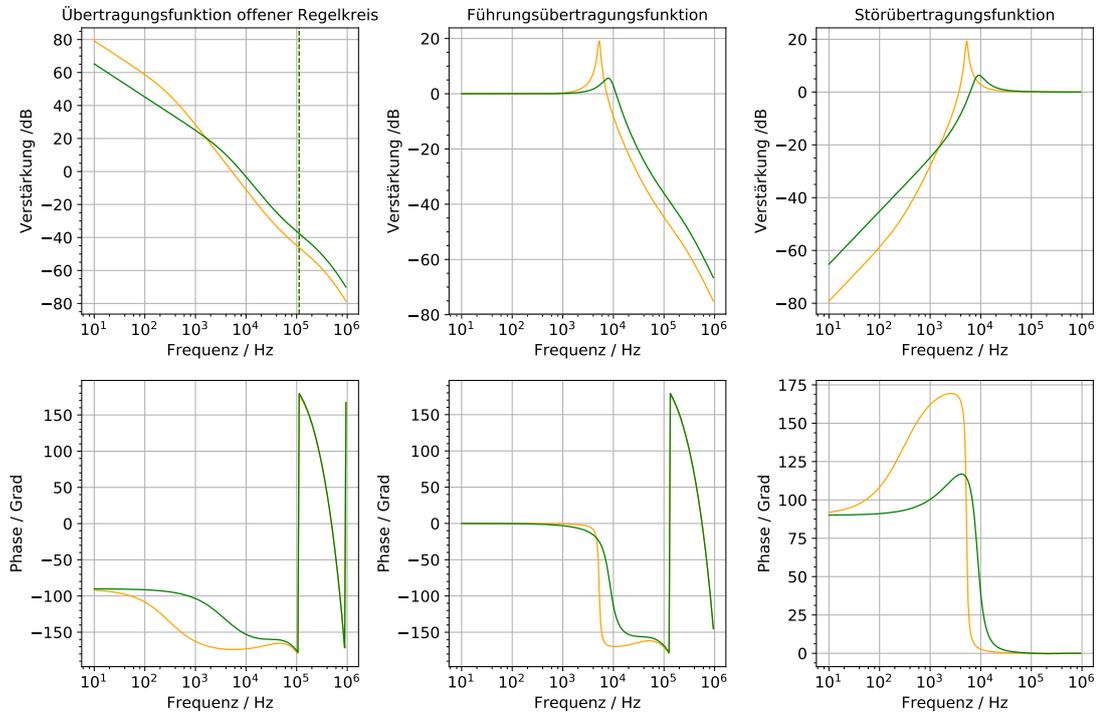


**Abbildung 3.24:** Störübertragungsfunktion mit und ohne abgefangenen Tiefpass, der den ersten Pol von 4 kHz auf 300 Hz verschiebt. Stabilisierung der Strahlage mit  $P = 0,12$ , Stabilisierung des Winkels mit  $P = 0,98$ . Strahlzeit 300116.

Die Messung zeigt, dass sich der Strahl bei niedrigen Frequenzen sehr gut kontrollieren lässt. Die Störung erfährt zwar ab 8 kHz eine Verstärkung, die aber nicht zur Instabilität führt.

Mit den bekannten Polen des Regelkreises und den Werten des PI-Reglers lässt sich modellhaft das Übertragungsverhalten dieses Regelkreises darstellen. In Abbildung 3.25 sind zwei Übertragungsfunktionen verglichen deren erster Pol bei 300 Hz bzw. bei 4 kHz liegt. Dabei wurde nur die Positionsregelung des zweiten, winkelstabilisierenden Regelkreises (Loop2 in Abb. 2.4) simuliert. Der PI-Regler hatte für diesen die Werte

$K_I = 38147$  und  $K_P = 0,12$ . Die Gesamtschleifenverstärkung wird mit dem analogen abgefangenen Tiefpass, der einen Operationsverstärker enthält bei 300 Hz bauartbedingt um einen Faktor fünf erhöht.



**Abbildung 3.25:** Aus den Polen bei 300 Hz (gelb), 4 kHz (grün), 300 kHz und 850 kHz berechneter Regelkreis mit eingeschalteter Regelung mit  $K_I = 38147$  und  $K_P = 0,12$ . Strahlzeit 300116

Laut Modellrechnung sollte bei der Störübertragungsfunktion mit dem ersten Pol bei 4 kHz (grün) kein Knick im Bereich von 500 Hz liegen. Hier stimmen Berechnung und Messung nicht überein. Ansonsten sagt auch das Modell eine Verstärkung von Störungen zwischen 9 und 10 kHz vorher und darüber hinaus eine Stabilität jenseits dieser Frequenz, was sich mit der Beobachtung deckt, dass der Regelkreis stabil war. Der abgefangene Tiefpass mit einem Verstärkungsfaktor von fünf hat hier zu einer Steigerung der Störungsdämpfung bei niedrigen Frequenzen geführt ohne Einbußen der Stabilität. Jedoch besitzt das analoge Bauteil nur wenig Flexibilität bezüglich seiner Parameter Verstärkung und Grenzfrequenzen. Die in dieser Hinsicht vorteilhaftere digitale Variante wird im folgenden Kapitel vorgestellt und getestet.

### 3.5.4 Funktionsüberprüfung des digitalen abgefangenen Tiefpasses

Im Gegensatz zum analogen abgefangenen Tiefpass ist der digitale Tiefpass (Entwurf siehe Kap. 2.3.2) im FPGA-Design enthalten und seine Grenzfrequenzen lassen sich nach Belieben anpassen.

Das Ziel dieses Einsatzes ist eine Steigerung der Störungsdämpfung bei kleineren Frequenzen bei gleichzeitiger Beibehaltung des Verhaltens bei höheren Frequenzen. So erhält man eine Erhöhung der Regelreserve für niedrige Frequenzen.

Diese Eigenschaft kann dank der Flexibilität der digitalen Variante gut untersucht werden und wurde am zweiten der zwei aufeinanderfolgenden Regelkreise (Loop 2 in Abb. 2.4) getestet. Der erste (Loop 1) wurde stabil eingestellt und während der Messungen nicht verändert. Der P-Wert des PI-Reglers des zweiten Regelkreises wurde dann schrittweise erhöht, bis der Strahl instabil wurde. Der I-Term wurde nicht verwendet. Die dann auftretende Instabilität lässt sich an einer Erhöhung des Rauschpegels messen oder an einem Verzerren des Lagesignals am Oszilloskop. Erwartet wird, dass der Einsatz des abgefangenen Tiefpasses die Stabilität wiederherstellt, wobei gleichzeitig die Dämpfung niedriger Frequenzen beibehalten werden soll. Darüber hinaus soll eine weitere Erhöhung des P-Reglers zu weiterer Dämpfung der niedrigen Frequenzen führen, während der Strahl stabil bleibt.

Die Erwartungen wurden für den unabhängigen Beobachter SFX1xymo01, der innerhalb der zweiten Regelstrecke misst, nicht vollständig erfüllt. Die herbeigeführte Instabilität konnte zwar durch den abgefangenen Tiefpass wieder beseitigt werden, die Ausnutzung der dadurch entstandenen Regelreserven, also die Erhöhung des P-Werts, hat aber zu keinen nennenswerten Dämpfungsverbesserungen niedriger Frequenzen sowie Verringerungen der RMS-SPS geführt. Dies könnte daran liegen, dass nicht beide Regelkreise gleichzeitig optimiert wurden. Die Strahlage an der Position des Beobachters ist aber definiert durch die Einstellungen beider Regelkreise. Auch ein verunreinigtes Untergrundspektrum des Regel-XYMOs SFX1xymo04 kann zu schlechten Regelergebnissen führen. Um zu demonstrieren, dass der abgefangene Tiefpass seine Aufgabe innerhalb einer optimierten Umgebung in der erwarteten Weise erfüllen kann, werden im Folgenden die Messergebnisse des SFX1xymo04(I), dem Messglied, gezeigt.

Tabellen 3.7, 3.8 und 3.9 zeigen die RMS-SPS der verschiedenen Setups, die mit SFX1xymo01 und den beiden Kanälen I und Q von SFX1xymo04 gemessen wurden, sowie die dabei verwendeten P-Werte und Grenzfrequenzen des abgefangenen Tiefpasses. Die erste Zeile zeigt jeweils die erreichten Pegel ohne Einsatz des abgefangenen Tiefpasses. Da nur auf den I-Kanal von SFX1xymo04 geregelt wurde, sind die Ergebnisse hierfür wesentlich besser als die des Q-Kanals. Der Vergleich der Messwerte zeigt, dass es wichtig ist, den Untergrund kleinzuhalten, damit Untergrundsignale dem Strahl nicht zusätzlich aufgeprägt werden, wie es in diesem Fall offensichtlich ist. Dies sieht man an den Signalen I und Q, deren Störungen offenbar so stark korreliert sind und deren Phasenlage so ungünstig liegt, dass die Regelung der 50 Hz scheinbar versagt. Eine Variation der Phase der 50 Hz-Störung ist nicht möglich, da es derer Quellen viele gibt und sich die Phasenlage bei Veränderungen im Beschleuniger ändern kann.

In Abbildung 3.26 sind die Daten bzgl. SFX1xymo04(I) zusätzlich grafisch dargestellt, um den Effekt auf Stabilität und die Dämpfung bei 50 Hz zu verdeutlichen.

P-Wert	Pegel 380 Hz /dB	Pegel 50 Hz /dB	RMS-SPS ( $\sigma$ ) / $\mu\text{m}$	stabil	abgef. Tiefpass /kHz
6	-28,4	-22,5	12,80	nein	– (5/5)
6	-27,9	-22,4	11,32	ja	2,5/5
12	-29,6	-29,6	12,61	nein	2,5/5
11	-29,4	-22,0	12,00	ja	2,5/5
11	-28,9	-21,7	11,96	ja	1/5
22	-30,0	-21,9	12,10	ja	1/5
44	-30,3	-21,9	12,41	nein	1/5
60	-30,7	-21,4	12,46	ja	0,500/5

**Tabelle 3.7:** RMS-SPS vor und nach der Regelung, gemessen mit Sfx1xymo01. (Strahlzeit 130117 5  $\mu\text{A}$ )

P-Wert	Pegel 380 Hz /dB	Pegel 50 Hz /dB	RMS-SPS ( $\sigma$ ) / $\mu\text{m}$	stabil	abgef. Tiefpass /kHz
6	-52,9	-60,6	31,64	nein	– (5/5)
6	-52,3	-60,5	6,33	ja	2,5/5
12	-58,8	-61,7	24,26	nein	2,5/5
11	-58,0	-66,6	11,07	ja	2,5/5
11	-57,1	-65,5	4,75	ja	1/5
22	-63,3	-74,3	6,33	ja	1/5
44	-61,6	-69,9	14,03	nein	1/5
60	-66,24	-73,6	7,17	ja	0,5/5

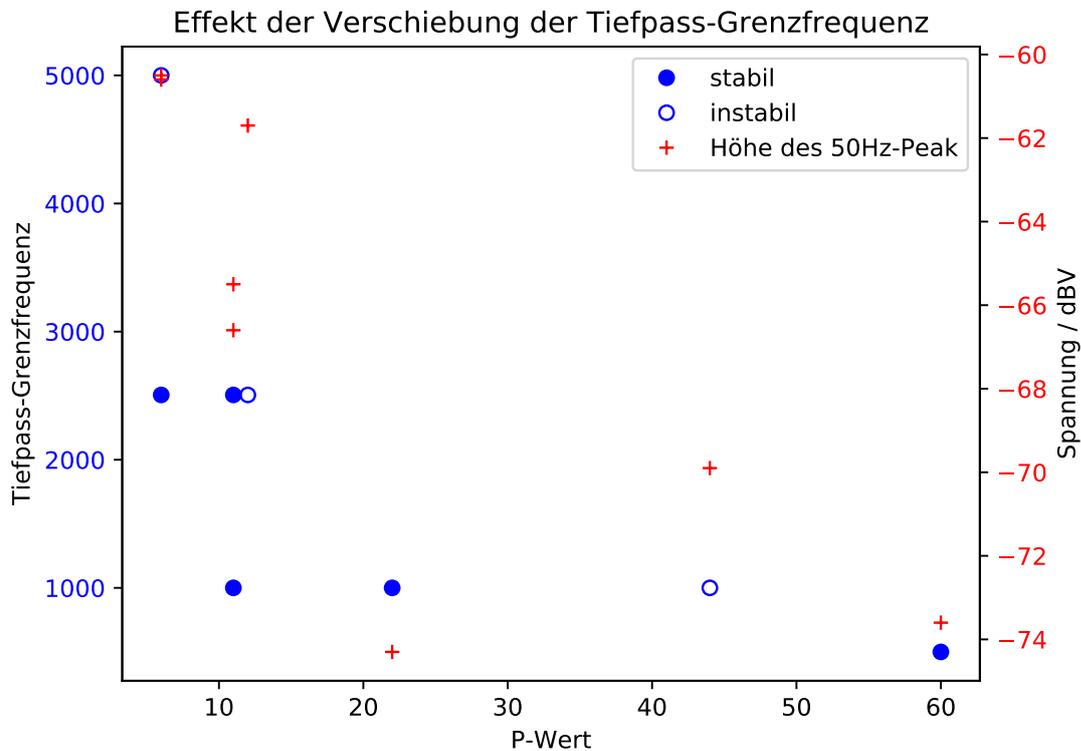
**Tabelle 3.8:** RMS-SPS vor und nach der Regelung, gemessen mit Sfx1xymo04 I-Kanal.

Beim Vergleich der Spektren in Abbildung 3.27 ohne und mit Einsatz des abgefangenen Tiefpasses mit den Grenzfrequenzen 2506 Hz und 5 kHz erkennt man deutlich das Abflachen des Spektrums durch den abgefangenen Tiefpass.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Einsatz des abgefangenen Tiefpasses sinnvoll ist, da er sehr universell ist und auch an einem völlig neuen System mit abweichenden Parametern und Übertragungsfunktionen eingesetzt werden kann. Die Dämpfung der 380 Hz-Störung bei SFX1xymo04, dem Messglied im Regelkreis, konnte um  $\sim 14$  dB gegenüber der Regelung ohne abgefangenen Tiefpass gesteigert werden. Beim beobachtenden XYMO war dieser Effekt mit 2 dB nicht so deutlich, was mit einer systematischen Optimierung beider Regelkreise und einer verstärkten Untergrundunterdrückung in Zukunft verbessert werden kann.

P-Wert	Pegel 380 Hz /dB	Pegel 50 Hz /dB	RMS-SPS ( $\sigma$ ) / $\mu\text{m}$	stabil	abgef. Tiefpass /kHz
6	-50,3	-33,7	48,41	nein	– (5/5)
6	-49,7	-33,7	16,95	ja	2,5/5
12	-56,0	-33,7	30,27	nein	2,5/5
11	-55,3	-33,6	19,70	ja	2,5/5
11	-54,3	-33,2	17,03	ja	1/5
22	-60,1	-33,6	17,44	ja	1/5
44	-58,8	-33,6	22,04	nein	1/5
60	-62,8	-33,0	18,49	ja	0,5/5

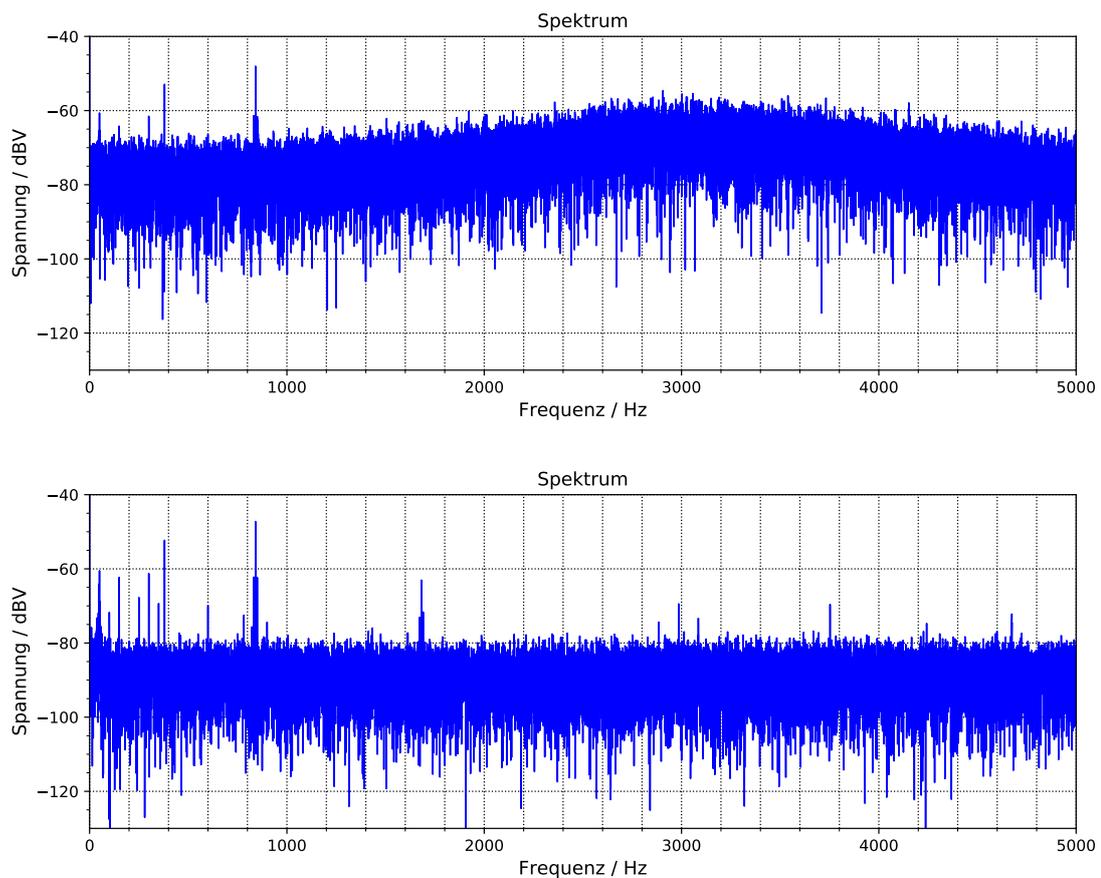
**Tabelle 3.9:** RMS-SPS vor und nach der Regelung, gemessen mit sfx1xymo04 Q-Kanal.



**Abbildung 3.26:** Das Absenken des Tiefpasses stellt die Stabilität wieder her. Mit Erhöhung des P-Werts wird die Dämpfung bei 50 Hz stärker oder der Strahl instabil.

### 3.5.5 Vermessung der IQ-Demodulation

Für die Vermessung der IQ-Demodulation, die an den XYMOs SFX1xymo04 und EX-TRxymo07 verbaut ist, wurde die Phase des Masterszillators an den Mischern der Elektronik mittels Phasenschieber verfahren und für verschiedene Phasen jeweils eine



**Abbildung 3.27:** Oben: Strahlagespektrum ohne abgefangenen Tiefpass mit einem P-Wert von 6. Im Vergleich zur unteren Abbildung mit abgefangenem Tiefpass und gleichem P-Wert sieht man deutlich ein um 10 dB erhöhtes Spektrum und einen „Buckel“ im Bereich von 3 kHz.

Messung genommen. In den Abbildungen 3.28 und 3.29 sind links  $Q$  und  $I$  der beiden XYMOs übereinander aufgetragen, sodass sie einen Kreis bilden. Die normierten Abweichungen vom angepassten Kreis sind auf der rechten Seite gezeigt. Die Datenpunkte sind den Spektren der Signale entnommen. Dabei sind die 0 Hz-Kreise aus den Höhen des ersten Bins, also bei 0 Hz, berechnet. Sein Radius zeigt eine DC-Verschiebung des Strahls an. Eine Verschiebung dieses Kreises weg vom Ursprung bedeutet, dass  $I$  und  $Q$  einen Offset besitzen. Bei der Einstellung der Elektronik kann dieser korrigiert werden. Oder aber diese Messung kann als Karte zur Korrektur folgender Messungen benutzt werden. Auch die Messung bei einer bestimmten Frequenz, wie hier bei 1 kHz, die mit einem Wedler dem Strahl aufgeprägt wurde, kann als frequenz- und phasenabhängige Korrektur dienen, falls die Abhängigkeit der Unsicherheit von der Phase nicht ignoriert werden kann. Bei diesen XYMOs ist das mit 4% beim SFX1xymo04 bzw. 10% beim EXTRxymo07 der Fall. Der Strahlstrom während dieser Messung betrug  $10 \mu\text{A}$ .

Es müssen also Karten für die verbaute IQ-Elektronik erstellt werden.

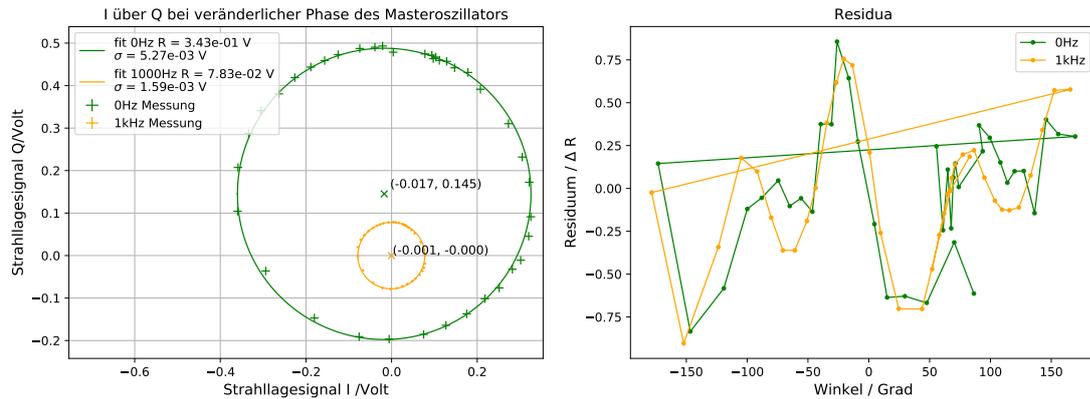


Abbildung 3.28: Abhängigkeit der Kanäle I und Q von der Phase des Oszillators für SFX1xy-mo04.

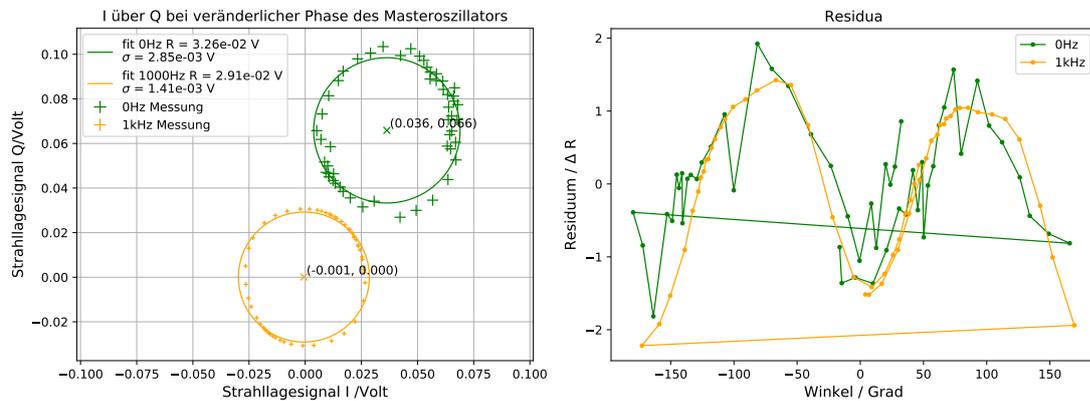
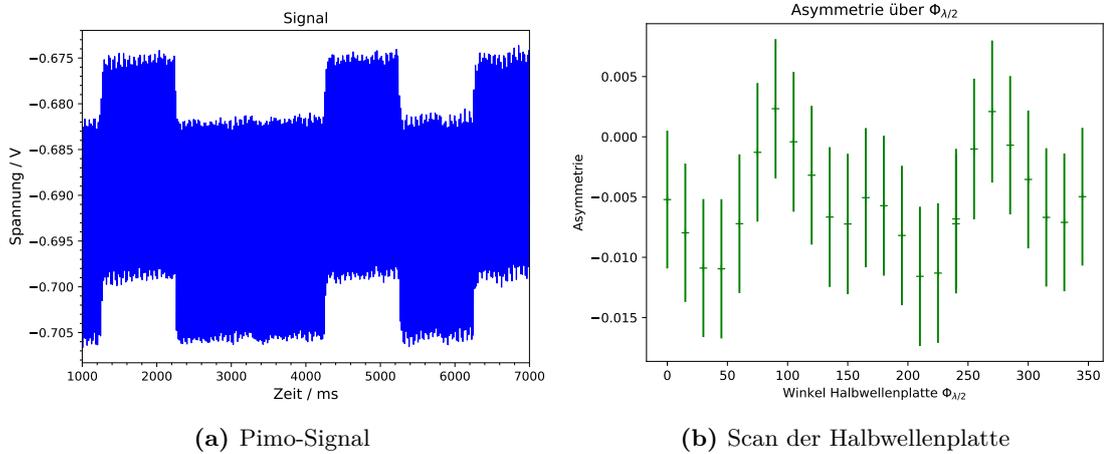


Abbildung 3.29: Abhängigkeit der Kanäle I und Q von der Phase des Oszillators für EX-TRxymo07.

### 3.5.6 Verdrehung der $\lambda/2$ -Platte und Messung der Asymmetrie

Für die Messung der Asymmetrie mittels der STAs wurde in einer Messreihe der Winkel der Halbwellenplatte  $\Phi_{\lambda/2}$  verdreht, um ein Maximum der Stromasymmetrie zu finden. Die Hochspannung der Pockelszelle wird kontinuierlich mit 1 Hz gewechselt. Für diesen  $\lambda/2$ -Scan wurde noch nicht das Polarisationsbit mit aufgenommen. Die Messung der Asymmetrie wurde deshalb anhand der im Signal sichtbaren mit 1 Hz wechselnden Strompegel dem PIMO-Signal entnommen. In Abbildung 3.30 (a) ist ein solches Signal zu sehen. Abbildung 3.30 (b) zeigt die Stromasymmetrien. Eine maximale Stromdifferenz ist bei ca.  $225^\circ$  zu finden. Ein Minimum findet sich bei  $105^\circ$  und bei  $290^\circ$ . Gleichung 3.20 in [30, S.119] beschreibt den Zusammenhang zwischen der Asymmetrie und dem Winkel der Halbwellenplatte in Abhängigkeit von Nichtidealitäten der Pockelszelle. Ei-

ne Anpassung an die Funktion ist hier nicht sinnvoll. Die Messungen sind zu ungenau, deshalb wird hier auf eine Anpassung verzichtet.

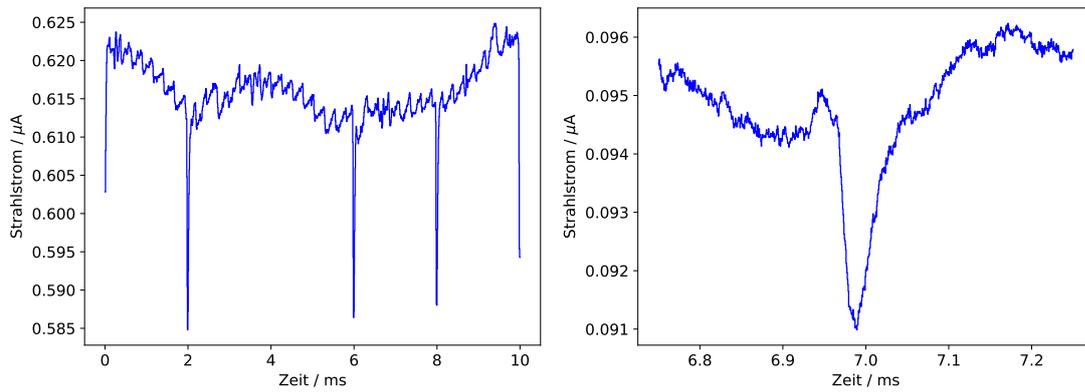


**Abbildung 3.30:** Mit der  $\lambda/2$ -Platte lässt sich die Stromdifferenz zwischen dem einen und dem anderen Helizitätszustand manipulieren und minimieren. Rechts: Ein Scan der Stromdifferenz unter Verdrehung der Halbwellenplatte. Links: PIMO-Signal bei Stellung der  $\lambda/2$ -Platte von  $180^\circ$ . Das Signal ist 10 Hz tiefpassgefiltert. Der Strahlstrom betrug  $9 \mu\text{A}$

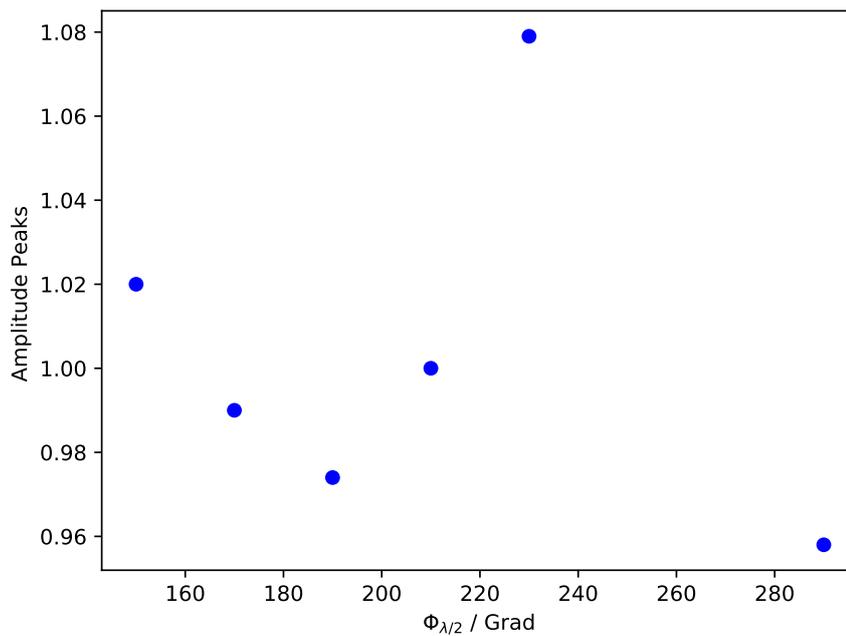
### 3.5.7 Beobachtbare Umschaltphänomene bei der Spinumschaltung

Während der Umschaltung der Helizität ist bei einigen Messungen eine kurzzeitige starke Schwankung des Strahlstroms in der Größenordnung von  $10^{-2}$  zu beobachten. Abbildung 3.31 zeigt einen dieser Peaks, die zu Beginn jedes Helizitätsfensters auftreten. Die Abklingzeit liegt bei ca.  $40 \mu\text{s}$  und damit an der Grenze der Bandbreite des PIMO. Die Stärke des Phänomens hängt vom Winkel  $\Phi_{\lambda/2}$  der Halbwellenplatte ab. Es wurde zufällig während der Messungen entdeckt und nicht systematisch untersucht, daher gibt es nur einige wenige Messungen mit unterschiedlichen Drehwinkeln  $\Phi_{\lambda/2}$ . Abbildung 3.32 zeigt die Amplitude des Umschaltstroms normiert auf den mittleren Strom in Abhängigkeit von  $\Phi_{\lambda/2}$ .

Beim Umschalten der Hochfrequenz an der Pockelszelle tritt kurzzeitig ein hoher Anteil linear polarisiertes Licht durch den Kristall und auf die Kompensatorhalbwellenplatte, die um den Winkel  $\beta = \Phi_{\lambda/2} + x$  relativ zum Eingangspolarisator gedreht liegt. Die Polarisations Ebene des Lichts dreht sich beim Durchgang durch den Kristall um den Winkel  $2\beta$ . Laut [29] wirkt die Strained-Layer-Photokathode aber wie ein unvollkommener Polarisator und absorbiert entsprechend der Ausrichtung der auftreffenden Linearpolarisation unterschiedlich viel Licht. Bei welcher Ausrichtung der Halbwellenplatte der Effekt auftritt, hängt also davon ab, wie die Kathode eingesetzt wurde. Der Effekt darf nicht in den Teil des Helizitätsfensters hineinragen, der zur Analyse herange-



**Abbildung 3.31:** Peaks im Stromsignal beim Umschalten der Helizität.  $\Phi_{\lambda/2} = 105^\circ$ . Links aufgenommen mit 122 kSa/s bei 600 nm, rechts mit 2 MSa/s bei 100 nm.



**Abbildung 3.32:** Amplitude der Umschaltpeaks normiert auf den Strahlstrom. Die Werte sind abgelesen aus den Abbildungen 3.33.

zogen wird. Die Bandbreite des XYMOs muss demnach deutlich höher bei ca. 100 kHz liegen, da bei MESA eine Umschaltzeit von ca. 10  $\mu$ s geplant ist, die von der Asymmetrieberechnung ausgespart wird.

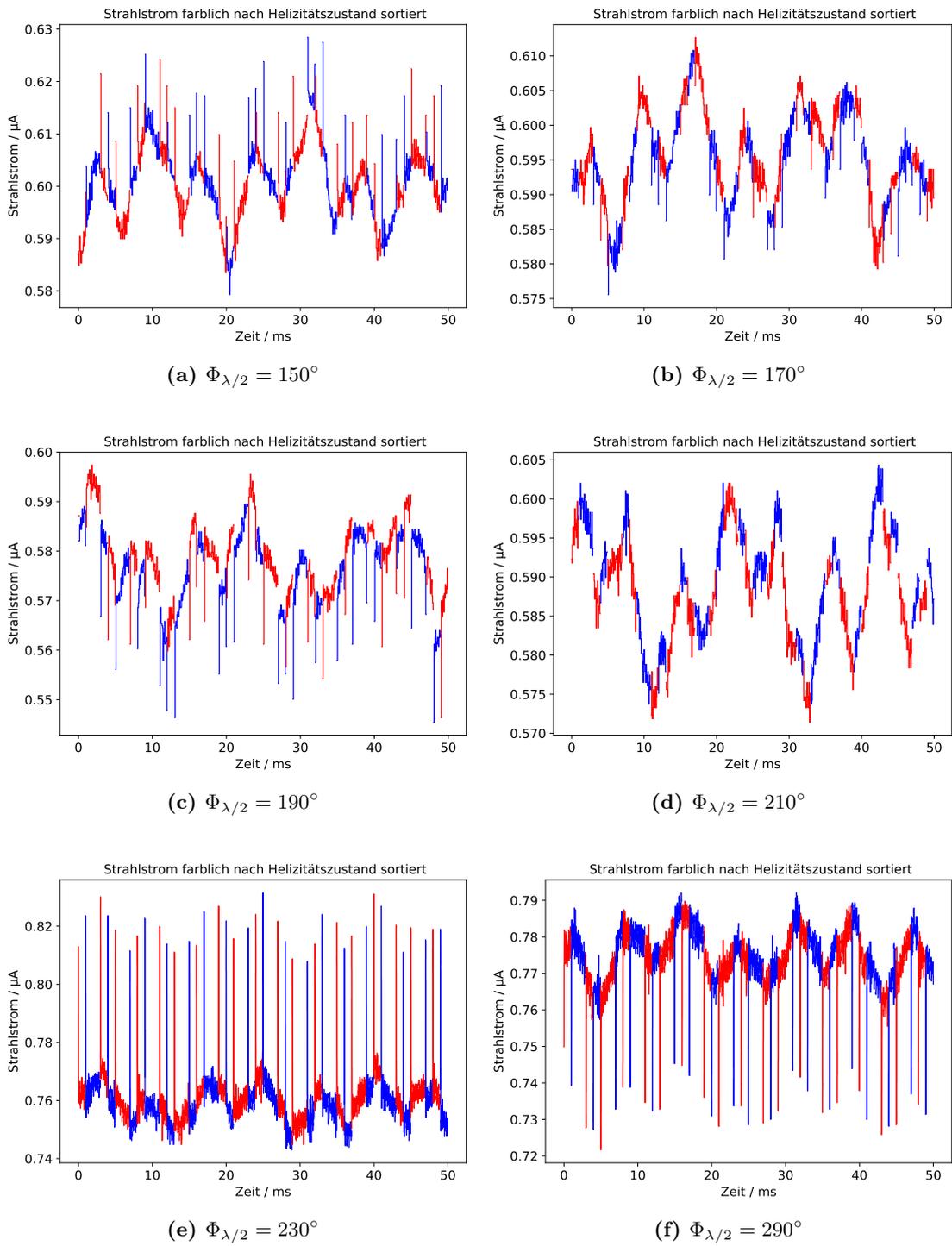


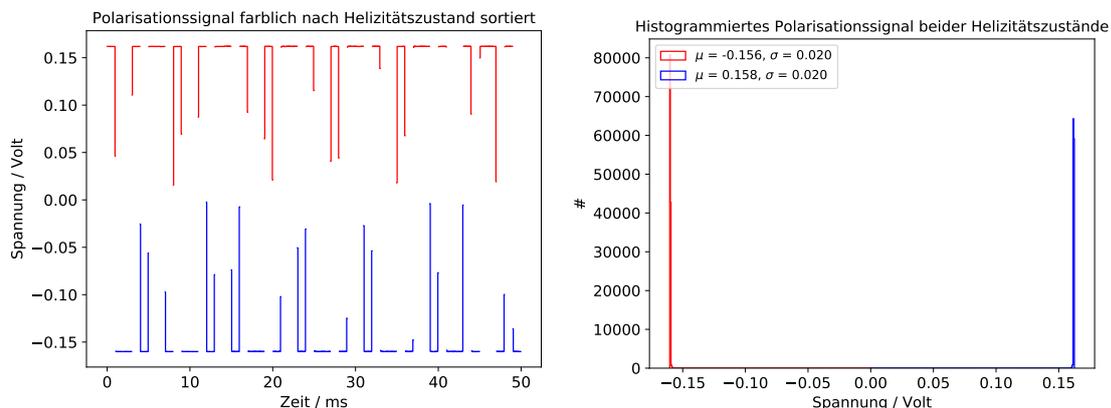
Abbildung 3.33: Peaks im Stromsignal beim Umschalten der Helizität.

### 3.6 Ergebnisse für gemessene Asymmetrien des unregulierten MAMI-Strahls

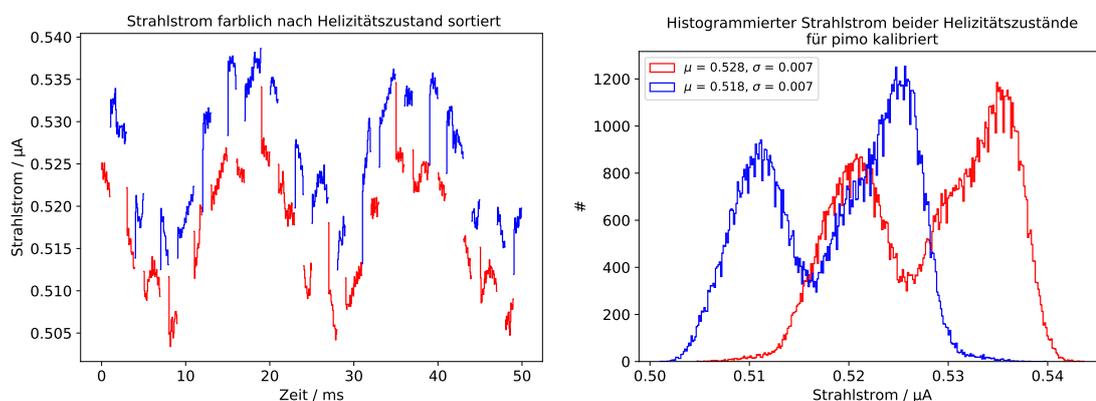
Für eine präzise Messung der Asymmetrie bzw. der *STAs* und *STDs* (s. Kapitel 1.4.3) wurde synchron zum Strahlstrom und zur Strahlmenge auch das zur Quelle gesendete Helizitätsbit aufgenommen. Dadurch ließen sich die Signale eindeutig einer bestimmten Helizität zuordnen und die *STAs* und *STDs* berechnen. Die Messung wurde bei maximaler Asymmetrie vorgenommen ( $\phi_{\lambda/2} = 225^\circ$ ). Dies hat keinen Einfluss auf die Messung und deren Genauigkeit, dient aber der guten optischen Detektion einer Strahlasymmetrie am Oszilloskop. Die Samplerate betrug dabei  $15259 \text{ Sas}^{-1}$ . Die MAMI-Stromstabilisierung war, wie bei allen Messungen, nicht eingeschaltet. Der Strahlstrom betrug ca. 500 nA.

In Abbildung 3.35 findet sich das Ergebnis für den Strahlstrom. Mit diesem Signal sind die Strahlmehrsignale in den Abbildungen 3.36 korrigiert. Es wurden die Signale der XYMOs INT3xymo15, EXTRxymo07 und SFX1xymo01 aufgenommen. Links sind jeweils die Signale dargestellt und rechts die Verteilungen der Strahlmenge bzw. des Strahlstroms. Dabei sind die Anteile des Signals, die während des einen oder des anderen Helizitätszustandes eintrafen, farblich voneinander getrennt. Abbildung 3.34 zeigt das der Unterscheidung zugrunde liegende Signal, mit dem die Pockelszelle angesteuert wurde. Das Muster, mit dem die Helizität wechselt, entspricht dabei dem in Kapitel 1.4.3 beschriebenen Quadruplett. Anhand dieser Quadrupletts wurden die *STDs* und *STAs* der Signale ausgewertet. Die Abbildungen 3.37a bis 3.38b zeigen die Verteilung der *STAs* und *STDs*. Die Mittelwerte  $\mu$  und die Standardabweichung  $\sigma$  sind jeweils im Plot angegeben.

Die Unsicherheiten der *STDs* der XYMOs INT3xymo15 und EXTRxymo07 besitzen bereits ohne Strahlmenge- und Strahlstromstabilisierung die erforderliche Genauigkeit von weniger als  $13,8 \mu\text{m}$ . Eine Zusammenfassung der Ergebnisse findet sich in Tabelle 3.10.



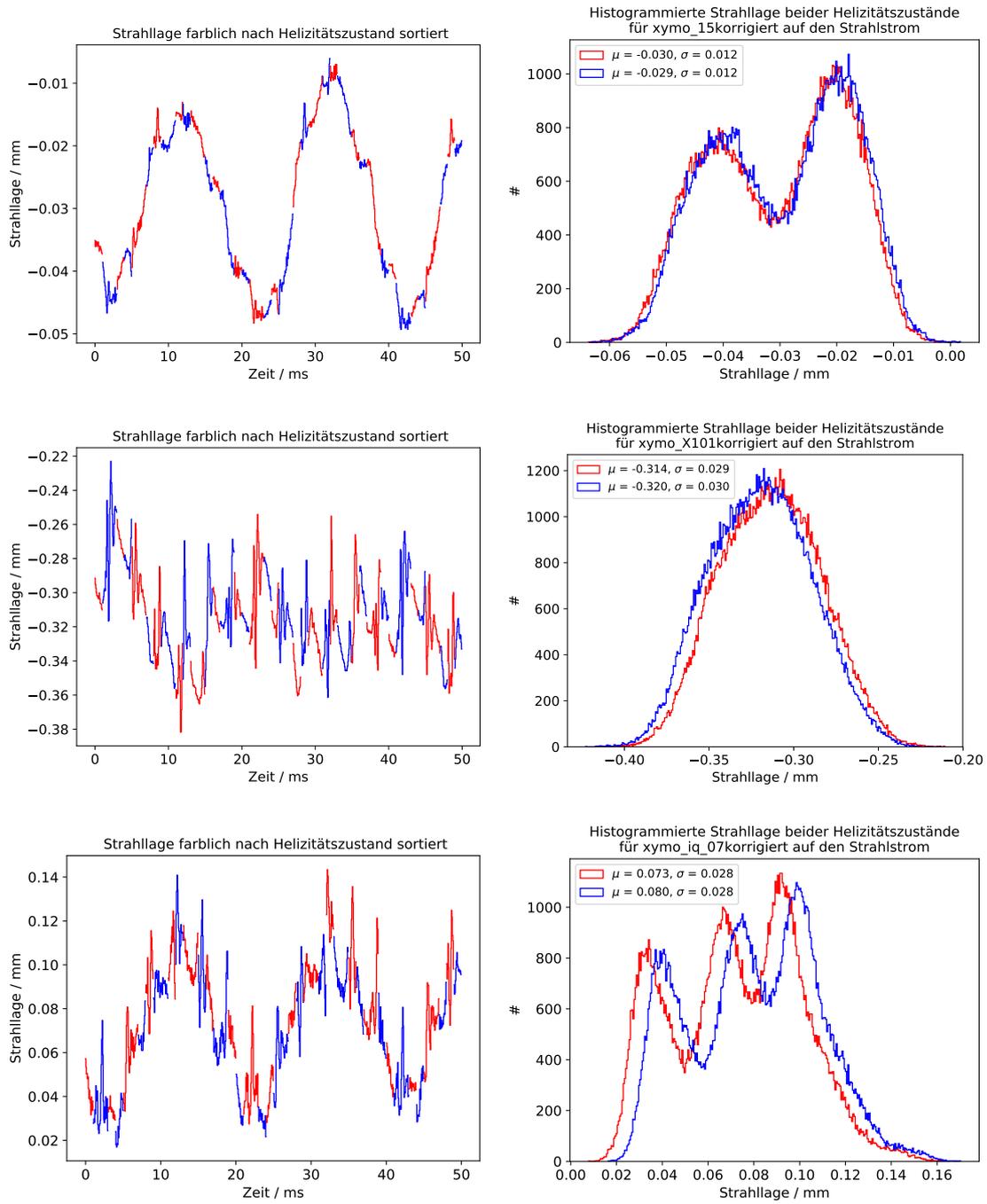
**Abbildung 3.34:** Ausschnitt aus Steuersignal für die Pockelszelle, welches zur Unterscheidung der Helizitätszustände der übrigen Signale dient.



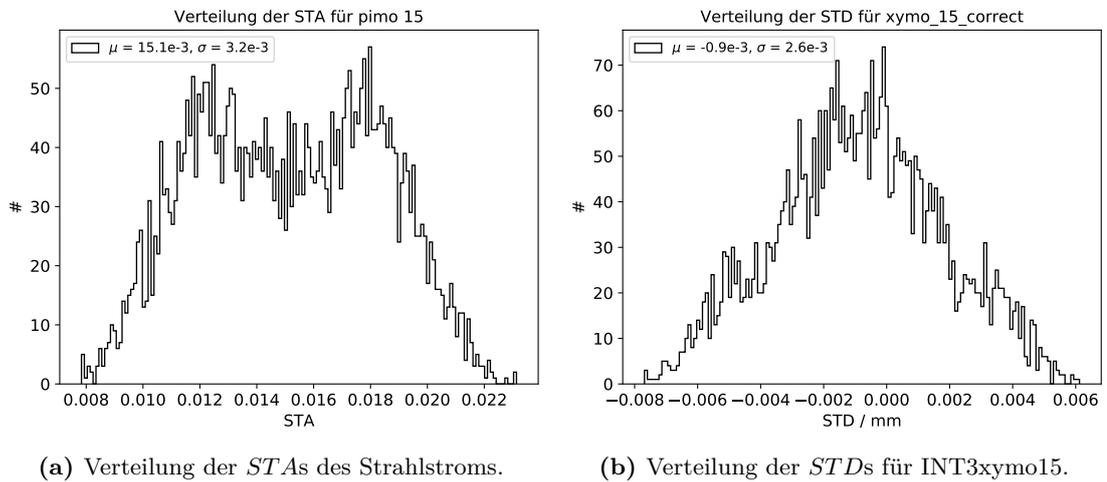
**Abbildung 3.35:** Links: Ausschnitt aus kalibriertem Strahlstromsignal des INT3pimo15 mit farblich unterschiedenen Helizitätszuständen. Rechts: Für jede Helizität histogrammierter Teil des Signals. Die  $\lambda/2$ -Platte war auf maximale Asymmetrie bei  $225^\circ$  eingestellt. Die RMS-SPS betragen 7 nA ( $\sigma$  der Verteilung)

PIMO/XYMO	$\Delta X^i$	$\Delta \hat{q}(8192)$
INT3pimo15	$3,2 \cdot 10^{-3}$	7 nA
INT3xymo15	3 $\mu\text{m}$	12 $\mu\text{m}$
EXTRxymo07(IQ)	12 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$
SFX1xymo01	19 $\mu\text{m}$	28 $\mu\text{m}$

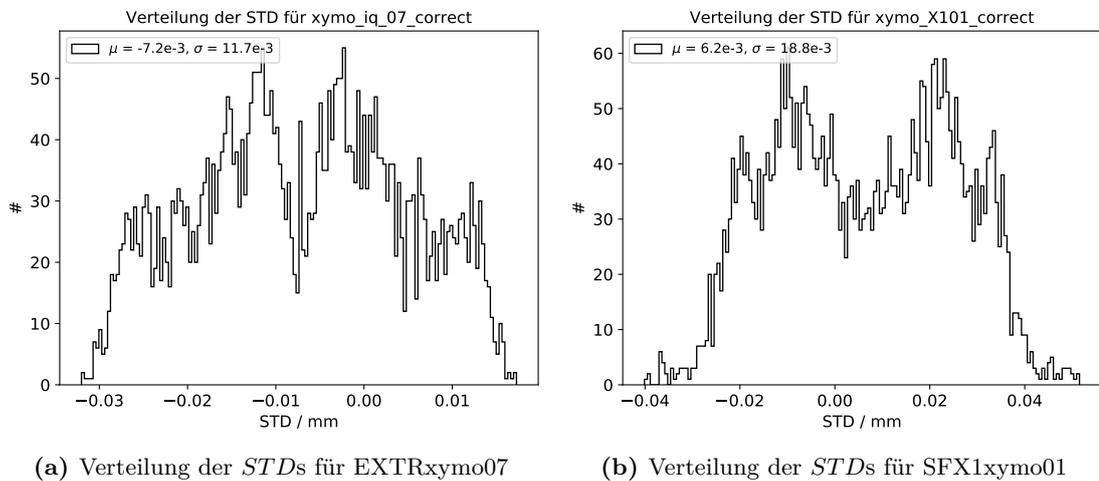
**Tabelle 3.10:** Zusammenfassung für die Unsicherheiten der gemessenen Parameter Strom und Lage für eine Dezimierung von 8192 ( $\Delta \hat{q}(8192)$ ) sowie die Unsicherheiten der STAs und STDs ( $\Delta X^i$ ).



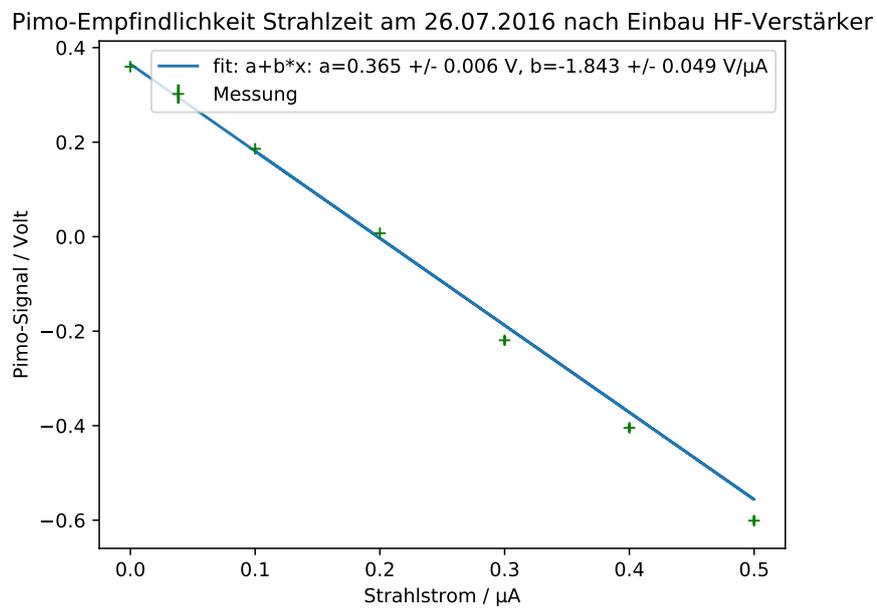
**Abbildung 3.36:** Links: Ausschnitte aus den Strahlagesignalen der XYMOs INT3xymo15 (oben), EXTRxymo07 (unten) und SFX1xymo01 mit farblich unterschiedenen Helizitätszuständen. Rechts: Für jede Helizität histogrammierter Teil des Signals. Die  $\lambda/2$ -Einstellung war auf maximale Asymmetrie bei  $225^\circ$  eingestellt.



**Abbildung 3.37:** Verteilung der *STDs* für INT3xymo15.



**Abbildung 3.38:** Verteilung der *STAs* und *STDs* bei maximaler Asymmetrie. Die Strahl-  
 gesignale sind auf den Strahlstrom korrigiert. Der Strahlstrom ist kalibriert  
 nach Abbildung 3.39.



**Abbildung 3.39:** Kalibration des PIMO.



## Kapitel 4

# Abschätzung der erwarteten apparativen Asymmetrieunsicherheit bei P2

Um die Asymmetrie innerhalb von einer Stunde auf 1 ppb eingrenzen zu können, sind die Strahlparameter innerhalb von 500  $\mu\text{s}$  auf die Werte in Tabelle 4.1 genau zu messen.

Parameter	$\Delta X^i$
Strahlstrom	0,4 nA @ 150 $\mu\text{A}$
Lage	13,8 $\mu\text{m}$
Winkel	3,2 $\mu\text{rad}$
Energie	0,6 keV

**Tabelle 4.1:** Die erforderlichen Unsicherheiten der Parametermessungen für ein 500  $\mu\text{s}$ -Fenster. Die Werte wurden in Kapitel 1.4.4 ermittelt.

### Strahlstrom

Die ermittelte unstabilisierte Strahlstrombreite von 7 nA(RMS) aus Kapitel 3.6 führt bei einem Strahlstrom von 500 nA zu einer Asymmetrieunsicherheit von 3,2%. Eine Umrechnung der Asymmetrie auf einen Strahlstrom von 150  $\mu\text{A}$  nach Gleichung 1.8 lässt sich nicht durchführen, weil nicht bekannt ist, inwiefern der RMS-Wert mit dem Strahlstrom bis 150  $\mu\text{A}$  skaliert. Messungen bei höheren Strahlströmen ließen sich bei dieser Strahlzeit nicht durchführen, weil es zu verzerrten Signalen kam. Hier war der Verstärker in der PIMO-Elektronik übersteuert. Eine Messung aus einer anderen Strahlzeit mit verbesserter PIMO-Elektronik ergab bei einem Strahlstrom von 10  $\mu\text{A}$  eine Strahlstrombreite von ca. 3 nA bei einer Dezimierung von 8192 jedoch mit der unpolarisierten Quelle EKAN.

Mit der Strahlstromstabilisierung bei MAMI konnte die Asymmetrie im A4-Experiment innerhalb von 5 Minuten auf 1 ppm eingegrenzt werden [23, S.47]. Dabei hat die Empfindlichkeit und die Bittiefe der digitalen Aufnahmeelektronik nicht ausgereicht, den

Strahlstrom genauer zu erfassen. Auf 10.000 Stunden hochgerechnet wäre die Asymmetrie auf diese Weise auf 2,9 ppb eingrenzbar, was nicht ausreicht.

Wenn man annimmt, dass die 7 nA nicht mit dem Strahlstrom skalieren und dass eine ähnlich starke Stabilisierung des Stroms wie der Strahllage erreicht werden kann, also ein Faktor 18, dann wäre eine Strahlstrombreite von 0,4 nA erreicht.

An anderer Stelle ist mit einer weiteren Verbesserung von MESA gegenüber MAMI zu rechnen: MAMI besitzt im Gegensatz zu MESA zwischen der Quelle und dem Injektor-LINAC einige kritische Aperturen, die durch Abstreifen des Strahls zu Asymmetrien führen können.

### Strahllage

In Kapitel 3.5.2 wurde gezeigt, dass die Strahlbreite sowohl bei der sprungförmigen als auch bei der sinusförmigen Störung auf  $12 \mu\text{m}$ (RMS) reduziert werden konnte. Die künstlich hervorgerufene Asymmetrie wurde dabei um einen Faktor 35 reduziert. Eine Optimierung der Regelung und weitere Beseitigung von Untergrund beispielsweise durch die Nutzung der IQ-Zwischenfrequenz der digitalen IQ-Demodulation bzw. des 10 MHz-Trägersignals könnte noch weitere Verbesserungen nach sich ziehen.

### Strahlenergie

Die Strahlenergie wird wie bei MAMI (z.B. beim A4-Experiment, [23, S.48]) mit Phasenmonitoren gemessen. Dabei wird vor und nach einem  $180^\circ$ -Bogen oder an zwei geeigneten Stellen mit ausreichend longitudinaler Dispersion die Phasendifferenz gemessen. MAMI besitzt dabei durch die vielen Rückführungen der RTMs eine energiefokussierende Wirkung, die die Elektronen auf ihre Sollphase drängt. Dadurch ist die Energiestabilität bei MAMI schon weit über den Forderungen für das P2-Experiment. MESA besitzt zwar nicht so viele Umläufe, die Energie kann durch Beschleunigung bei nicht-isochroner Phase trotzdem fokussiert werden, wenn die Elektronen niedrigzahlige ganze oder halbe Synchrotron-Schwingungen vollziehen [48, 49].

Bei einer Energie von 155 MeV kann eine longitudinale Dispersion von  $10 \text{ mm}/10^{-3}$  relative Abweichung erreicht werden. Um die nötige relative Energieänderung von  $3,6 \cdot 10^{-6}$  zu detektieren, muss also ein Wegunterschied von  $36 \mu\text{m}$  gemessen werden was einer Phase von  $0,065^\circ$  eines 1,3 GHz-HF-Monitors entspricht. Hier hat der Einsatz von Kavitäten höherer Harmonischer gleich zwei Vorteile. Die Genauigkeit nimmt mit der Frequenz zu und der Monitor wird kleiner. Vorstellbar wäre eine Messung an 3,9 GHz. In dem Fall müsste die Phase auf  $0,17^\circ$  innerhalb von 0,5 ms genau gemessen werden, was mit sehr gewissenhafter Kalibration möglich erscheint.

Alternativ kann auch eine transversale Dispersion an einem  $90^\circ$ -Bogen ausgenutzt und die Ablage von  $3 \text{ mm}/10^{-3}$  mit einem XYMO gemessen werden. Die erforderliche

Energiegenauigkeit entspricht dann einem Versatz von  $11\ \mu\text{m}$ , was ohnehin fast der geforderten Messgenauigkeit der XYMOs entspricht.



## Kapitel 5

# Entwicklung und Test eines XYMOs für MESA

### 5.1 Der XYMO-Prototyp

#### 5.1.1 Anforderungen

Die Anforderungen, die an die Messgenauigkeit eines Strahllagemonitors für MESA gestellt werden, wurden in Kapitel 1.4.4 erörtert und es wurde gezeigt, dass das Design des MAMI-Monitors [50, 51], das auf einem Hochfrequenzresonator beruht, sie erfüllt.

Im Gegensatz zu MAMI ist in MESA wegen der Supraleitung Ultra-Hochvakuum-Kompatibilität der Komponenten erwünscht. Daher ist eine Anforderung die Ausheizbarkeit des Monitors. Dazu werden alle Anschlüsse mit dem Conflat-Standard (CF) ausgeführt, der auch im übrigen Beschleuniger verwendet wird. Das Aneinanderrücken der ausladenden CF-Flansche des Strahlrohrs und der Antennen, die in das Maximum des Feldes ragen sollen, hat dabei zu Komplikationen geführt, die durch eine Schräglage der Antennen kompensiert wurden. Außerdem wurde als Material OFHC-Kupfer verwendet, was leicht zu löten und auch der Güte zuträglich ist.

Das MAMI-Design der XYMOs, skaliert auf die erste Harmonische von 1,3 GHz, ermöglicht eine sehr kompakte Bauweise, die in dem ebenso kompakten Beschleuniger geboten ist.

#### Anforderungen an die Güte der Kavität

Eine hohe Güte hat wegen ihrer Proportionalität zur maximal auskoppelbaren Leistung (s. Gl. 1.28) den Vorteil eines hohen Signal-Rausch-Verhältnisses. Durch die Schmalheit der Resonanzkurve lässt sich zudem durch eine herbeigeführte Verstimmung mittels Tunerkolben (s. nächstes Unterkapitel) bei Bedarf eine starke Dämpfung erreichen. Der Nachteil ist eine geringe Bandbreite, die die Schleifenverstärkung der Regelung vermin-

Material	spezifischer Widerstand / mm <sup>2</sup> /m	Skin-Tiefe@2,6 GHz / μm
Kupfer	0,017	1.3
Edelstahl (1.4429)	0,75	8.5

dern kann (s. unten). Dazu kommen konstruktions- und fertigungstechnische Nachteile, da bei einer sehr schmalen Resonanz die endlichen Fertigungstoleranzen allein nicht ausreichen, um den Resonator exakt auf die Resonanzfrequenz abgestimmt zu fertigen. Er muss deswegen mit Tunerkolben ausgestattet und aufwendig auf die Resonanzfrequenz abgestimmt werden. Diese Umstände schlagen sich besonders im Preis- und Zeitaufwand der Fertigung nieder. Entsprechend umgekehrt verhalten sich Vorteile und Nachteile bei einer geringen Güte.

Die unbelastete Güte wird durch die Leitfähigkeit des verwendeten Materials beeinflusst. Die Materialien, die in UHV-kompatiblen Bauteilen vorwiegend Verwendung finden, sind Edelstahl und Kupfer. Die Verbindungselemente des UHV-Systems sind aus Edelstahl, der sich auch auf Kupfer auflöten lässt. Aluminium eignet sich nicht gut, da sich die Ausdehnungskoeffizienten von Edelstahl und Aluminium zu stark unterscheiden, als dass sie gemeinsam ausgeheizt oder verlötet werden könnten.

Die Güte eines Resonators ist umgekehrt proportional zur Skin-Tiefe, welche proportional zur Quadratwurzel des spezifischen Widerstands ist [52]. Dadurch ist sowohl die Güte als auch das Signal-Rausch-Verhältnis der Leistung eines Edelstahl-Resonators 6,5 Mal kleiner als die eines baugleichen Kupferresonators.

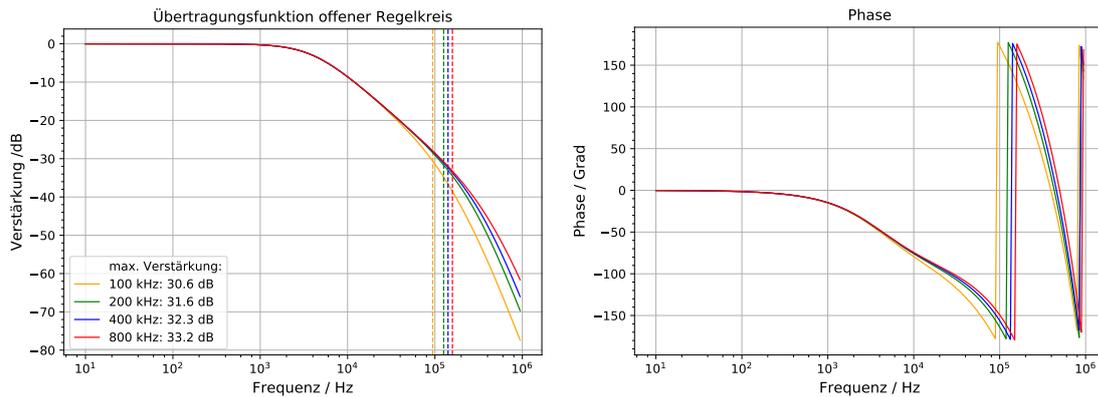
Des Weiteren hat die Wahl der Güte einen Einfluss auf das Verhalten des Regelkreises. Wie in Kapitel 1.5.1 beschrieben, verhält sich der Resonator wie ein Tiefpass mit einer Grenzfrequenz, die der Hälfte der Bandbreite  $\Gamma$  der Resonanzkurve entspricht. Diese wird durch die belastete Güte  $Q_L$  und die verwendete Resonanzfrequenz  $f_0$  bestimmt:

$$\Gamma = \frac{f_0}{Q_L} \quad (5.1)$$

Seine Auswirkungen auf den Phasengang und die mögliche Verstärkung im Regelkreis können mithilfe des Regelkreismodells untersucht werden. In Abbildung 5.1 ist die Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises eines Modells mit Tiefpässen bei 4 kHz und 300 kHz sowie vier verschiedenen Frequenzen für den Pol des XYMO bei 100 kHz, 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz zu sehen.

Die 180°-Phasenverschiebung tritt für (Tiefpass-)Bandbreiten von 100 kHz bis 800 kHz zwischen 100 kHz und ca. 160 kHz auf. Die belastete Güte nimmt dabei mit zunehmender Bandbreite entsprechend Gleichung 5.1 ab, wenn man immer eine Kopplung von 1 annimmt.

Mit Vorgriff auf das nächste Kapitel lässt sich anhand der Simulation der Kavität aus Kupfer eine Güte von ca. 23600 vorhersagen, was in der Realität nach der Fertigung eine ca. 25% bis 40% geringere Güte ergibt [53, 54]. Damit ergäbe sich eine Bandbreite



**Abbildung 5.1:** Übertragungsfunktion mit Polen bei 4 kHz und 300 kHz sowie einem Pol verschiedener Frequenzen. Die senkrechten Linien markieren das Erreichen der 180°-Phasenverschiebung, welche die maximale mögliche Verstimmung begrenzt.

von ca. 170 kHz. Eine baugleiche Kavität aus Edelstahl hätte demnach eine Bandbreite von 1,1 MHz, falls für dieses Material das Verhältnis der Güten zwischen Simulation und Realität das gleiche ist.

Aufgrund der extrem kleinen zu messenden Lagedifferenzen und der hohen erforderlichen Genauigkeit sowie der neuartigen Anforderungen und Messumgebung in einem neuen Beschleuniger wird für den Prototypen zunächst ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis angestrebt. Nach den Tests an der MELBA-Strahlführung soll dann eine Überlegung zu höheren Bandbreiten und weniger aufwendiger Konstruktion stattfinden.

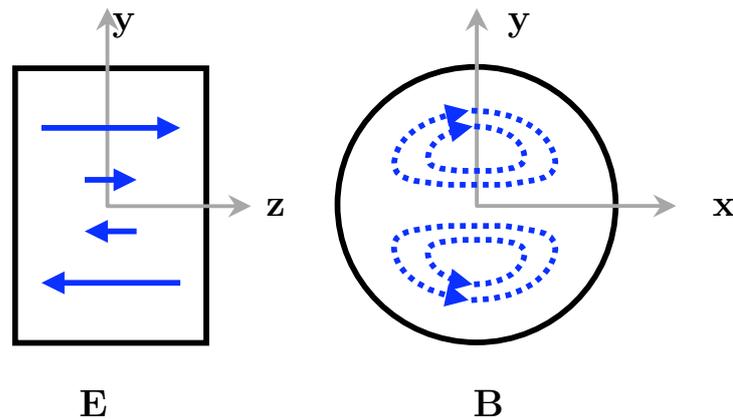
### 5.1.2 Design

Das Design des MAMI-Monitors basiert auf zwei Pillboxen, auch Töpfe genannt, die die Signale für die Strahlablage in X- und in Y-Richtung erzeugen sollen. Sie liegen hintereinander in einem Bauteil und sind durch eine Wand mit Loch voneinander getrennt. Sie werden aus einem einzigen Kupferzylinder gefertigt und mit Deckeln geschlossen und verlötet. Der Hohlraum ist auf die erste Harmonische der TM<sub>110</sub>-Mode mit der doppelten Beschleunigerfrequenz von 1,3 GHz, also auf 2,6 GHz, angepasst. Abbildung 5.2 zeigt die Form des *E*- und *B*-Felds in der Mode.

Der entsprechende Radius ergibt sich aus den Lösungen der Wellengleichungen wie in Kapitel 1.5 nach Gleichung 1.27 zu

$$R = \frac{\lambda_c}{2\pi} X_{11} = 70,3 \text{ mm} \quad (5.2)$$

mit der ersten Nullstelle der ersten Besselfunktion  $X_{11} = 3,8$  und der Wellenlänge  $\lambda_c$  im Vakuum.



**Abbildung 5.2:** Verlauf der  $E$ - und  $B$ -Feldlinien in der  $TM_{110}$ -Mode. Die Abbildung stammt aus [55].

Die erwähnten schrägen Antennen werden mit CF-Flanschen auf einen großen in die Deckel des Topfs eingelassenen Flansch gemeinsam mit dem Flansch des Strahlrohrs aufgeschraubt.

Jede Kavität, X und Y, besitzt einen seitlich hineinragenden Abstimmkolben, mit dessen Hilfe die Resonanzfrequenz manipuliert werden kann.

Aus funktioneller Sicht ist der gefertigte XYMO mit den Daten beschrieben, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Die vollständigen Konstruktionszeichnungen befinden sich im Anhang.

In Abbildung 5.4 ist ein aufgeschnittenes Modell des XYMO zu sehen. In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sind einige Aufnahmen des fertigen XYMO und einige Details zu sehen.

Die Funktionen der einzelnen Komponenten sind im Folgenden beschrieben.

**Antennen** An jedem Topf sind zwei Antennen angebracht. Die Stellen, an denen die Antennen in die Kavität ragen, richten sich nach den Maxima des Feldes, das dort induziert wird. Aus der Simulation ergab sich hierfür der Abstand 33 mm von der Strahlachse. Da der Platz nicht ausreichte, die drei Flansche nebeneinander aufzureihen, wurde der Abstand auf 35 mm erhöht und die Antennen in einem Winkel von  $12,5^\circ$  zur Strahlachse geneigt, damit sie möglichst nah am Maximum des elektrischen Feldes in die Kavität hineinragen. Dies stellt den augenscheinlich größten Unterschied zum bisherigen Design der MAMI-Monitore dar.

Die beiden Antennensignale werden gleich nach dem Auskoppeln in einem Hybrid (s. Kap. 1.5) voneinander subtrahiert. Das führt dazu, dass das Nutzsignal verdoppelt wird und Signale aus Moden mit gerader Anzahl Knoten in  $\varphi$ -Richtung unterdrückt werden.

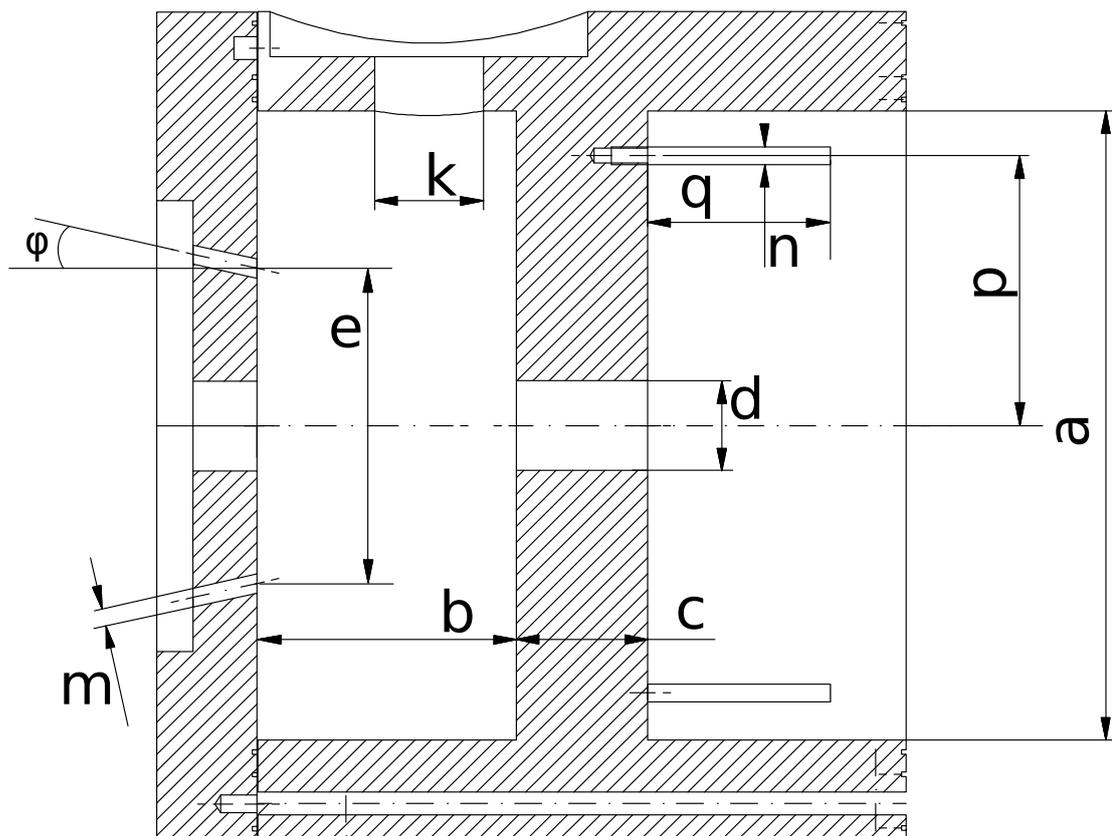
Die Antennen sollten nicht zu dünn sein, sodass sie sich bei einigen Milliwatt dem Strahl entzogener Leistung nicht verformen. Diese Einschränkung und die Bedingung

<b>Töpfe</b>	
Innenradius jeweils (a)	139,9 mm
Länge innen jeweils (b)	57 mm
Abstand der beiden Kavitäten (c)	29 mm
Apertur (Durchmesser) (d)	20 mm
Material	Kupfer, geschmiedet
<b>Antennen</b>	
Winkel Antenne-Strahlachse ( $\varphi$ )	12,5°
Abstand Antennen Innenseite (e)	70 mm
Durchmesser Antenne	1,8 mm
Eindringtiefe (nach Anpassung)	≈ 2,5 mm
Material Antenne	Fe-Ni-Co: 54-29-17
Material Flansche	1.4429 Edelstahl
<b>Tuner-Kolben</b>	
Durchmesser	18 mm
Länge	58 mm
Durchmesser Tuneröffnung (k)	24 mm
Durchmesser Antennenkanäle (m)	4,1 mm
Material	Kupfer
<b>Modentrenner</b>	
Durchmesser (q)	6 mm
Abstand zu Strahlachse (p)	60 mm
Länge (n)	40 mm
Material	Edelstahl

**Tabelle 5.1:** Konstruktionsdaten zur Fertigung des XYMO auf Basis einer doppelten Pillbox mitsamt Abmessungen der Antennen, der Tuner-Kolben und der Modentrenner. Der Innenradius dient als Startwert für die Anpassung nach Fertigung und vor Zusammenlöten der Kavität mit den Deckeln. Die Eindringtiefe der Antennen ist bereits das Endmaß nach der Anpassung.

der Ausheizbarkeit führen auch dazu, dass dort keine Weichlötstellen vorhanden sein dürfen. Diese würden am ehesten an Stabilität verlieren. Der Fall einer noch höheren Leistungsentnahme sollte wegen der Möglichkeit des Verstimmens mit dem Kolben (s. Kap. 5.4) nicht auftreten.

Eine 1,8 mm dicke Antenne der Firma Hositrad hat sich als geeignet erwiesen, da sie in der speziellen Ausführung mit extralangem Leiter zum einen nicht teurer als das Standardmodell und zum anderen nach vielfachem Ein- und Ausschrauben und Bearbeiten mit der Feile keinen Bruch in der Durchführung aufwies und immer noch



**Abbildung 5.3:** Skizze zu Veranschaulichung einiger in Tabelle 5.1 aufgeführter Maße. Die vollständigen Konstruktionszeichnungen sind im Anhang zu finden.

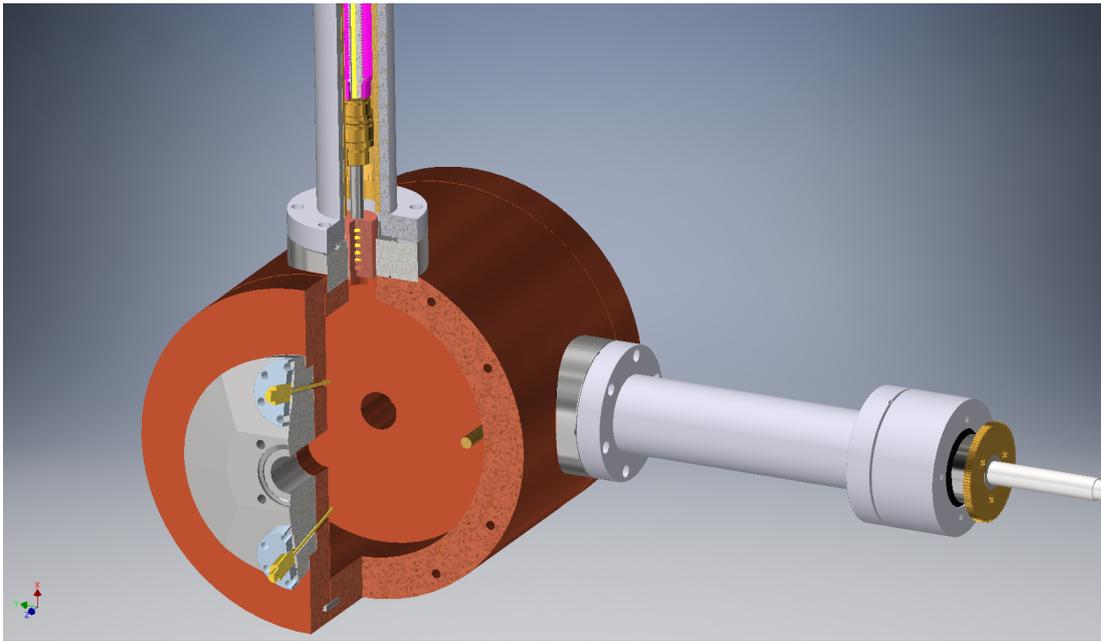
dicht<sup>1</sup> hielt. Damit hat es bei den Antennen eine bedeutende Verbesserung im Vergleich zu MAMI gegeben. Dort hatten die Antennen äußerst anfällige Glasdichtungen in der Durchführung. Die Antennendurchführungen sind in einen CF-Flansch N16 geschweißt.

Die Antennenkanäle, durch die die Antennen in die Kavität ragen, sind auf  $50\ \Omega$  Impedanz angepasst.

**Abstimmkolben** Seitlich an jeder der zwei Pillboxen ragen Kupferkolben in die Kavität hinein. Mittels Motorsteuerung kann ihre Eindringtiefe derart verändert werden, dass die Resonanzfrequenz um einige MHz verschoben werden kann. Der Anbau von Kolben führt zwar zu einer Asymmetrie der Pillbox, Computersimulationen haben aber ergeben, dass sich dies nicht im Feld in der Nähe der Strahlachse niederschlägt.

Die Abstimmkolben erfüllen zwei Zwecke. Erstens lässt sich die Resonanzfrequenz nach dem Löten der Deckel und Montieren der Antennen erst mit den Kolben exakt einstellen. Das ist besonders wichtig bei Hohlraumresonatoren mit hohen Güten, da hier die Resonanz sehr schmal und schwer zu treffen ist. Zweitens lässt sich die Kavität

<sup>1</sup>Ein Helium-Lecktest wurde direkt nach dem Verlöten der Deckel und Flansche sowie vor Einbau in MELBA vorgenommen.



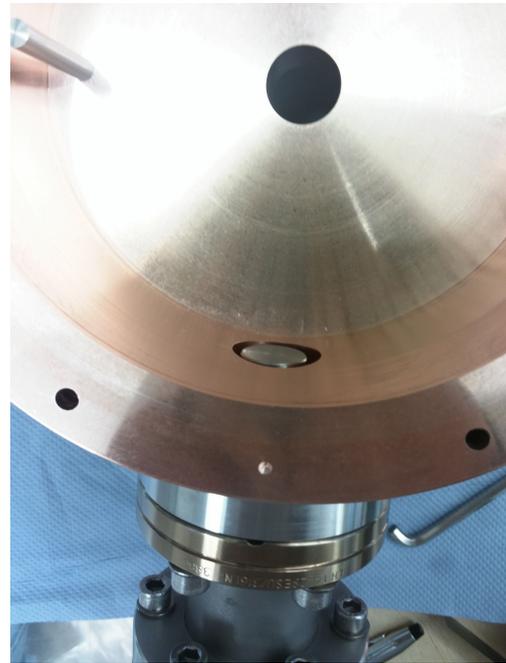
**Abbildung 5.4:** Konstruktionsmodell des XYMO im Dreiviertelschnitt. Die vordere Kavität ist aufgeschnitten. Zu sehen sind die Modentrenner, die Kolben mit Wasserkühlung und die schrägen Antennen. Die Löcher im aufgeschnittenen Kupferkörper sollen das Kühlwasser führen.

bei erwarteten hohen Strömen und/oder hohen Ablagen so verstimmen, dass die unweigerlich ausgekoppelte Leistung abgeschwächt wird und keine Gefahr für die Elektronik darstellt.

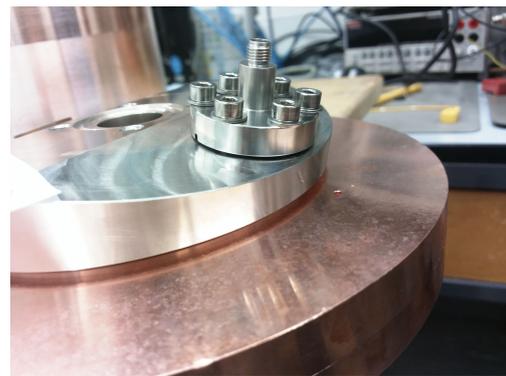
Die Kolben besitzen einen Durchmesser von 18 mm und sind an einen Schrittmotor angeschlossen, der den Kolben mit 7000 Schritten verteilt auf 12 mm verfahren kann. In Abbildung 5.7 ist der Verlauf der Resonanzfrequenz während einer Kolbenfahrt zu sehen. Theoretisch hat der Kolben insgesamt einen Hub von 8 MHz über eine Strecke von 20 mm. Bestenfalls kann man wegen der begrenzten Motorstrecke über 12 mm die Resonanzfrequenz um  $\pm 3$  MHz verändern.

Eine mögliche Dämpfung des Lagesignals mittels der Kolben ist in Abbildung 5.8 verdeutlicht. Der grüne Abschnitt zeigt den Bereich an, zu dem maximal mit dem Kolben verfahren werden kann. Wo genau die maximale Verstimmung liegt, hängt davon ab, wo der Kolben bei Resonanz steht. Steht er genau in der Mitte der verfahrbaren Strecke, ist die maximale Verstimmung geringer, als wenn der Kolben am Rand der Strecke steht. So ergibt sich eine maximale Verstimmung von  $-28$  dB bis  $-34$  dB für eine Güte von 17000, was die Messergebnisse im Verlauf dieses Kapitels vorwegnimmt.

**Modentrenner** Um sicherzustellen, dass in der X-Kavität nur die Mode in X-Richtung und in der Y-Kavität nur die Mode in Y-Richtung angeregt wird, werden in die Kavität



(a) Fertiger XYMO mit Regelkolben und Hybride (b) Manueller Kolben eingestellt auf 0 mm Eindringtiefe. Ein Modentrenner ist oben links im Bild zu sehen.



(c) Unbearbeitete Antenne, wie sie aus dem Deckel ragt (d) Antenne auf den Flansch aufgeschraubt

Abbildung 5.5: Detailfotos des XYMO.



(a) XYMO eingebaut am Ende der MELBA-Strahlführung

**Abbildung 5.6:** In MELBA eingebauter XYMO

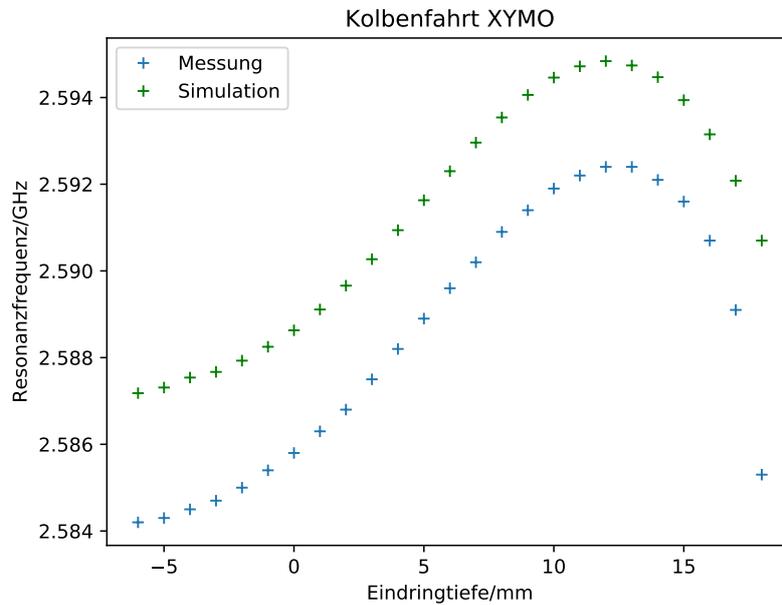
sogenannte Modentrenner eingebaut. Sie sorgen dafür, dass die jeweils senkrechte, unerwünschte Mode bei dieser Frequenz kurzgeschlossen wird. Sie wird dadurch um einige 100 MHz von 2,6 GHz weg verschoben. Die Antennen sind zwar nicht sensitiv für diese Komponente, da sie genau auf der Knotenachse sitzen; endliche Fertigungstoleranzen und Übersprechen auf die andere Kavität können aber zu Fehlersignalen führen. Auch wird auf diese Weise dem Strahl weniger Energie entzogen.

Die Simulation hat gezeigt, dass Maße, Material und Abstand der Modentrenner fast willkürlich gewählt werden können, um eine ausreichende Dämpfung zu erhalten. Eine diffizile Anpassung wurde unterlassen. Die Dämpfung der jeweils anderen Mode beträgt -122 dB. Die Modentrennung geschieht äußerst zuverlässig, auch andere höhere Moden entwickeln bei 2,6 GHz aufgrund der hohen Güte der Kavität keine relevante Stärke.

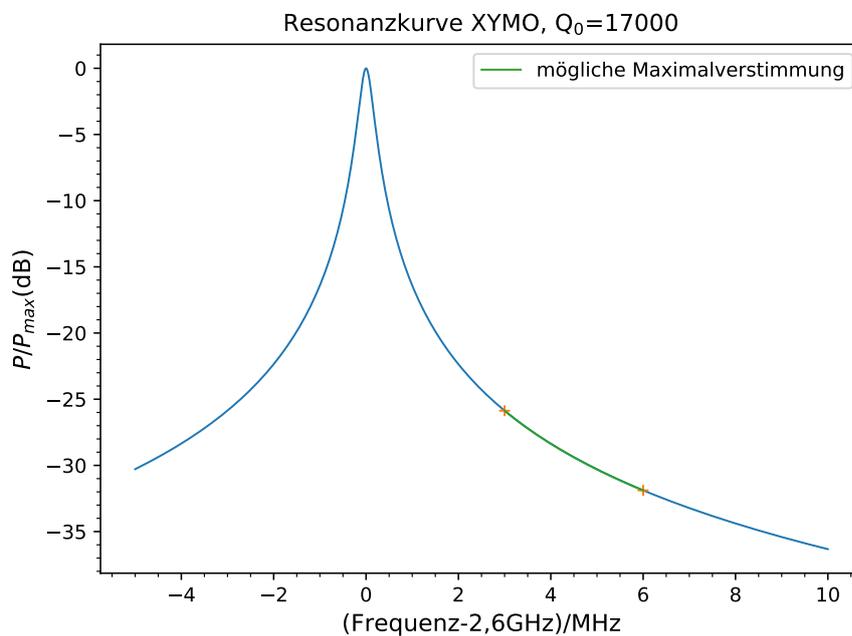
**Entkoppeln der beiden Pillboxen** Die Trennwand zwischen den Kavitäten hat den Zweck, dass ein Übersprechen auf die andere Kavität unterbunden werden soll. Dazu ist sie genau eine Viertelwellenlänge lang. Dadurch kann sich keine stehende Welle dieser Frequenz innerhalb des Durchlasses bilden.

## 5.2 Vermessung und Abstimmung des XYMO-Prototyps

Die Simulation der Kavität ergab die Grundlage für den Innendurchmesser, der für die Fertigung um zwei Zehntelmmillimeter nach unten korrigiert wurde. Bevor die Deckel mit



**Abbildung 5.7:** Simulation und Messung in Luft einer Kolbenfahrt mit einem Abstimmkolben mit 18 mm Durchmesser. Messung und Simulation sind noch mit 50 mm Antennen vorgenommen.



**Abbildung 5.8:** Resonanzkurve eines XYMOs. Die Abbildung wird im Text erklärt.

der Kavität verlötet werden, muss eine Feinabstimmung der Resonanzfrequenz durch Anpassung des Innendurchmessers erfolgen. Die Resonanzfrequenz wird mittels eines

Netzwerkanalysators in Luft vermessen. Dabei wird der Unterschied zur Resonanzfrequenz im Vakuum berücksichtigt.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_L$  in Luft ist um den Faktor  $\sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \sqrt{1,000\,59}$  kleiner als die Geschwindigkeit im Vakuum  $c$ .

$$c_L = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (5.3)$$

Die Wellenlänge der gesuchten Resonanzfrequenz in Luft  $\lambda_L$  ist jedoch die gleiche wie die der Mode im Vakuum  $\lambda_0$ , bestimmt durch die Randbedingungen im Topf.

$$\lambda_L = \lambda^0 \quad (5.4)$$

$$\Leftrightarrow \frac{c_L}{f_L} = \frac{c}{f} \quad (5.5)$$

$$\Leftrightarrow f_L = \frac{f}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (5.6)$$

Somit ergibt sich eine im Labor anzustrebende Frequenz von  $f_L = 2,599233$  GHz in Luft. Die Lufttemperatur im Labor beträgt ca. 21° C. Die des Kühlwassers liegt ebenso bei ca. 21° C. Die Frequenzänderung der Kavität pro Kelvin beträgt 42 kHz/K und kann mit dem Regelkolben ausgeglichen werden. Im Falle einer hohen Bandbreite von mehreren 100 kHz kann sie sogar ganz vernachlässigt werden.

Die Feinabstimmung im Labor hat zum Ziel, dass ein Endmaß für den Radius des Topfs gefunden wird. Im Idealfall hat die evakuierte Kavität ihre Resonanzfrequenz dann bei 2,6 GHz, während die Antennen kritisch koppeln und der Kolben in seiner Mittelstellung steht. Die Abstimmung der Antennen muss derart erfolgen, dass die Summe der Kopplungen der einzelnen Antennen 1 ergibt, um kritische Kopplung zu erreichen.

Eine Veränderung der Kopplung erreicht man durch Kürzen der Antennen. Jedoch verändert sich dabei auch die Resonanzfrequenz. Der Wert der Kopplung hängt von der Güte der Kavität ab und ist vor dem letzten Lötvorgang nur grob abschätzbar. Aus Erfahrungen von Fertigungen anderer Kavitäten kann der Verlust der Güte ca. 40% gegenüber der Simulation sein [53, 54]. Da die Lötnaht beim XYMO nicht in der Mitte des Topfs, sondern am Rand liegt und der Rand des Topfs leicht angefast wird, sodass durch leichte Quetschung des Kupfers ein besserer Kontaktschluss entsteht, wird hier eine um 35% kleinere Güte als die Simulation mit 23600 angenommen. Um zu überprüfen, ob die Abhängigkeit der Kopplung und der Resonanzfrequenz von der Antennenlänge der Theorie folgt, wurde eine Messreihe produziert, bei der die Antennen Stück für Stück gekürzt und Güte und Resonanzfrequenz vermessen wurden. Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich der Ergebnisse mit der Simulation.

Die Simulation weicht immer leicht von der Realität ab. Die Verschiebung der Frequenz in Luft ist in die Simulation mit eingerechnet. Ein Übereinanderlegen der Kurven lässt sich halbwegs erreichen, wenn der Simulation ein Offset von 2,5 MHz mitgegeben

wird. Möglicherweise liegt hier bei der Messung ein leicht flacherer Verlauf vor. Die Abweichung ist aber so gering, dass sie sehr gut mit dem Kolben ausgeglichen werden kann. Daher wird auch auf eine Parameteranpassung mittels Fit verzichtet. Ein weiteres Kürzen der Antennen wird also mit einer berechenbaren Reduktion der Resonanzfrequenz einhergehen.

Die endgültige Länge der Antennen wird durch die gewünschte Kopplung vorgegeben. Die Resonanzfrequenz soll durch Radius des Topfs und die Stellung des Kolbens korrigiert werden. In Abbildung 5.9 wird die Kopplung in der Simulation mit der gemessenen Kopplung verglichen. Die Messpunkte sind in der Abbildung normiert auf die erwartete Güte von 15340. Im Folgenden wird die Messung der Kopplungsstärke mittels Netzwerkanalysator und die Ermittlung der unbelasteten Güte zum Zweck des Vergleichs mit der Simulation gezeigt.

Die belastete Güte einer Resonatorkavität, an die mehrere Kanäle koppeln, ist nach [56, S. 660]

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{(Q_e)_1} + \frac{1}{(Q_e)_2} + \frac{1}{Q_0} \quad (5.7)$$

mit der unbelasteten Güte  $Q_0$  und den externen Güten

$$(Q_e)_{1/2} = \frac{f_0}{\Gamma_{1/2}} \quad , \quad (5.8)$$

die sich aus den Breiten der Auskoppelkanäle berechnen. Die Bandbreite der belasteten Resonatorkavität setzt sich demnach zusammen aus den Bandbreiten der einzelnen Auskoppelkanäle  $\Gamma_i$  und dem ohmschen Streukanal  $\Gamma_\Omega$ :

$$\Gamma = \Gamma_\Omega + \Gamma_1 + \Gamma_2 \quad (5.9)$$

Die Kopplung ist definiert als das Verhältnis der Summe der Bandbreiten der Auskoppelkanäle zu der Breite des ohmschen Streukanals:

$$\kappa = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\Gamma_\Omega} \quad (5.10)$$

Diese lässt sich mithilfe des Netzwerkanalysators und der Antennenanschlüsse nicht direkt messen, da man für die Messung jeweils eine Antenne als Eingangsport benötigt. Die andere Antenne kann dann während der Messung entweder offen gelassen werden, in diesem Fall misst man die Kopplung  $\kappa_i$ , die das Verhältnis zwischen Auskoppelkanal und ohmschen Verlusten darstellt

$$\kappa_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_\Omega} \quad , \quad (5.11)$$

oder der zweite Kanal wird mit einem 50  $\Omega$ -Widerstand abgeschlossen. So geht die durch den einen Kanal eingespeiste Leistung sowohl in ohmsche Verluste in der Kavität als auch durch den anderen Auskoppelkanal „verloren“. Es lässt sich das Verhältnis  $\kappa_i^{\text{ang}}$

zwischen Eingangskanalbreite und der Summe aus ohmscher und Ausgangskanalbreite messen:

$$\kappa_i^{\text{ang.}} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_\Omega + \Gamma_j} \quad (5.12)$$

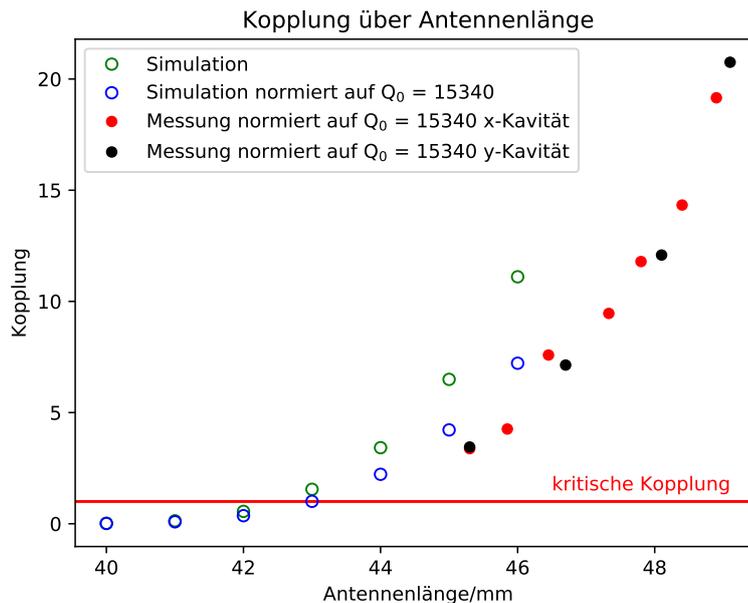
Zusammen mit der gemessenen Breite der Resonanzkurve  $\Gamma$  lässt sich mit Gleichung 5.9 und 5.12 auf die unbekanntenen Einzelbreiten schließen:

$$\Gamma_i = \frac{\Gamma}{1 + 1/\kappa_i^{\text{ang.}}} \quad (5.13)$$

Die Breite des ohmschen Streukanals bei gegebener Güte  $Q_0$  ergibt sich dann zu

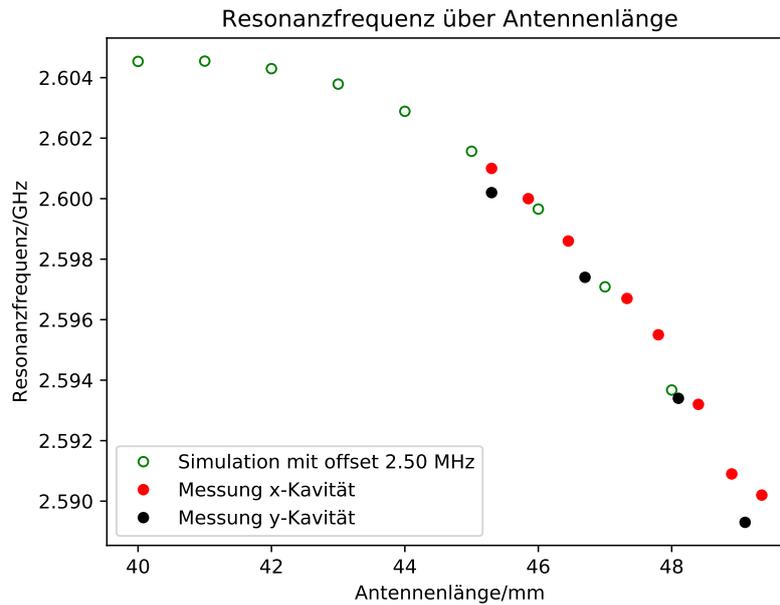
$$\Gamma_\Omega = \frac{f_0}{Q_0} \quad (5.14)$$

Für eine Güte von 15340 ergibt sich damit eine ohmsche Breite von  $\Gamma_\Omega = 169,5 \text{ kHz}$ . Die in Abbildung 5.9 eingezeichneten Kopplungen sind dann mit Gleichung 5.13 und 5.10 berechnet.



**Abbildung 5.9:** Simulation und Messung der Kopplung für die maximale Güte in der Simulation (grün) und eine gegebene Güte von  $Q_0=15340$  in der Simulation (blau), der Messung der X-Kavität (rot) und der Y-Kavität (schwarz).

Der Grund, wieso die rote und die schwarze Kurve nicht mit der blauen übereinanderliegen, ist, dass in der Simulation offenbar die Partialbreiten der Antennenkanäle größer sind. Hier kann in der Theorie mehr Leistung abgezogen werden. Die Kavität in der Simulation ist nur ein Modell. Fertigungstoleranzen in der Realität können zu diesen Abweichungen führen. Eine Fehlerquelle ist z. B. auch das Einschrauben der Antennen,



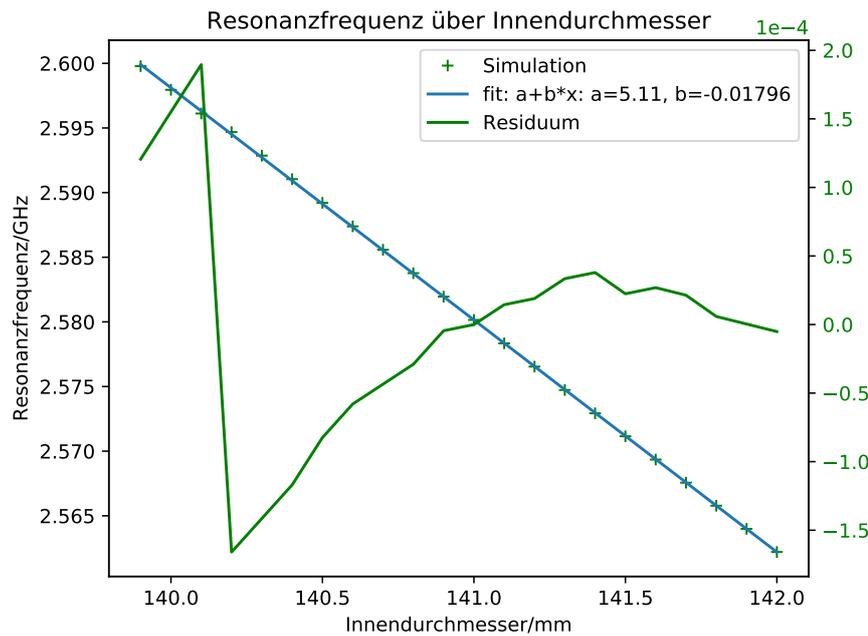
**Abbildung 5.10:** Simulation und Messung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Antennenlänge an der X-Kavität. Die Frequenz der Y-Kavität liegt 800 MHz unterhalb der, der X-Kavität.

das mit einem rundum konstanten Spaltmaß am CF-Flansch erfolgen muss, damit die Antenne exakt durch die Mitte der Bohrung ragt. Am Schaft der Antennen gibt es leichte Radiusänderungen, die nicht mitmodelliert wurden und zu kleinen Reflexionen führen.

Nach Abbildung 5.9 wird die kritische Kopplung voraussichtlich bei einer Antennenlänge zwischen 44 und 43 mm erreicht. Das entspricht nach Abbildung 5.10 einer Resonanzfrequenz zwischen 2,6029 und 2,6038 GHz. Die Mitte liegt bei 2,6034 GHz für die X-Kavität und bei 2,6026 GHz für die Y-Kavität. Die Resonanzfrequenz verringert sich pro mm Durchmesserergrößerung um 18,0 MHz. Der Zusammenhang wird in dieser Größenordnung in erster Ordnung linear betrachtet und eine lineare Regression wie in Abbildung 5.11 vorgenommen. Um die Frequenz 2,5992 GHz zu erreichen, müssen also die Durchmesser um 0,23 mm bei der X-Kavität und um 0,19 mm bei der Y-Kavität vergrößert werden, was fast übereinstimmend ist mit den zwei Zehntelmillimetern Puffer für die Fertigung.

### Kopplung der Antennen nach dem Löten und der Anpassung der Antennen

Das Vergrößern des Innendurchmessers geschah in zwei Schritten. Zwischenzeitlich wurde das Ergebnis überprüft. Insgesamt wurden der Durchmesser der X-Kavität um 0,19 mm vergrößert und der der Y-Kavität um 0,16 mm. Durch das Verlöten der Deckel ist die Frequenz um 1 MHz angestiegen, was jedoch leicht durch die Abstimmkolben



**Abbildung 5.11:** Simulation der Resonanzfrequenz für verschiedene Innendurchmesser zwischen 140 mm und 142 mm. Der berechnete fit-Parameter wird verwendet, um den Wert zu ermitteln, den die Werkstatt im letzten Schritt abdrehen soll.

ausgeglichen werden kann. Die Antennen wurden nun so weit in kleinen Schritten abgefeilt, bis die gewünschte Kopplung erreicht war. Diese Optimierung ist dadurch fehlerbehaftet, dass der Netzwerkanalysator kein reproduzierbares Ergebnis liefert, wenn man die Kabel nach jedem Messvorgang ab- und wieder anschließt. Die Kabel besitzen Leitungsbeläge, die je nach Krümmung zu unterschiedlichen Gesamtimpedanzen der Kabel führen. Der Wert für die Kopplung kann um ca. 10% schwanken. Während der Optimierung wurden für die Antennen alte CF-Dichtungen verwendet, für das endgültige Einschrauben nach der Anpassung jedoch neue. Das führt ebenfalls zu abweichenden Ergebnissen. Nach der Optimierung besitzt die X-Kavität eine Kopplung von 0,94 und die Y-Kavität eine Kopplung von 0,88. Für eine genauere Anpassung könnten neue Dichtungen abgedreht werden. Die Bandbreite und die Signalstärke werden durch die nicht perfekte Anpassung leicht verringert.

### 5.3 Test des Strahlagemonitors an MELBA

Vor Beginn der Baumaßnahmen für MESA ergab sich die Gelegenheit, in einem Zeitfenster von ca. sechs Monaten die Quelle mitsamt 100 keV-Strahlführung testweise zu errichten und Untersuchungen zu Strahleigenschaften, Strahldiagnose und Strahldyna-

mik etc. durchzuführen. In diesen Testaufbau, genannt MELBA (MESA low-energy beam apparatus)[57], konnte auch der neue XYMO eingebaut und getestet werden.

Die Tests an MELBA haben zum Ziel, die grundsätzliche Funktion des Strahlmonitors zu überprüfen. Die wichtigsten Funktionen sind die Linearität des Strahlsignals im Bereich der Apertur und die lineare Abhängigkeit vom Strahlstrom. Die Empfindlichkeit soll nach Möglichkeit vermessen werden.

Das Konzept des Monitors ist wie im vorherigen Kapitel beschrieben auf größtmögliche Empfindlichkeit ausgerichtet. Die Anforderungen des Experiments sind zwar mit 0,1 ppb Asymmetrieunsicherheit genau gegeben, die Strahlqualität und die Beherrschbarkeit der übrigen Parameter an MESA aber nur abschätzbar. Es ist mit einer deutlich größeren Empfindlichkeit gegenüber den MAMI-XYMOs zu rechnen. Die Verbesserung gegenüber diesen besteht in der höheren Leitfähigkeit des Materials Kupfer gegenüber Aluminium und der exakten Anpassung der Antennen sowie leistungsfähigeren Verstärkern.

### 5.3.1 Betreiben des XYMO mit $\beta < 1$

Die Länge der Kammern im XYMO sind so gewählt, dass das Signal maximal wird für Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit. Ist der  $\beta$ -Faktor kleiner als 1, kehrt sich das elektrische Feld in der Kavität um, bevor die Elektronen sie verlassen haben. Dabei wird das Feld wieder abgeregt und das Lagesignal geschwächt. Der  $\beta$ -Faktor berechnet sich aus der kinetischen Energie der Elektronen zu

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left(\frac{E_{\text{kin}}}{mc^2} + 1\right)^2} \quad (5.15)$$

Der Vorgang ist in Abbildung 5.12 anhand des Verlaufs des elektrischen Felds über den Weg, den ein Elektron durch die Kavität nimmt, illustriert. Ein Feld im Bild größer null wird vom Elektronenbunch verstärkt, eines kleiner null wird geschwächt. Eine ungerade Zahl von Halbwellen bedeutet eine Nettoanregung. Im idealen Fall, bei  $\beta = 1$  wird das Feld über die gesamte Flugzeit angeregt.

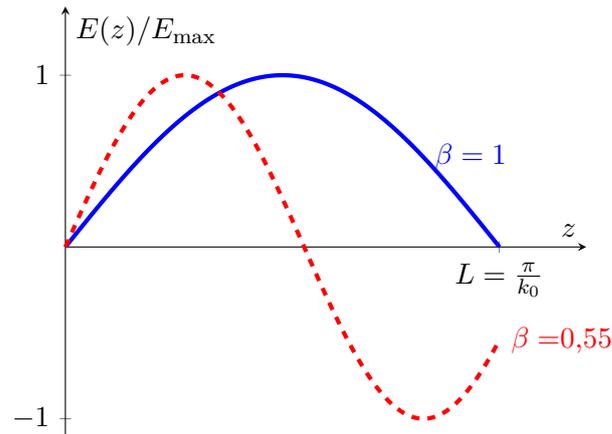
Nach Gleichung 1.28 ist die auskoppelbare Leistung proportional zur Shuntimpedanz  $R_S$ , die wiederum proportional zum Quadrat der Spannung ist, dem Wegintegral des elektrischen Felds entlang des Trajektorie:

$$P \propto R_S \propto U^2 \quad (5.16)$$

$$U = \int_0^L E(z) dz \quad (5.17)$$

$$E(z) = \sin kz \quad (5.18)$$

mit der Länge  $L$  des Resonators.



**Abbildung 5.12:** Beispiele für den Feldverlauf während des Durchflugs eines Elektrons für  $\beta = 1$  und  $\beta = 0,55$ . Für eine Nettoanregung muss das Wegintegral über das Feld  $\int_0^L \sin kz \, dz$  größer null sein.

Sei  $k_0 = \frac{\pi}{L}$  die Wellenzahl für  $\beta = 1$ . Für ein  $\beta < 1$ -Elektron wechselt das Feld schneller mit  $k = k_0/\beta$ . Damit ist das Verhältnis der auskoppelbaren Leistungen

$$\sqrt{P_\beta/P_{\beta=1}} = \frac{\int_0^L \sin \frac{k_0}{\beta} z \, dz}{\int_0^L \sin k_0 z \, dz} \quad (5.19)$$

$$= \frac{\beta(1 - \cos \frac{\pi}{\beta})}{2}. \quad (5.20)$$

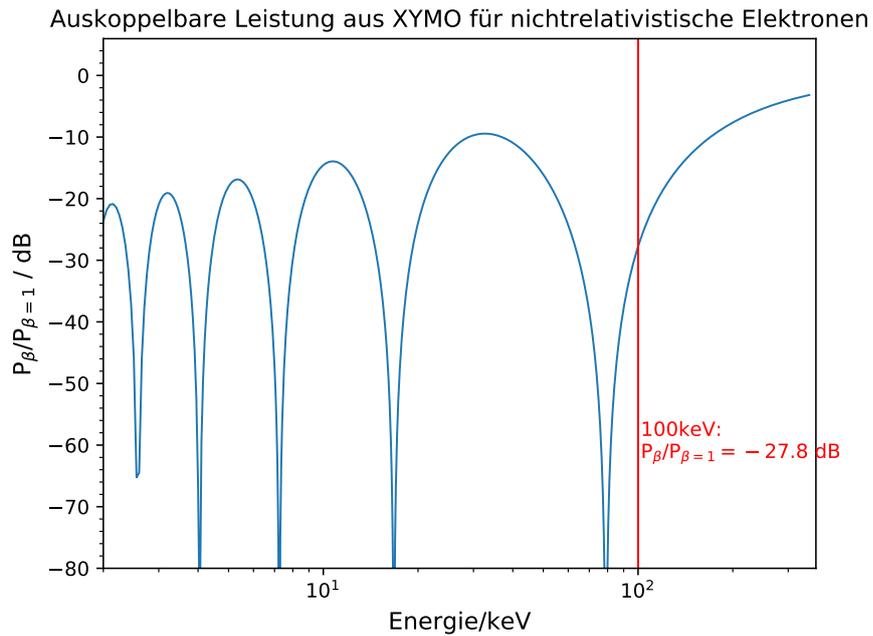
Das Ergebnis ist in Abbildung 5.13 in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen gezeigt. Die Elektronenenergie in MELBA beträgt 100 keV, was einem  $\beta$ -Faktor von 0,548 entspricht. Der Elektronenbunch regt die Mode demnach erst an und dann fast gleichermaßen wieder ab, sodass die Schwingung fast vollständig wieder ausgelöscht wird. Die ausgekoppelte Leistung ist damit um  $\approx 28$  dB gedämpft.

### 5.3.2 Testaufbau in MELBA

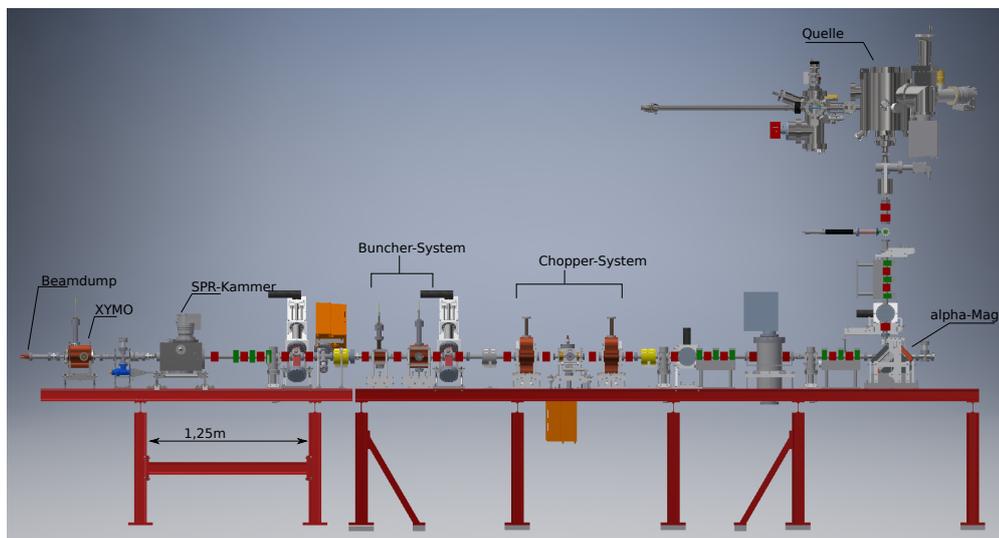
Die Strahlführung mit eingebautem XYMO ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Abbildung 5.15 zeigt den vereinfachten schematischen Aufbau.

Die Hauptkomponenten zur Strahlerzeugung und Bunchformung sind der Laser, die Kathode, der Chopper und der Buncher. Zur Strahlfokussierung sind einige Quadrupole und Wedler verbaut. Weiter hinten in der Strahlführung befindet sich die Smith-Purcell-Kammer [58], mit der die Bunchlänge gemessen wird. Gleich dahinter ist der XYMO verbaut. Zur Ermittlung der Strahlage gibt es bis dahin nur fluoreszierende Leuchtschirme und Drahtscanner.

Wegen der anstehenden Baumaßnahmen geschah der Einbau der Kavität in die MELBA-Strahlführung unter Zeitdruck. Daher wurde auf den Einsatz einer fernsteuerbaren Kolbensteuerung verzichtet. Des Weiteren sind die Achsen der Wedler in der



**Abbildung 5.13:** Mögliche Leistungsausbeute aus dem Strahlmonitor für nichtrelativistische Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie. Mit einer Energie von 100 keV lassen sich nur noch ca. 0,17% der ursprünglichen Leistung erzielen.



**Abbildung 5.14:** Modellaufbau von MELBA. Am Ende der Strahlführung ist der XYMO kurz vor dem Beamdump eingebaut.

Strahlführung nicht exakt ausgerichtet, was wegen Platzmangels einigen zusätzlichen Zeitaufwand benötigt hätte. Eine Kopplung der X- und Y-Signale ist deshalb zu erwarten. Das macht auch die Tatsache irrelevant, dass auch der XYMO nicht exakt ausgerichtet werden konnte. An dieser Stelle sei betont, dass für eine exakte Ausrichtung des XYMO nicht äußere Teile, wie Antennendurchführungen oder Abstimmkolben,



Kollimator / Schritte	$I_{\text{Kolli}} / \mu\text{A}$	$I_{\text{Kathode}} / \mu\text{A}$
3300	8,81	11,0
4500	7,53	11,5

**Tabelle 5.2:** Beispiel zweier Strommessungen aus der Chopper-Kollimator-Messreihe. Bei einer Schrittzahl von 3300 ist der Kollimator ganz geschlossen und der gesamte Kathodenstrom sollte idealerweise auf dem Kollimator deponiert werden. Die Kathodenstrommessung unterliegt einer Schwankung von  $\sigma = 0,13 \mu\text{A}$

Die etwa zur gleichen Zeit durchgeführten Tests der Smith-Purcell-Strahlung, bei denen die Bunchlänge vermessen wird, haben die gleichen suboptimalen Voraussetzungen wie die XYMO-Tests. Es konnte jedoch bereits die maximale Bunchlänge soweit eingegrenzt werden, dass der Bunchfaktor bei der Resonanz vernachlässigbar ist.

Während der Messungen fiel auf, dass der Strahl im Bereich von weniger als 1 Hz unregelmäßige Lageschwankungen aufwies, wie man auf den Fluoreszenzschirmen gut beobachten konnte. Durch Ausschalten der Bunckerkavitäten ließ sich die Ursache experimentell auf eben jene zurückführen. Vermutlich war deren Frequenzregelung nicht optimiert. Die Schwankungen haben zur Folge, dass eine konstante Strahlage nicht ablesbar war und stattdessen für die folgenden Messungen die Strahlage mittels eines Wedlers sinusförmig verändert wurde und die Amplitude der verwendeten Frequenz aus dem Spektrum des Lagesignals nach einer Fourier-Transformation abgelesen wird.

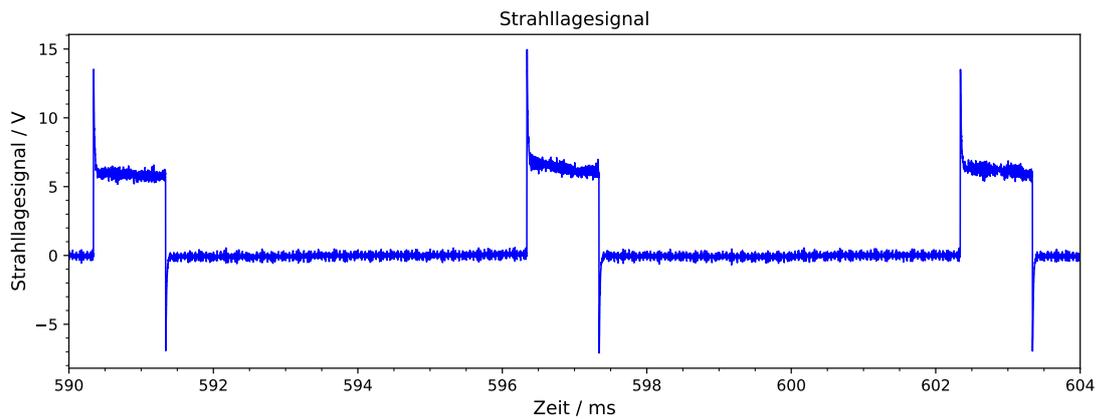
### 5.3.4 Linearität und Empfindlichkeit des Strahlagesignals

Da die Lebensdauer der Photokathode stark durch den Laserbeschuss eingeschränkt wird, man aber einen hohen Strom für hohe Signalamplituden beim XYMO braucht, wurde der Beschleuniger im Impulsmodus betrieben. Dadurch erfährt die Kathode beim verwendeten duty cycle nur ein Sechstel einer entsprechenden DC-Belastung und für die Messungen ist das gepulste Signal ausreichend. Dieses Vorgehen hat auch den Vorteil, dass man beim Beobachten eines gepulsten Strahls wegen des „zerhackten“ Bilds immer deutlich sehen kann, ob man ein Strahlagesignal empfängt.

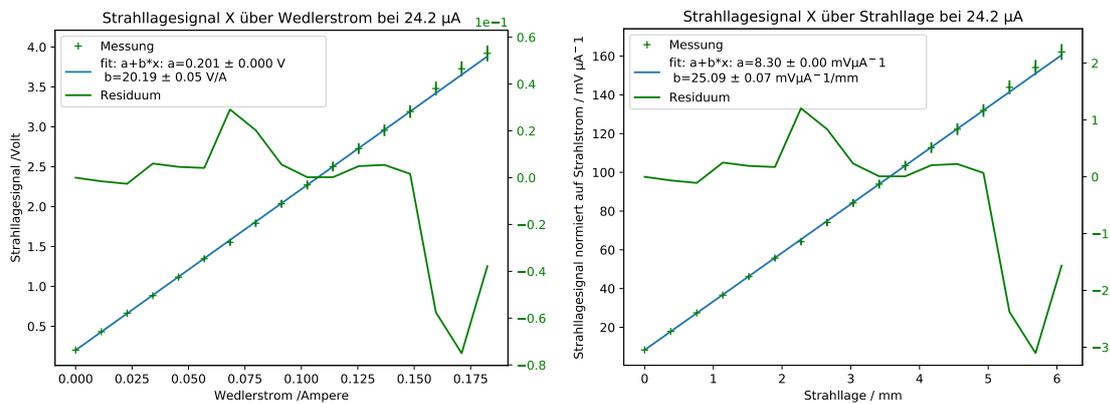
In Abbildung 5.16 sind zwei Pulse im Strahlagesignal zu sehen, die den verwendeten duty cycle zeigen, der als Grundlage für die folgende Strahlstrom- sowie Strahlageberechnung dient. Der gemessene duty cycle ist  $(0,99 \pm 0,02)$  ms zu  $(6,00 \pm 0,02)$  ms.

Durch die Modulation mit dem Rechtecksignal müssen die Ergebnisse aus der Fourier-Transformation mit dem duty cycle-Verhältnis multipliziert werden. Der Strahlstrom wird gemittelt gemessen und ergibt mit dem duty cycle-Verhältnis den Peakstrom.

Wegen der großen Schwankungen im niederfrequenten Bereich in der Strahlage wurde ein zusätzlicher Wedler mit Verstärker und einem Red Pitaya installiert, um die Strahlage zusätzlich zu manipulieren. Auf diese Weise konnte genau wie bei MAMI eine Kalibration des XYMO durchgeführt werden.



**Abbildung 5.16:** 1,9 MHz-Auflösung des duty cycles im Strahlagesignal. Die Überschümpfer könnten von einem parasitären Differenzierer in der Elektronik stammen.

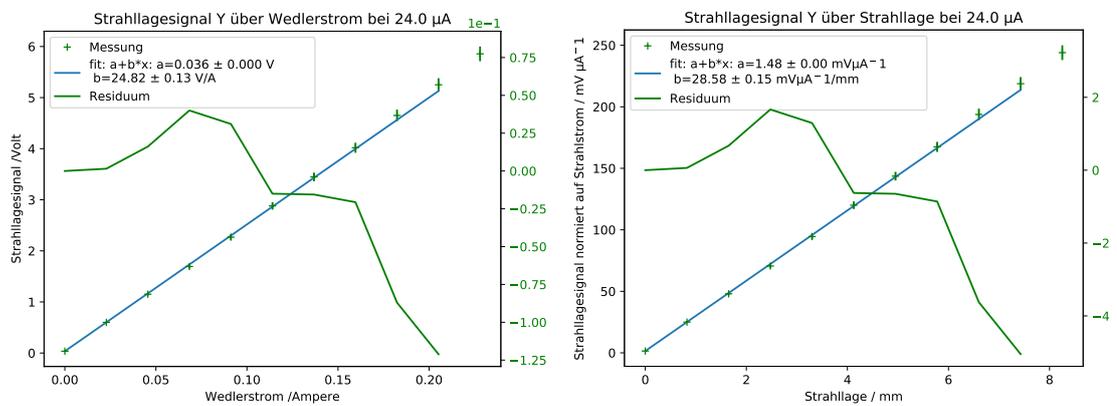


**Abbildung 5.17:** Die Linearität der X-Koordinate. Der Peakstrom der Pulse betrug 24,2 µA.

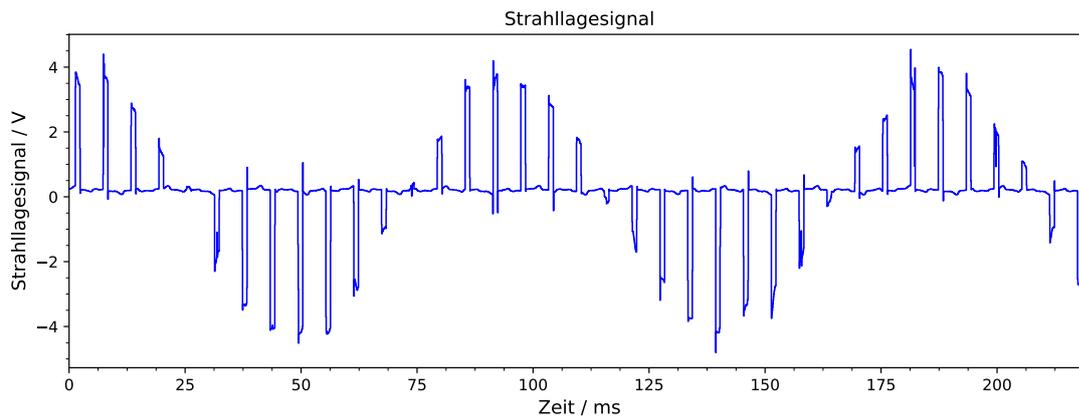
In Abbildung 5.19 ist die 11 Hz-Schwingung der Strahlage deutlich zu sehen. Auch ein Nulldurchgang ist hier zu sehen. Das Ergebnis der Strahlageabhängigkeit des XYMO-Signal ist in den Abbildungen 5.17 und 5.18 zu sehen.

Wedler-Distanz X	0,98 m
Wedler-Distanz Y	1,06 m
Wedlerhub	34(1) mrad A <sup>-1</sup>
duty cycle	6,09 ± 0,13
Chopperöffnung	≈ 170/360
Dämpfung durch $\beta=0,548$	28 dB

**Tabelle 5.3:** Erforderliche Eckdaten zur Bestimmung der Empfindlichkeit des XYMO.



**Abbildung 5.18:** Die Linearität des Strahlagesignals in Abhängigkeit von der Strahlage ist gegeben. Der Punkt mit der größten Ablage wurde vom Fit ausgeschlossen, da hier bereits der Strahl teilweise abgestreift wurde. Der Peakstrom der Pulse betrug 24,0  $\mu\text{A}$ .



**Abbildung 5.19:** Strahlagesignal X-Komponente mit einer 11 Hz-Schwingung durch einen Wedler erzeugt.

### Empfindlichkeit

Der Strahlstrom kann nur indirekt gemessen werden, da es keinen Strahlstrommonitor in der Strahlführung gibt. Bekannt sind aber der Strom, der die Quelle verlässt, und der Öffnungsgrad des Chopper-Kollimators, der den Strahl in Bunche zerhackt. Der Hub des Wedlers ist von Christoph Matejcek vermessen worden und beträgt  $34(1) \text{ mrad A}^{-1}$  bei einer Strahlenergie von 100 keV. Der Abstand zwischen Wedler und Monitor beträgt für die X-Kavität 0,98 m und für die Y-Kavität 1,06 m. Damit ist die Ablage  $33 \text{ mm A}^{-1}$  für die X-Komponente und  $36 \text{ mm A}^{-1}$  für die Y-Komponente.

Damit besitzt der XYMO eine Empfindlichkeit von  $25,1 \text{ V } \mu\text{A}^{-1} \text{ mm}^{-1}$  in Y-Richtung und  $28,6 \text{ V } \mu\text{A}^{-1} \text{ mm}^{-1}$  in X-Richtung.

### Erwartete Empfindlichkeit

Die Stärke des Ausgangssignals des XYMO ergibt sich aus den verwendeten Bauelementen in der XYMO-Elektronik. In Tabelle 5.4 sind sowohl die Bauteile mit ihren jeweiligen Leistungsverstärkungen als auch die Abschwächung durch den  $\beta$ -Faktor angegeben.

Hf-Verstärker	+38,0 dB
Mischer DM0204LW2	-4,5 dB
Kabel-Dämpfung	-2,2 dB
Nf-Verstärker	+40 dB
Gesamtverstärkung Elektronik	71,3 dB
Dämpfung durch $\beta = 0,55$	-27,7 dB
Gesamt	43,6 dB

**Tabelle 5.4:** Verstärkungen und Dämpfungen in der XYMO-Elektronik und Dämpfung durch  $\beta = 0,55$

Das Signal, das die XYMO-Elektronik verlässt, ist um 71,3 dB stärker als das aus der Kavität ausgekoppelte Signal. Mit der erwarteten Abschwächung durch den ungünstigen  $\beta$ -Faktor und die längeren Bunche ist die auskoppelbare Leistung nach Gleichung 1.28  $P_{\text{HF}} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ W/mm}^2/\mu\text{A}^2$ .

Die Shuntimpedanz ist dazu mittels Simulation zu  $6154 \Omega$  pro mm Strahlablage bestimmt worden.

Bei MELBA ergibt sich eine erwartete Empfindlichkeit von  $40 \text{ mV mm}^{-1} \mu\text{A}^{-1}$ . An MESA mit relativistischen Elektronen entspricht das einer Empfindlichkeit von  $1 \text{ V mm}^{-1} \mu\text{A}^{-1}$ .

In Tabelle 5.5 sind die Daten zusammengefasst. Dagegen sind in Tabelle 5.6 die gemessenen Empfindlichkeiten aufgeführt. Die Messung stimmt nur innerhalb der Größenordnung mit der Erwartung überein. Allerdings ist hier nicht die Systematik durch die ungenaue absolute Strommessung berücksichtigt worden. Würde man den Strom, der maximal auf dem Chopperkollimator deponiert werden kann als Rechengrundlage heranziehen, ergeben sich für die Empfindlichkeit an MELBA Werte bis zu  $66 \text{ mV mm}^{-1} \mu\text{A}^{-1}$ .

	Ausgangsspannung mV/mm/ $\mu\text{A}$	HF-Leistung XYMO W/mm <sup>2</sup> / $\mu\text{A}^2$
MELBA	40	$2,4 \cdot 10^{-12}$
MESA	1020	$1,5 \cdot 10^{-9}$

**Tabelle 5.5:** Berechnete Leistungs- und Spannungspegel des XYMO und der XYMO-Elektronik bei 1 mm Strahlablage und  $1 \mu\text{A}$  Strahlstrom. Bei  $150 \mu\text{A}$  Strahlstrom an MESA entspricht der Rauschpegel einer Strahlablage von 11 nm. Die beiden Reihen unterscheiden sich im  $\beta$ -Faktor.

Koordinate	MELBA( $\beta = 0,548$ )	MESA( $\beta = 1$ )
X	$25,09 \pm 0,07$	$608,5 \pm 1,7$
Y	$28,58 \pm 0,15$	$693,2 \pm 3,6$

**Tabelle 5.6:** Empfindlichkeit in  $\text{mV } \mu\text{A}^{-1} \text{ mm}^{-1}$  an MELBA und MESA, also mit verschiedenen Strahlenergien. Die Werte für X und Y stimmen innerhalb der Fehler nicht überein. Eine Berücksichtigung der leicht unterschiedlichen Kopplungen würde die Diskrepanz weiter vergrößern.

### 5.3.5 Untergrund

Insbesondere weil die Signalübertragung asymmetrisch ist, können auf dem Signalweg Störungen aufgefangen werden, die nicht der Strahlage entsprechen, wie in Kapitel 3.5.2 beschrieben.

In Abbildung 5.20 ist das Spektrum des Untergrunds sowie das Signal des X-Kanals abgebildet. Wie zu erwarten, ist die Netzfrequenz von 50 Hz dominant. In Abbildung 5.21 sind die Untergrundsignale der beiden Kanäle histogrammiert. Ein Offset von  $-0,2 \text{ V}$  für X und  $-0,04 \text{ V}$  für Y konnte gemessen werden.

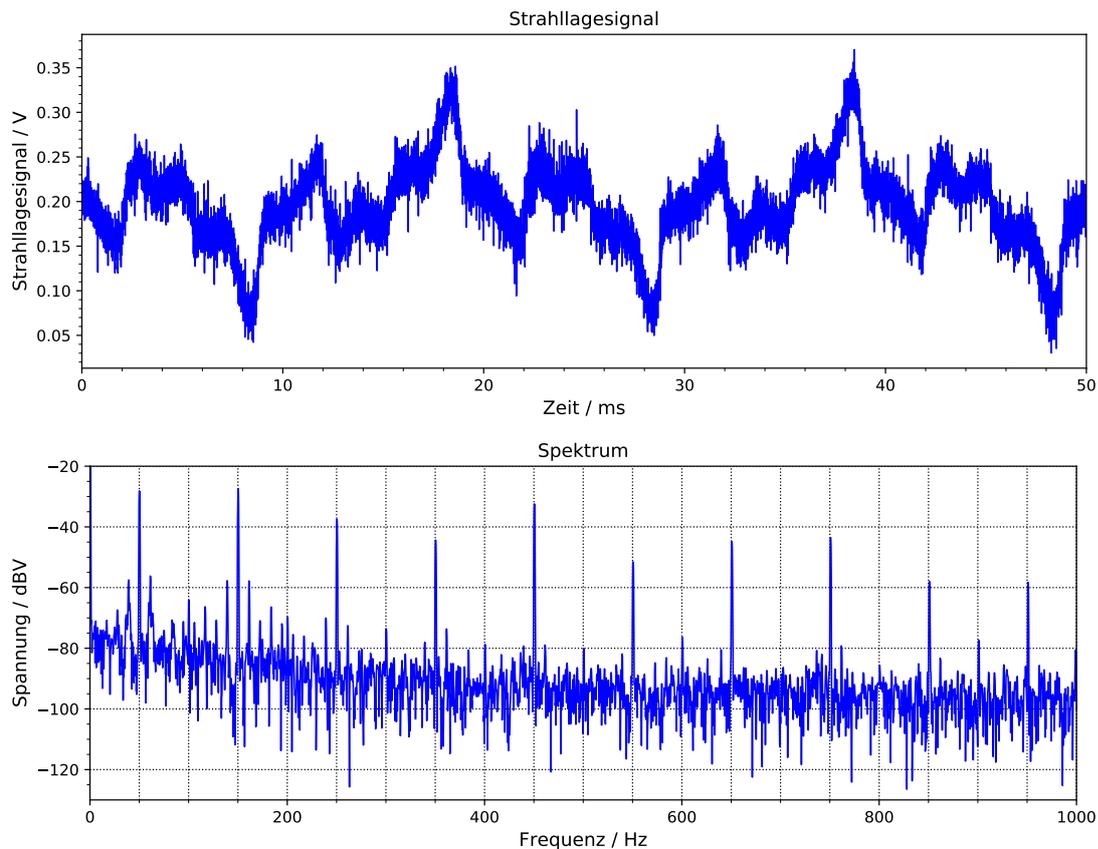


Abbildung 5.20: Signal und Spektrum des Störsignals des X-Kanals.

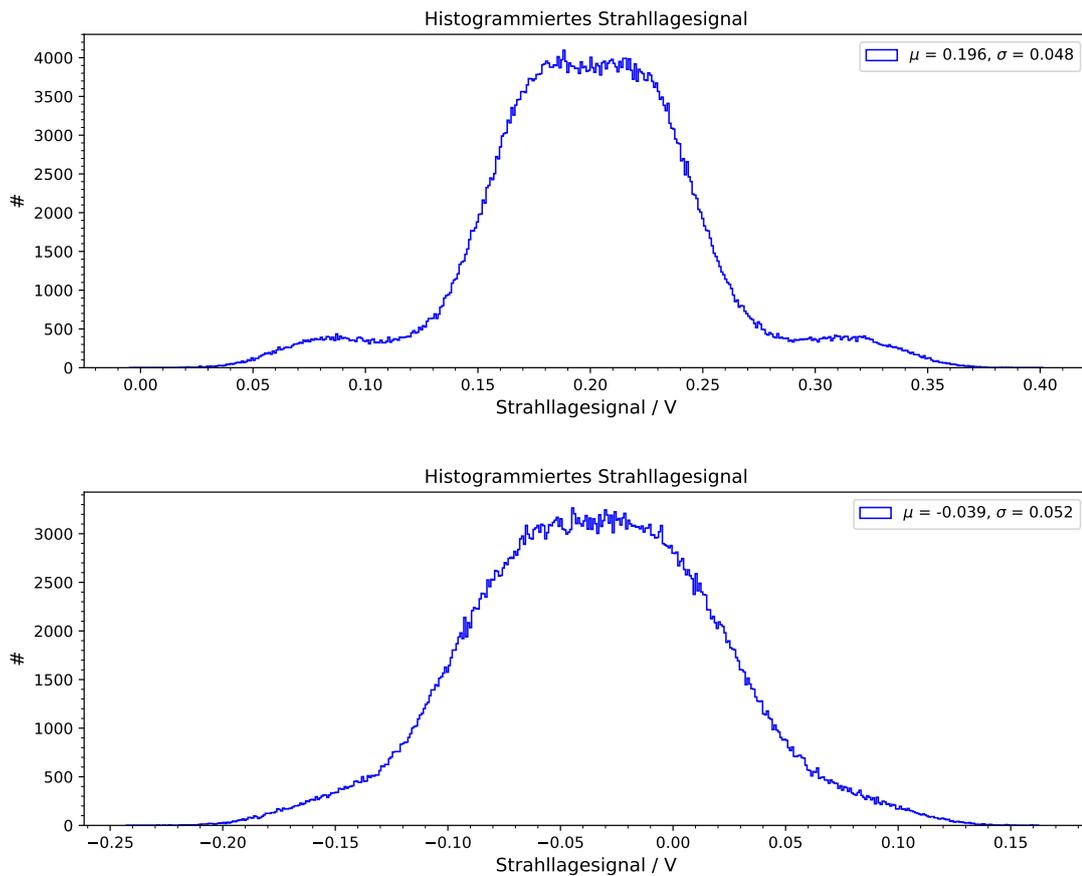
### 5.3.6 Linearität mit dem Strahlstrom

Auch zu verschiedenen Strahlströmen wurden Signale aufgenommen, um zu untersuchen, ob sich das Signal linear verhält. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.22 zu sehen.

### 5.3.7 Abhängigkeit von Bunchlänge

Mit dem Kollimator des Choppers kann die Bunchlänge variiert werden. Dabei verändert sich auch der Strom. So kann man die lineare Abhängigkeit des Signals vom Bunchfaktor nachweisen. In Abbildung 5.23 ist das Chopper-Prinzip schematisch dargestellt. Mit der Deflektorkavität wird der Strahl kreisförmig auf einen Kollimator gelenkt. So wird der Strahl zerhackt und die Bunchlänge variiert mit dem Öffnungsgrad der beweglichen Seitenbacken. Mit der darauffolgenden Deflektorkavität wird der Strahl wieder in die Gerade gelenkt. Nach dem Chopper folgt der Buncher [59]. Dort erfahren die Elektronen eine phasenabhängige Geschwindigkeitsmodulation durch eine  $TM_{010}$ -Mode. Dabei werden später einfliegende Elektronen beschleunigt und früher ankommende gebremst.

Die Geschwindigkeitsmodulation kann so eingestellt werden, dass sie für eine Eintrittsphase von  $\pm\pi/2$  linear ist. Allerdings befand sich der Fokus des Bunchers, also der



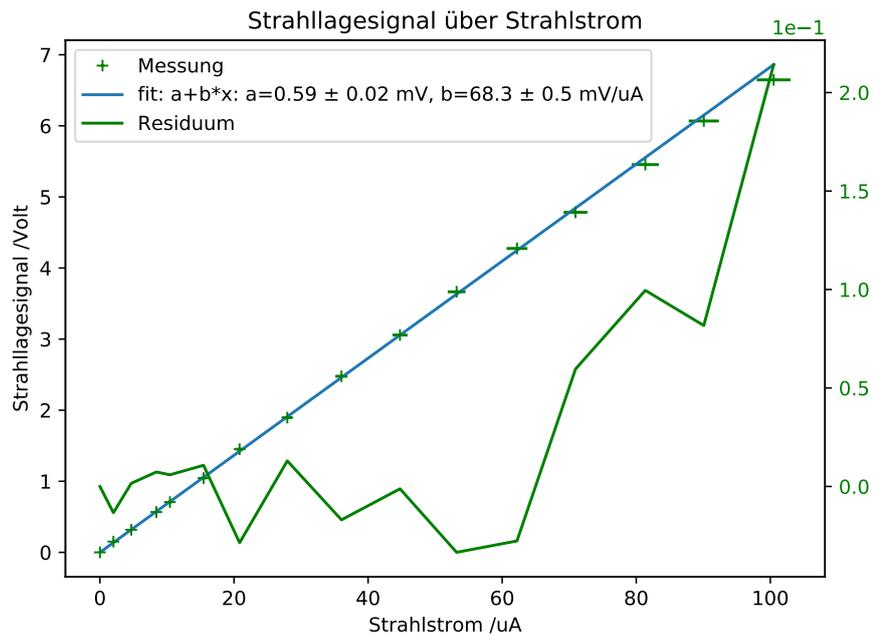
**Abbildung 5.21:** Offset des X- und Y-Kanals(unten).

Punkt, bei dem der Bunch am kleinsten ist und nach welchem er wieder auseinanderdriftet, wenn er nicht auf  $v = c$  beschleunigt wird, bei der Smith-Purcell-Kammer zur Bunchlängenmessung.

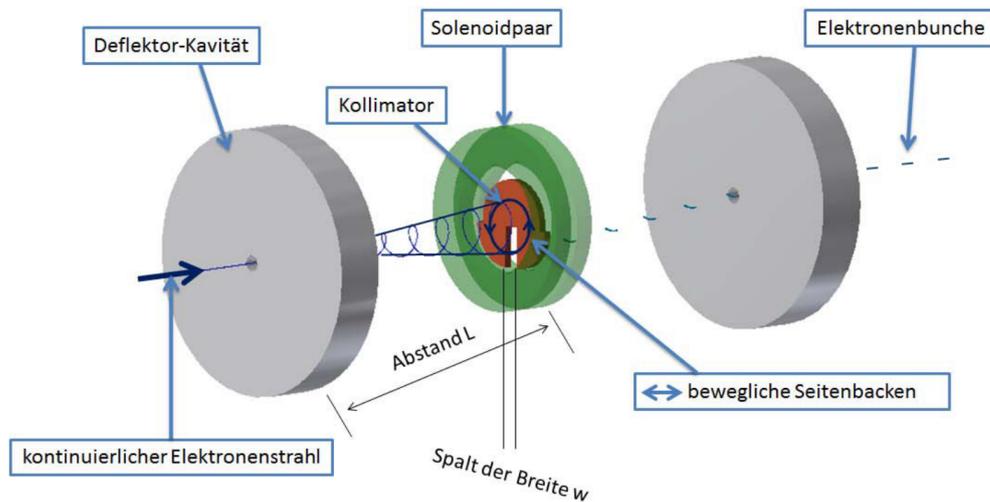
Wie in Kapitel 1.5 beschrieben, sollte die Signalstärke mit steigender Bunchlänge abnehmen. Weil der XYMO nicht im Fokus des Bunchers liegt, steigt die Bunchlänge, wie oben beschrieben, auch bei eingeschaltetem Buncher mit größer werdendem Kollimatorspalt.

Der Kollimator wird verstellt, indem der Steuerung eine bestimmte Schrittzahl vorgegeben wird. Diese ist nicht zwingend fest mit einer bestimmten Spaltbreite verknüpft. Wird der Spalt zu weit aufgefahren oder zu fest geschlossen, kann sich der Offset verschieben. Innerhalb einer Messreihe behalten Einstellungen und Spalt aber einen festen Zusammenhang. Siehe dazu [61].

In Abbildung 5.24 ist der Signalverlauf bei sich öffnendem Spalt des Kollimators, normiert auf den Strahlstrom, zu sehen. Für die Strahlstromnormierung als Referenz dient die Differenz aus dem auf den Kollimatorbacken deponierten Strom und bei geschlossenem Kollimator deponierten Strom. Des Weiteren ist eben dieser Strahlstrom in



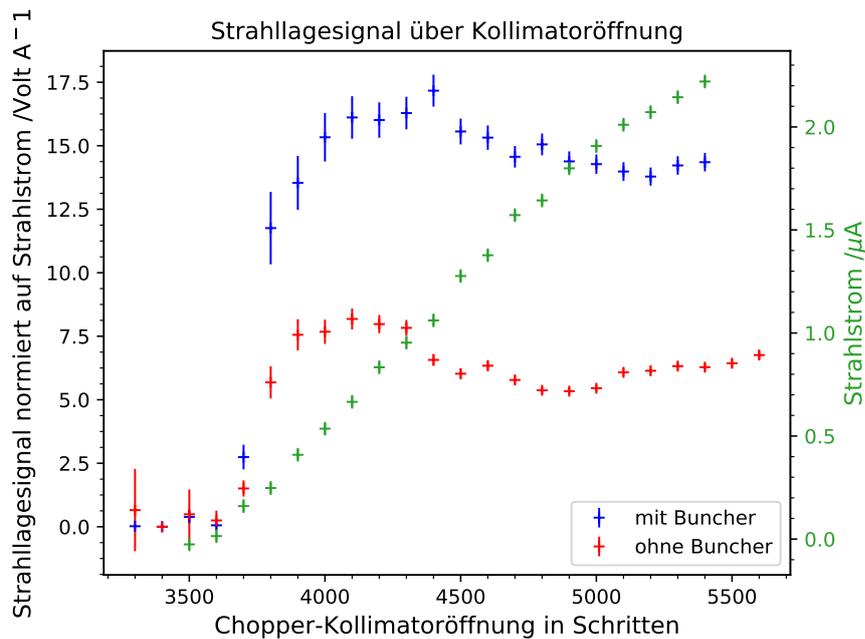
**Abbildung 5.22:** Die Linearität des Strahlagesignals in Abhängigkeit des Strahlstroms ist gegeben. Das Signal wurde an einer Strahlagefrequenz von 11 Hz mit einer Ablage von 5,4 mm vermessen. Der Strahlstrom schwankte um ca. 2,5%



**Abbildung 5.23:** Schematische Darstellung des Choppers. Erklärung im Text. Abbildung aus [60].

Abhängigkeit von der Kollimatoröffnung aufgetragen. Der Stromverlauf ist weitgehend linear zwischen 3800 und 5000.

Zunächst steigt das Signal, wie zu erwarten, stark mit der initialen Öffnung des Kollimatorspalts an. Die Kurven zeigen beide einen Abfall der XYMO-Signalstärke ab einer Kollimatoröffnung von ca. 4400. Der Unterschied zwischen eingeschaltetem und ausge-



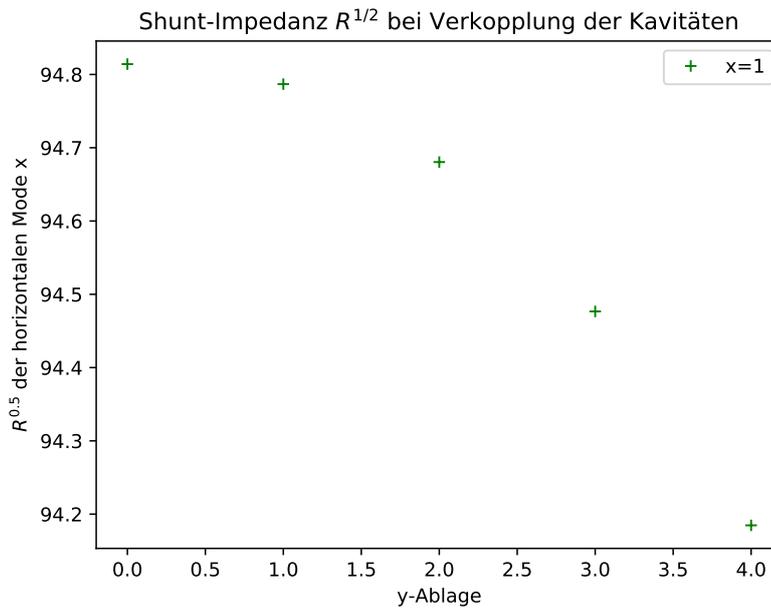
**Abbildung 5.24:** Abhängigkeit des XYMO-Signals von der Chopper-Öffnung bei eingeschaltetem und ausgeschaltetem Buncher. Das Signal ist normiert auf die Differenz zwischen dem Strom, der auf den geschlossenen Kollimatorbacken deponiert wird, und dem Strom auf den geöffneten Kollimatorbacken.

schaltetem Buncher ist allerdings deutlich. Der Buncher verdoppelt die Empfindlichkeit des XYMO.

Die Sensitivität des XYMO auf die Bunchlänge kann in der Zukunft mit einer genauen Bunchlängen-Messung mittels Smith-Purcell-Strahlung überprüft werden, während der Strahlstrom mit einem Strahlstrommonitor genau gemessen werden kann.

### 5.3.8 Verkopplung von X und Y

Es besteht zwar ein linearer Verlauf des Felds in Abhängigkeit von der Strahlablage in Richtung einer Koordinate, jedoch mit einer leichten Abhängigkeit von der jeweils anderen, nicht gemessenen Koordinate. Das liegt daran, dass die Steigung des Felds orthogonal zu seiner Messrichtung nicht null ist, jedoch deutlich geringer als die Steigung in Messrichtung. Zu sehen ist das in der Simulation an der Shuntimpedanz einer Mode in Abhängigkeit von X und Y in Abbildung 5.25. Die Stärke des Effekts folgt der Form des Feldes, das die Mode erzeugt. Also ist der Effekt in der Nähe der Strahlachse sehr schwach. Bei einer x-Ablenkung von 1 mm verändert sich das x-Signal um 0,04 % bei einer y-Änderung von 0 auf 1 mm. Je näher also an der Strahlachse gemessen wird, desto unabhängiger ist das Lagesignal von der Strahlabweichung in die andere Richtung.

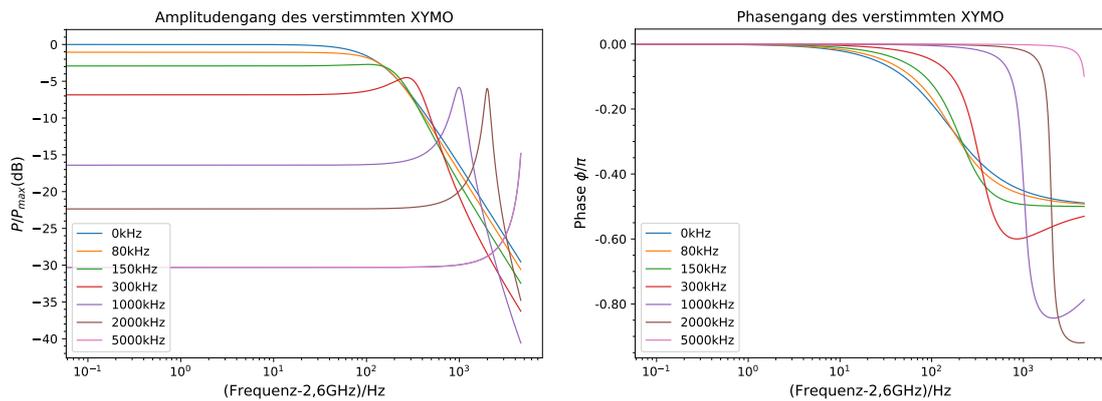


**Abbildung 5.25:** Die Verkopplung der beiden Strahlparameter X und Y in der Shuntimpedanz verursacht durch die gewölbte Form des E-Felds.

Wegen der genannten Messbedingungen konnte eine Kalibration an MELBA nicht vorgenommen werden. In MESA muss solch eine Kalibration vorgenommen werden. Die Ergebnisse müssen als Korrektur auf die Strahlparameter angewendet werden.

## 5.4 Amplituden- und Phasenverhalten bei Verstimmung mittels Kolben

In Kapitel 1.5.1 ist bereits beschrieben worden, dass die Resonatorhöhle im optimalen Betriebsmodus einem Tiefpass gleichkommt. In diesem Kapitel wird erläutert, wie sich das Amplituden- und Phasenverhalten ändert, wenn die Höhle verstimmt wird. Eine kleine Verstimmung kann z. B. durch eine unkorrekte Einstellung des Regelkolbens entstehen, aber auch durch Temperaturschwankungen. Die Resonanzfrequenz ändert sich um  $42 \text{ kHz/K}$ . Bei einer Bandbreite von  $\pm 150 \text{ kHz}$  wäre damit eine Temperaturschwankung um mehr als 1 Grad beträchtlich und eine temperaturgesteuerte Kolbenregelung angezeigt. Allerdings liegt die Zielbandbreite bei über  $250 \text{ kHz}$ , was eine solche Schwankung wiederum weniger kritisch macht. Schlussendlich muss der Einsatz einer Kolbenregelung von der Umgebung im Beschleuniger abhängig gemacht werden. Mit dem Abstimmkolben ist eine Verstimmung von  $5 \text{ MHz}$  möglich. In Abbildung 5.26 sind Amplituden- und Phasenverhalten von Verstimmungen von  $0 \text{ MHz}$  bis  $5 \text{ MHz}$  zu sehen.



**Abbildung 5.26:** Übertragungsfunktion für einen verstimmten XYMO von 0 bis 5 MHz. 5 MHz entspricht auch ungefähr der maximal möglichen Verstimmung.

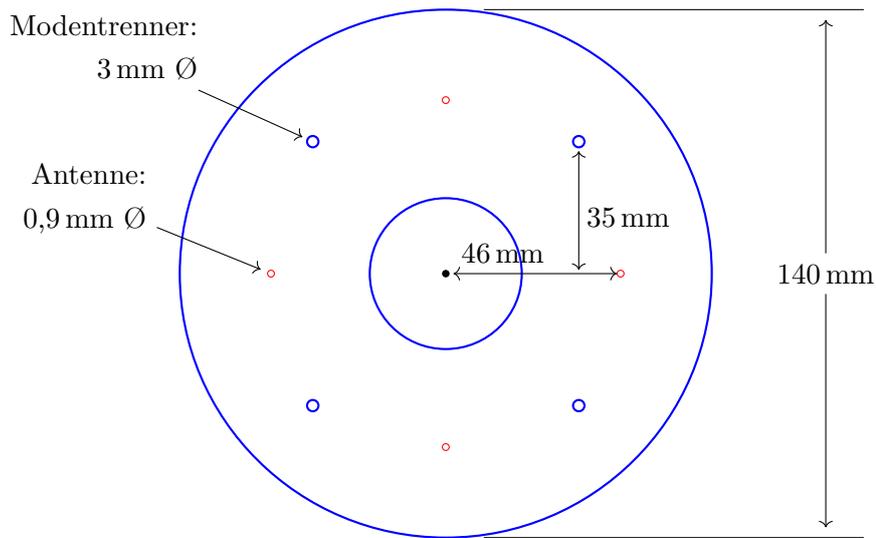
## 5.5 Gedanken zu einem günstigen XYMO

Die Höhe der Produktionskosten des oben vorgestellten XYMOs beläuft sich auf ca. 15 k€, davon ca. 5 k€ Material. Für die gesamte Strahlführung von MESA sind fast 100 XY-Monitore notwendig. Neben der Möglichkeit Pick-Up-Monitore<sup>2</sup> zu verwenden, kann auch ein kleinerer XYMO mit hoher Bandbreite und geringerer Genauigkeit hergestellt werden. Die hohe Bandbreite bzw. kleine Güte gewährleistet, dass man allein durch präzise Fertigung des Topfs die Resonanzfrequenz treffen kann, ohne einen Abstimmkolben zur Hilfe nehmen zu müssen. Der schnelle Herstellungsprozess macht eine Massenanfertigung in den Werkstätten des Instituts denkbar.

Eine solche Kavität ließe sich aus Edelstahl fertigen und besäße nur eine Kammer, in der die beiden orthogonalen TM<sub>110</sub>-Moden Platz finden müssen. Länge und Position der Modentrenner haben bei diesem Typ Kavität deutlich stärkeren Einfluss auf die Form der Moden als in der Doppeltopfkavität, wie sich bei Simulationen gezeigt hat. Die Anordnung der Modentrenner und Antennen in der Kavität ist in Abbildung 5.27 gezeigt. Die Modentrenner sind bei diesem Typ Kavität um 45° versetzt gegenüber den vier Antennen angebracht. Ein Anbringen der Antennen an nur einer Seite des Topfs verringert wiederum die Kosten. In wenigen herantastenden Simulationsdurchläufen wurde für die Dimensionen der Modentrenner die Länge  $L = 55$  mm und  $D = 3$  mm bei einem Durchmesser der Kavität von 140 mm und einer Länge von 57 mm gefunden und die Dämpfung der jeweils orthogonalen Mode untersucht.

Wie in Kapitel 1.5, Gleichung 1.28 beschrieben, ist die Ausgangsspannung proportional zur Strahlablage und damit proportional zur Wurzel der Shuntimpedanz. Um die Ausgangssignale bei verschiedenen Ablagen miteinander vergleichen zu können, wurde

<sup>2</sup>Minimal-invasives Positionsmessgerät, das auf dem Prinzip der Induktion beruht und eine sehr kleine Güte besitzt.

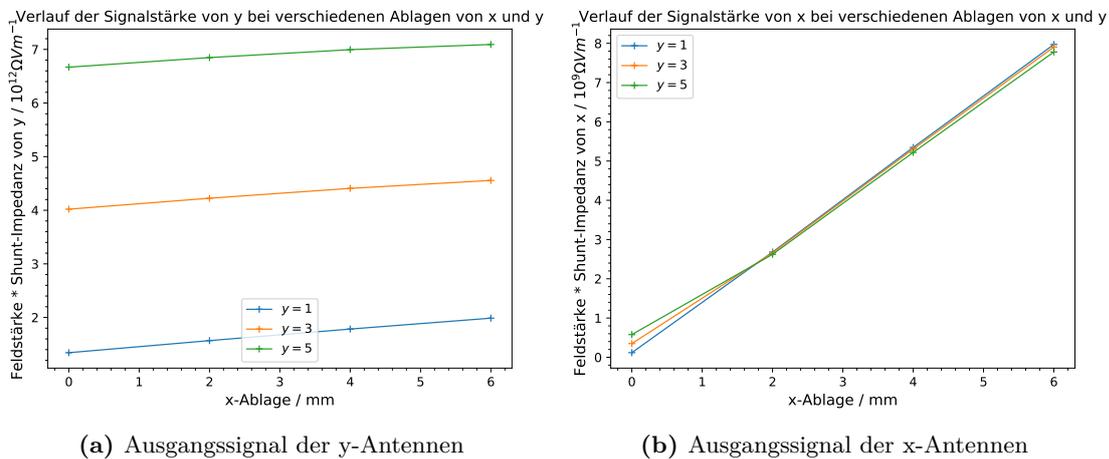


**Abbildung 5.27:** Anordnung der Antennen und Modentrenner in einer Einkammerkavität. Die Apertur beträgt 40 mm.

das Produkt aus Shuntimpedanzen und Feldstärke am Ort der Antennen über alle  $n$  Moden summiert.

$$U_{\text{out}} \propto \sum_{i=0}^n E_i * \sqrt{R_i} \quad (5.21)$$

In Abbildung 5.28 ist das Ergebnis zu verschiedenen Ablagen zu finden.



**Abbildung 5.28:** Simulation der Ausgangssignale zu verschiedenen Strahlablagen.

Vergleicht man nur die Feldstärke der beiden vermeintlich orthogonalen Moden am Ort zweier gegenüberliegender Antennen, so erkennt man eine Dämpfung von -27 dB. Im Vergleich dazu ist die Dämpfung in der Zweikammerkavität -122 dB.

Unter Verwendung eines Simulationstools wie CST Design Studio [62] könnte eine Konstellation mit noch weniger Kopplung der Kanäle gefunden werden. Es sollte dabei

jedoch ein Bereich gefunden werden, in welchem keine so hohe Empfindlichkeit der Simulationsergebnisse gegenüber geringfügigen Änderungen der Modentrennerposition und -form gegeben ist. Dadurch wird die natürliche Abweichung des Modells von der Realität abgefangen.

# Zusammenfassung und Ausblick

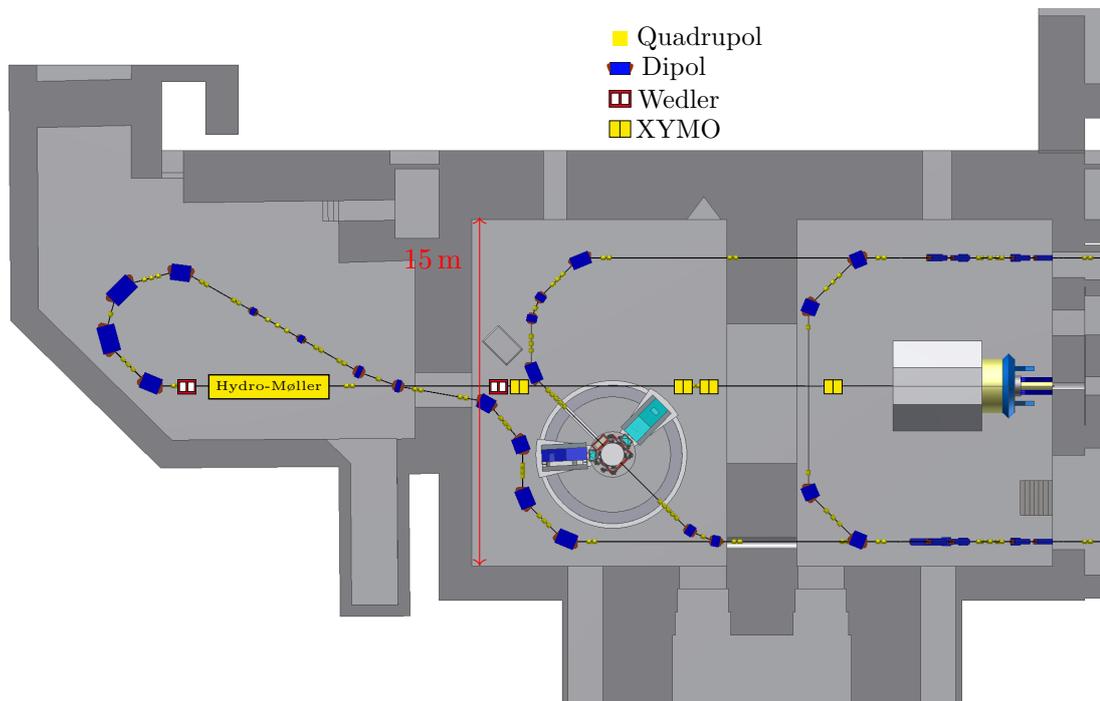
In dieser Arbeit wurde ein Regelungskonzept erarbeitet, das in der Lage ist, mithilfe von Hochfrequenzresonatoren und Dipolspulen die Lageschwankungen eines Elektronenstrahls derart zu kontrollieren, dass die Anforderungen, die das P2-Experiment an die Genauigkeit dieser Strahlparameter stellt, erfüllt werden können. Für die Stabilisierung und Messung der Strahlage wurde ein Regelungs- und Datenerfassungskonzept erarbeitet, das durch seine Flexibilität und Modularität schnell einer veränderten Umgebung oder neuen Anforderungen angepasst werden kann. Angesichts der Tatsache, dass weder der Beschleuniger, an dem das System zum Einsatz kommen soll, noch die Halle, in dem dieser Platz finden soll, bislang fertiggestellt wurden, ist Flexibilität eine Grundanforderung. Das digitale Datenaufnahmegerät „Red Pitaya“ ist kostengünstig, ausreichend genau und seine Bedienung und Konfiguration erwies sich wegen des offenen Quellcodes der Anwendungen als einfach im Vergleich zu anderen Speziallösungen. Der Aufwand, den eine Portierung seiner Funktionen auf ein anderes Gerät mit ähnlichen Eigenschaften bedeutet, wäre überschaubar.

Der Einsatz der IQ-Demodulation besitzt ausreichende Genauigkeit und erfüllt ihren Zweck der phasenunabhängigen Messung, auch wenn sie stärker rausch- und störungsbehaftet ist als die herkömmliche Art der Datenaufnahme mit einfachem Mischen ins Basisband.

Für eine weitere Verbesserung der Signale sowie Reduzierung ihrer Anzahl kann der Einsatz einer digitalen IQ-Demodulation erwogen werden. Diese kann ebenfalls auf dem FPGA der Red Pitayas Platz finden. Bereits von Vorteil für die Messgenauigkeit der Asymmetrie wäre auch nur die zusätzliche Datenaufnahme des 10 MHz-Signals, und nachträgliche (offline-)Demodulation.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde der Hochfrequenzstrahlagemonitor für den Einsatz bei P2 vorgestellt. Die Tests auf Funktion und Linearität verliefen erfolgreich. Seine Empfindlichkeit von  $\approx 700 \text{ mV/mm}/\mu\text{A}$  mit einem Rauschpegel, der einer Ablage von 11 nm entspricht, übertrifft die Anforderungen an die Genauigkeit bei Weitem, birgt aber wegen möglicher hoher Leistungspegel auch eine Gefahr für die Elektronik. Für die Regelung und Messung der Strahlage und des -winkels für das P2-Experiment müssen noch drei weitere XYMOs gebaut und gemeinsam mit den Wedlern wie in Abbildung 4.1 installiert werden.

Für die fast 100 Strahlmonitore hingegen, die in der MESA-Strahlführung nötig sind, gebietet es sich wegen der hohen Kosten des XYMO, eine angepasste Variante herzustellen. Es ließen sich am XYMO einige empfindlichkeitsverringende Veränderungen vornehmen, die erhebliche Zeit- und Kostenersparnis bedeuten würden. Dazu zählen der Einbau paralleler Antennen, die nicht in das Maximum des Felds ragen. Das Anstreben einer Bandbreite von mehr als 1,5 MHz unter gleichzeitigem Verzicht auf die Tunerkolben hätte zur Folge, dass die Empfindlichkeit um einen Faktor 2,2 abnimmt. Diese Gütereduktion wäre auf einen Schlag erreicht, wenn die Kavität aus Edelstahl hergestellt würde. Zu guter Letzt wäre die Entwicklung einer Einkammerkavität möglich.

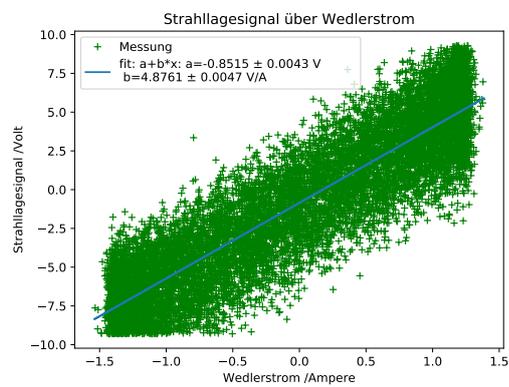
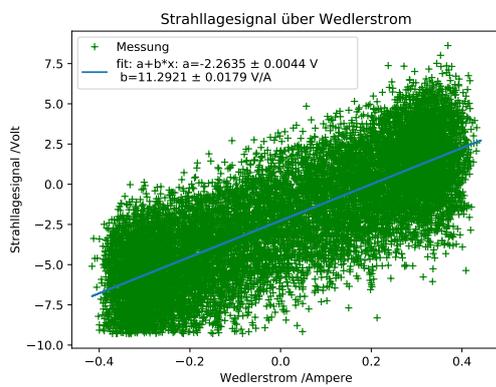


**Abbildung 4.1:** Möglicher Einbau der Regelung in die Strahlführung vor dem P2-Experiment.

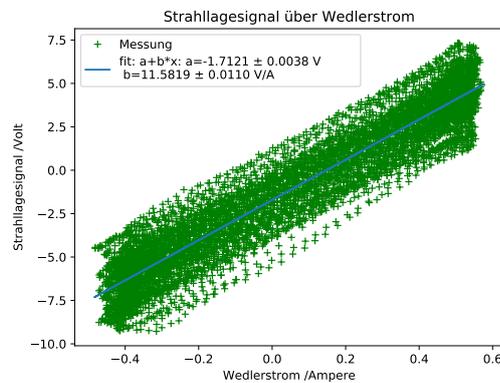
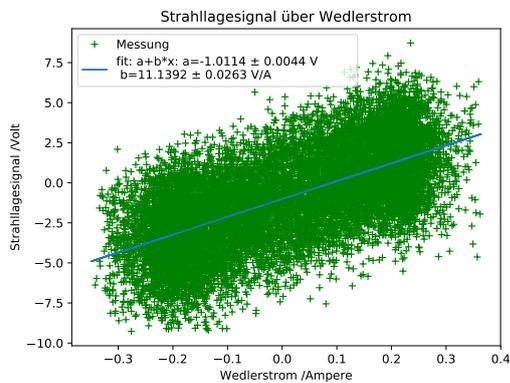
# Anhang A

## Kalibration der XYMOs

### SFX1xymo01



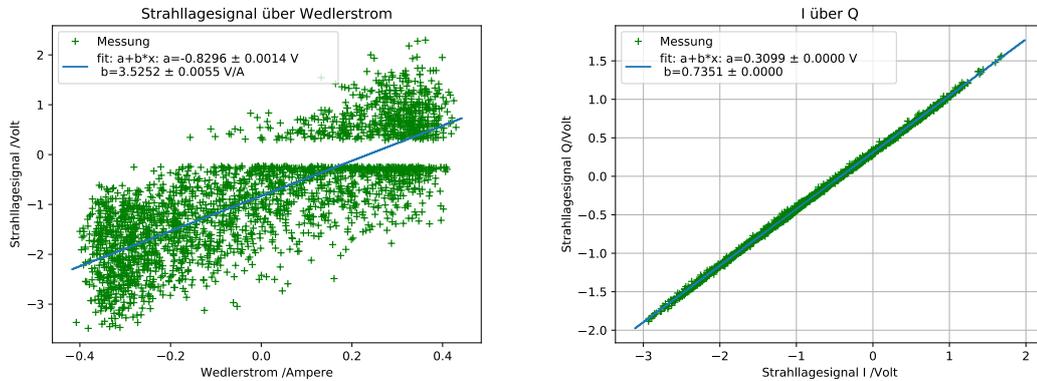
(a) Kalibrationsrun 143. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). (b) Kalibrationsrun 152. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler EXTRwedq07(x).



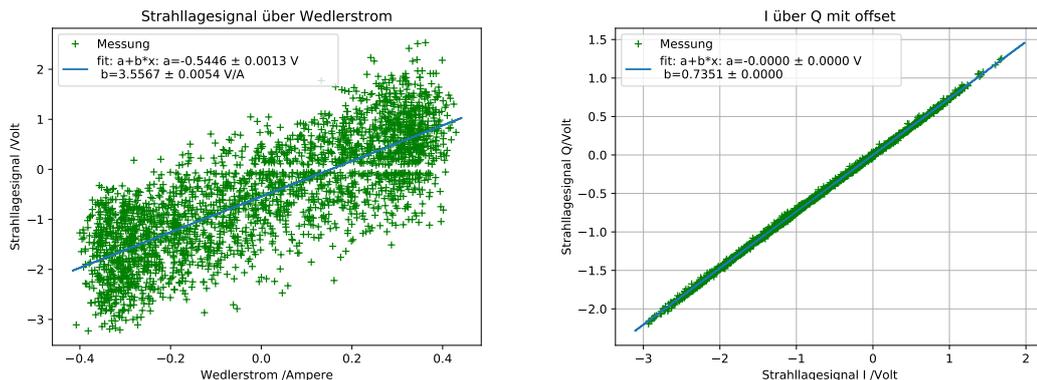
(c) Kalibrationsrun 146. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler EXTRwedq07(x). Hier hat das Signal gar nicht geklippt. (d) Kalibrationsrun 0706167\_146. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x).

Abbildung 1.1: Kalibration des SFX1xymo01 mit verschiedenen Wedlern bei einem Strahlstrom von  $10 \mu\text{A}$

## SFX1xymo04 analoge IQ-Demodulation



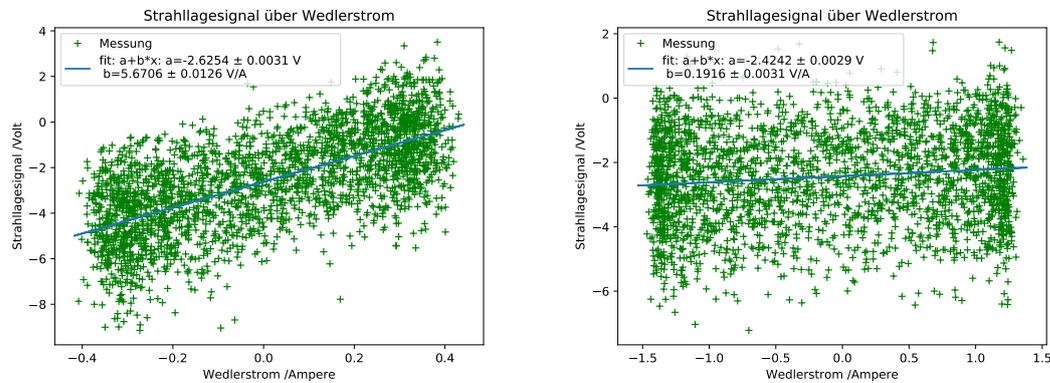
(a) Kalibrationsrun 143. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). I und Q besitzen einen Offset, was zu der Lücke um 0 führt. (b) Das zugehörige XYMO-Signal. I und Q gegeneinander aufgetragen. Ein Offset ist zu erkennen



(c) Kalibrationsrun 143. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). Q ist um den oben ermittelten Offset verschoben, das Signal ist korrigiert. (d) Das zugehörige XYMO-Signal. I und Q sind gegeneinander aufgetragen, Q um den Offset korrigiert.

**Abbildung 1.2:** Kalibration des SFX1xymo04 mit I- und Q-Daten. Oben ohne Offset-Berichtigung. Unten mit Offset-Berichtigung.

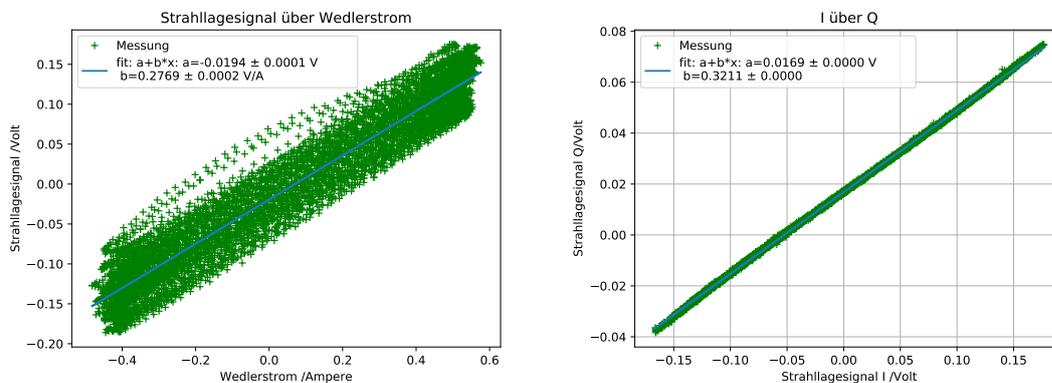
## EXTRxymo07



(a) Kalibrationsrun 143. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). (b) Kalibrationsrun 152. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler EXTRwedq07(x).

**Abbildung 1.3:** Kalibration des differentiell übertragenen Basisband-Signals EXTRxymo07 mit verschiedenen Wedlern.

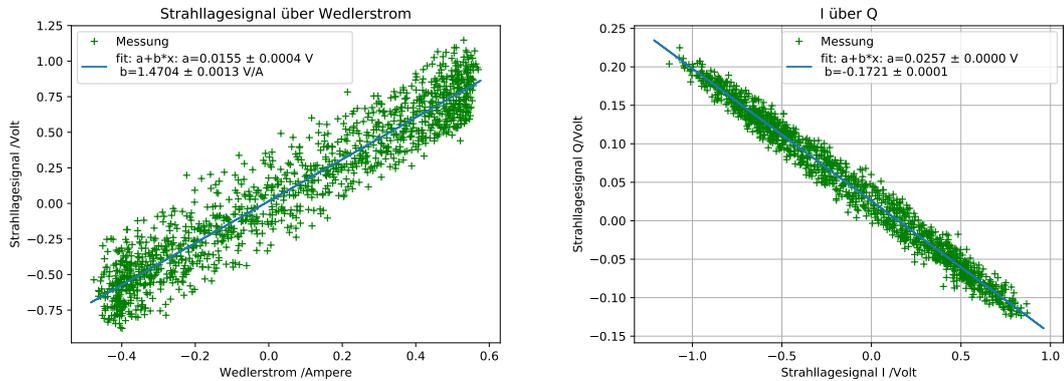
## EXTRxymo07 offline IQ-Demodulation



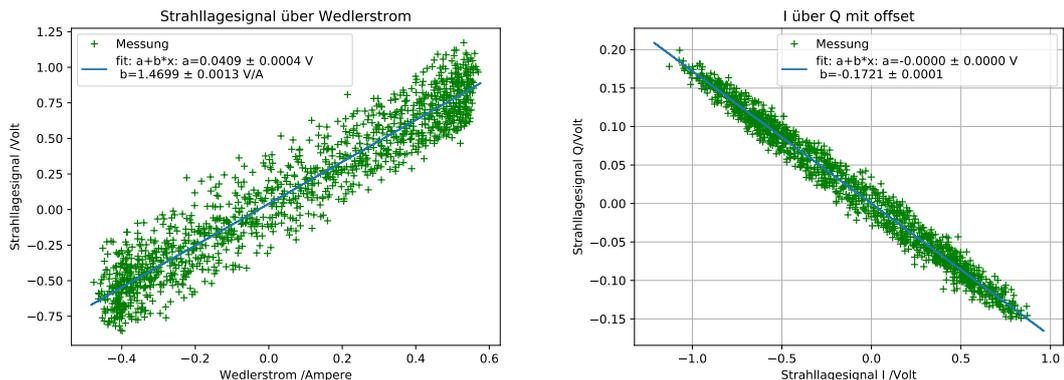
(a) Kalibrationsrun 145. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). Bereits korrigiert um den Offset rechts. (b) Das zugehörige XYMO-Signal. I und Q gegeneinander aufgetragen. I und Q sind jeweils zweimal hochpassgefiltert mit 130 kHz.

**Abbildung 1.4:** Kalibration des 10 MHz-Signals des extrxymo07 mit offline IQ-Demodulation.

## EXTRxymo07 analoge IQ-Demodulation



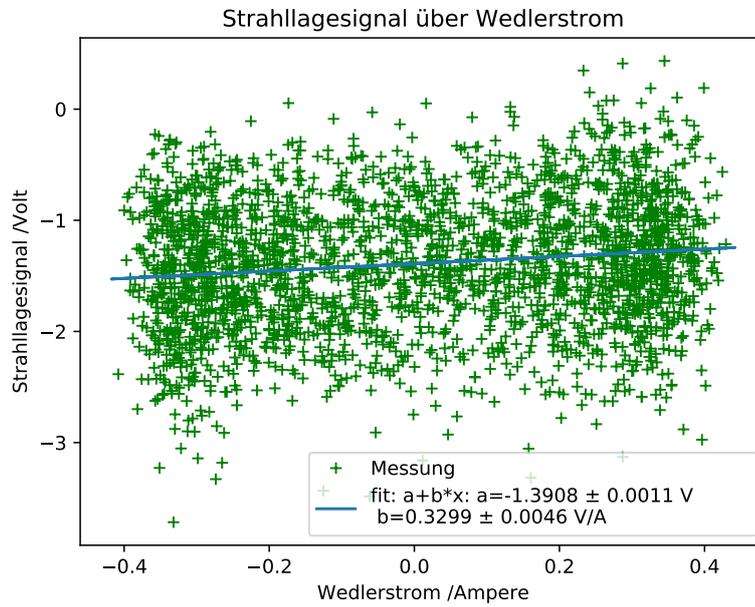
(a) Kalibrationsrun 145. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). Die Lücke um null ist sehr klein. (b) Das zugehörige XYMO-Signal. I und Q gegeneinander aufgetragen. Ein Offset ist zu erkennen.



(c) Kalibrationsrun 145. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x). Q ist um den oben ermittelten Offset verschoben, das Signal ist korrigiert. (d) Das zugehörige XYMO-Signal. I und Q sind gegeneinander aufgetragen, Q um den Offset korrigiert.

**Abbildung 1.5:** Kalibration des extrxymo07 mit I- und Q-Daten. Oben ohne Offset-Berichtigung. Unten mit Offset-Berichtigung.

## INT3xymo15



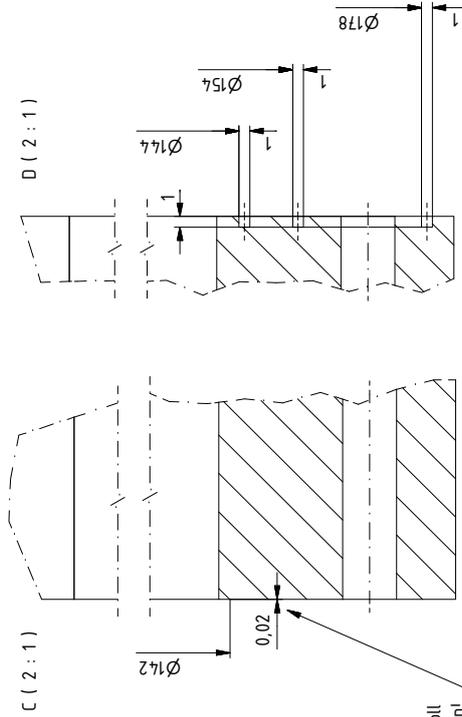
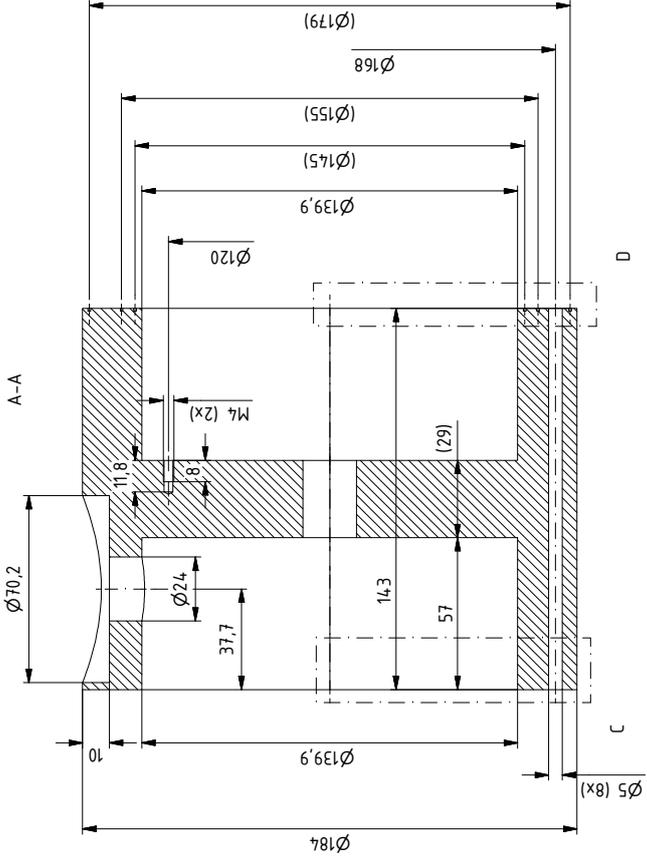
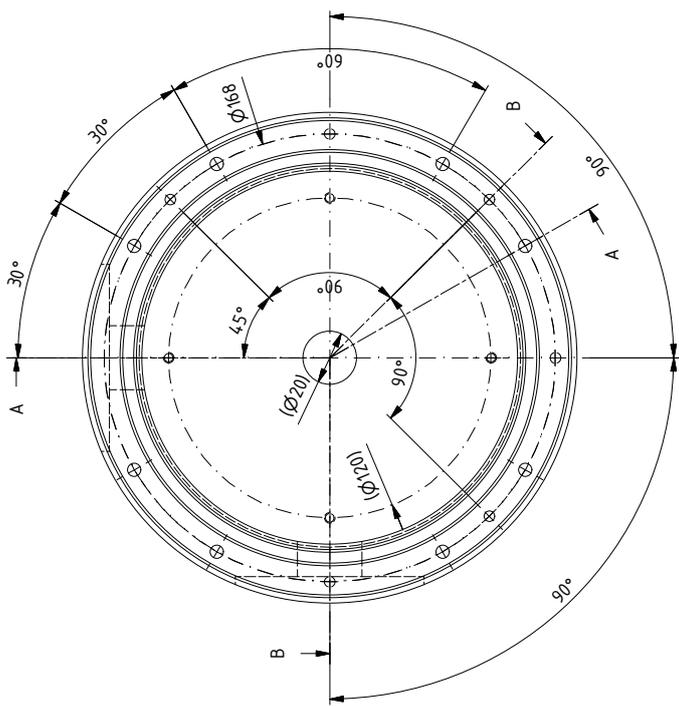
**Abbildung 1.6:** Kalibrationsrun 143 zur Kalibration von INT3xymo15. Dieser liegt 1160 mm hinter dem Wedler. Gewedelt wurde mit schnellem Wedler INT3wedq14(x).



**Anhang B**

**Konstruktionszeichnungen XYMO**

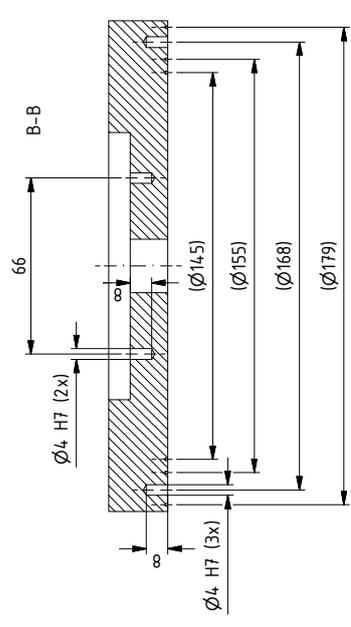
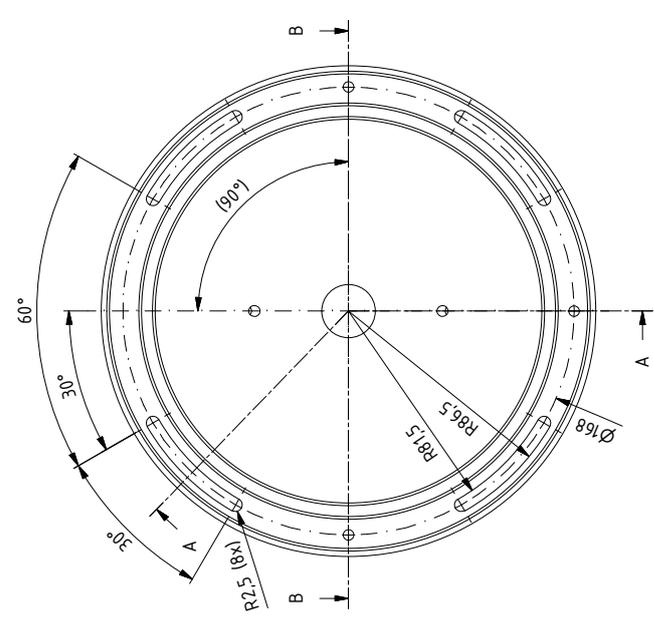
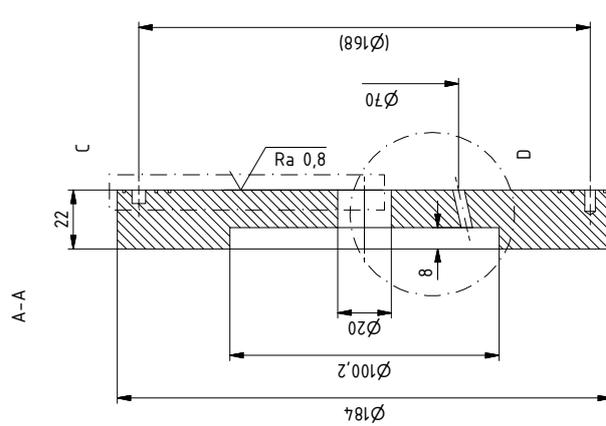
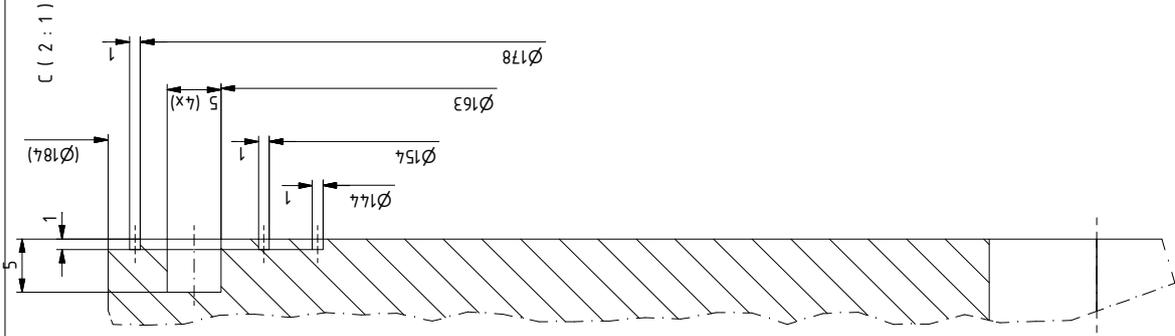




Diese 0.02mm-Vertiefung soll das Lötten kontrollierbar machen!

Maßstab: 1:2 (2:1)		ACAD Version 2000	
Institut für Kernphysik Universität Mainz			
Zusammenbau Doppeltopf_r			
POS.1 = Doppeltopf_r			
Material: OFHC - Cu		Z.-Nr.: XXX	
Zust.		Blatt 2/6	
Änderung		Datum	
Name		Name	
Datum		Datum	
Bearb.		Ungereanu	
Gepr.			
Norm			





$\sqrt{Ra 3,2}$  (✓)

Maßstab: 1:2 (2:1)		ACAD Version 2000	
Institut für Kernphysik Universität Mainz			
Zusammenbau Doppeltopf_r			
POS.3 = Deckel_grosserFlansch02_r+			
Material: OFHC - Cu		Z.-Nr.: XXX	
Zustf.		Blatt 4/6	
Änderung		Name	
Datum		Datum	
Name		Name	
Ungereanu		Ungereanu	
Bearb.		Bearb.	
Gepr.		Gepr.	
Norm		Norm	







# Literaturverzeichnis

- [1] Dominik BECKER ET AL. „The P2 Experiment“. In: *The European Physical Journal A* 54.11 (Nov. 2018). ISSN: 1434-601X. DOI: 10.1140/epja/i2018-12611-6.
- [2] S. SCHAEEL ET AL. „Precision electroweak measurements on the  $Z$  resonance“. In: *Phys. Rept.* 427 (2006), S. 257–454. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.006.
- [3] Kenji ABE ET AL. „High-Precision Measurement of the Left-Right  $Z$  Boson Cross-Section Asymmetry“. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (26 Juni 2000), S. 5945–5949. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.5945.
- [4] THE JEFFERSON LAB QWEAK COLLABORATION. „Precision measurement of the weak charge of the proton“. In: *Nature* 557 (2018), S. 207–211.
- [5] P. L. ANTHONY ET AL. „Precision measurement of the weak mixing angle in Moller scattering“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 081601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.081601.
- [6] F. E. MAAS ET AL. „Measurement of Strange-Quark Contributions to the Nucleon’s Form Factors at  $Q^2 = 0.230$  (GeV/c) $^2$ “. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2 Juli 2004), S. 022002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.022002.
- [7] C.Y. PRESCOTT ET AL. „Parity non-conservation in inelastic electron scattering“. In: *Physics Letters B* 77.3 (1978), S. 347–352. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(78\)90722-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90722-0).
- [8] C.Y. PRESCOTT ET AL. „Further measurements of parity non-conservation in inelastic electron scattering“. In: *Physics Letters B* 84.4 (1979), S. 524–528. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)91253-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)91253-X).
- [9] P.A. SOUDER ET AL. „Results from the bates  $^{12}\text{C}$  parity experiment“. In: *Nuclear Physics A* 527 (1991), S. 695–700. ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90216-S](https://doi.org/10.1016/0375-9474(91)90216-S).
- [10] P. SOUDER und K. D. PASCHKE. „Parity violation in electron scattering“. In: *Frontiers of Physics* 11.1 (Dez. 2015), S. 111301. DOI: 10.1007/s11467-015-0482-0.
- [11] M. LIEPE und S. BELOMESTNYKH. „RF Parameter and Field Stability Requirements for the Cornell ERL Prototype“. In: *Proc. 20th Particle Accelerator Conf. (PAC’03), Portland, OR, USA, May 2003*, S. 1329–1331. DOI: [doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPGW028](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPGW028).

- [12] Michaela ARNOLD ET AL. „First Operation of the S-DALINAC as an Energy Recovery Linac“. In: *PRAB submitted* (2019).
- [13] Matthias MOLITOR und Kurt AULENBACHER. „A Double scattering polarimeter for the P2 experiment at MESA“. In: *PoS PSTP2017* (2018), S. 029.
- [14] K. AULENBACHER, I. ALEXANDER und V. TIOUKINE. „The polarimetry chain for the P2 experiment“. In: *Nuovo Cim.* C035N04 (2012), S. 186–191. DOI: 10.1393/ncc/i2012-11301-y.
- [15] M. CHRISTMANN ET AL. „Instrumentation and optimization studies for a beam dump experiment (BDX) at MESA–DarkMESA“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (Juli 2019), S. 162398. DOI: 10.1016/j.nima.2019.162398.
- [16] V. TIOUKINE und K. AULENBACHER. „Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 568 (Dez. 2006), S. 537–542. DOI: 10.1016/j.nima.2006.08.022.
- [17] Mikhail GORCHTEIN, C. J. HOROWITZ und Michael J. RAMSEY-MUSOLF. „Model dependence of the  $\gamma Z$ -dispersion correction to the parity-violating asymmetry in elastic ep-scattering“. In: *Physical Review C* 84.1 (Juli 2011). ISSN: 1089-490X. DOI: 10.1103/physrevc.84.015502.
- [18] M. J. RAMSEY-MUSOLF und Shufang SU. „Low-energy precision tests of supersymmetry“. English (US). In: *Physics Reports* 456.1-2 (Jan. 2008), S. 1–88. ISSN: 0370-1573. DOI: 10.1016/j.physrep.2007.10.001.
- [19] Thomas G. RIZZO. *Z' Phenomenology and the LHC*. 2006.
- [20] Paul LANGACKER. „The physics of heavy  $Z$  gauge bosons“. In: *Reviews of Modern Physics* 81.3 (Aug. 2009), S. 1199–1228. ISSN: 1539-0756. DOI: 10.1103/revmodphys.81.1199.
- [21] Dominik BECKER. „Voruntersuchungen zur Messung der Schwachen Ladung des Protons im Rahmen des P2-Experiments“. Diss. JGU Mainz, 2019.
- [22] F. HALZEN, A.D. MARTIN. *Quarks&Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley&Sons, 1988.
- [23] Sebastian BAUNACK. „Einzelspin-Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons“. Diss. JGU Mainz, 2006.
- [24] Kurt AULENBACHER ET AL. „Status of the polarized source at MAMI“. In: *AIP Conference Proceedings* 675.1 (2003), S. 1088–1092. DOI: 10.1063/1.1607302.

- [25] M CIARROCCA ET AL. „2.45 GHz synchronised polarised electron injection at MAMI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 406.3 (1998), S. 351–355. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01148-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01148-6).
- [26] K AULENBACHER ET AL. „The MAMI source of polarized electrons“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 391.3 (1997), S. 498–506.
- [27] T. MARUYAMA ET AL. „Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs“. In: *Phys. Rev. Lett.* 66 (18 Mai 1991), S. 2376–2379. DOI: 10.1103/PhysRevLett.66.2376.
- [28] T. NAKANISHI ET AL. „Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer“. In: *Physics Letters A* 158.6 (1991), S. 345–349. ISSN: 0375-9601. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(91\)90995-K](https://doi.org/10.1016/0375-9601(91)90995-K).
- [29] R.A. MAIR ET AL. „Anisotropies in strain and quantum efficiency of strained GaAs grown on GaAsP“. In: *Physics Letters A* 212.4 (1996), S. 231–236. ISSN: 0375-9601. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(96\)00058-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(96)00058-8).
- [30] Kurt AULENBACHER. *Erzeugung Intensiver Hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit Hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker-Verlag, 2007.
- [31] T. HAMMEL ET AL. „A luminosity monitor for the A4 parity violation experiment at MAMI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 564.1 (2006), S. 1–12. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.028>.
- [32] MALTE WILFERT, KPH MAINZ. Private Korrespondenz.
- [33] M. WENDT. „Overview of recent trends and developments for BPM systems“. In: *Beam diagnostics and instrumentation for particle accelerators. Proceedings, 10th European Workshop, DIPAC 2011, Hamburg, Germany, May 16-18, 2011*. 2011.
- [34] Marco DEHN. „Untersuchungen zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C“. Diss. JGU Mainz, 2013.
- [35] Heinz UNBEHAUEN. *Regelungstechnik 1*. 11. Auflage. Vieweg, 2001.
- [36] O. FÖLLINGER. *Regelungstechnik*. Hüthig, 1994.
- [37] H. HERMINGHAUS ET AL. „The design of a cascaded 800 MeV normal conducting C.W. race track microtron“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 138.1 (1976), S. 1–12. ISSN: 0029-554X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90145-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90145-2).

- [38] K.-H. KAISER ET AL. „The 1.5GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 593.3 (2008), S. 159–170. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.018>.
- [39] M. DEHN ET AL. „The MAMI C accelerator: The beauty of normal conducting multi-turn recirculators“. In: *Eur. Phys. J. ST* 198 (2011), S. 19–47. DOI: 10.1140/epjst/e2011-01481-4.
- [40] S. HEIDRICH ET AL. „High-Current Emittance Measurements at MAMI“. In: *Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, May 19-May 24, 2019*. 2019. DOI: doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-THPTS009.
- [41] C G LIMBORG, S M GIERMAN und J G POWER. „A Modified QuadScan Technique for Emittance Measurement of Space Charge Dominated Beams“. In: SLAC-PUB-10733 (2003), 3 p.
- [42] Heinz UNBEHAUEN. *Regelungstechnik 2*. 8. Auflage. Vieweg, 2000.
- [43] Karl-Dirk KAMMEYER. *Nachrichtenübertragung : mit 18 Tabellen*. Stuttgart, 1996.
- [44] Christoph MATEJCEK. *Schnelle Helizitätswechsel für das P2-Projekt an MESA*. Diplomarbeit, KPH Mainz. 2013.
- [45] MICRO-EPSILON. *Messobjektdichte bei Wirbelstromsensoren*. URL: <https://www.micro-epsilon.in/download/products/T007--de--Messobjektdicke-bei-Wirbelstromsensoren.pdf>.
- [46] John David JACKSON. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. New York, NY: Wiley, 1999. ISBN: 9780471309321.
- [47] Helmut RÖDER, Hrsg. *Nachrichtenelektronik*. Wuppertal, 1980.
- [48] Florian HUG. „Application of Non-Isochronous Beam Dynamics in ERLs for Improving Energy Spread and Beam Stability“. In: *Proc. IPAC'17, Copenhagen, Denmark, May 2017*, pp. 873–875. DOI: doi:10.18429/JACoW-IPAC2017-MOPVA013.
- [49] H. HERMINGHAUS. „The Polytron as a cw electron accelerator in the 10-GeV range“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A305 (1991), S. 1–9. DOI: 10.1016/0168-9002(91)90511-N.
- [50] H. HERMINGHAUS. *Low Q Beam Position Monitors*. Interne Notiz, KPH Mainz. MAMI 8/80a. 1980.
- [51] B. MERTIN. *Hochfrequenz-Lagemonitore für den LINAC*. Interne Notiz, KPH Mainz. MAMI 7/80. 1980.
- [52] O. ZINKE und H. BRUNSWIG. *Hochfrequenztechnik 1*. Bd. 1. 5. Springer, 1995.

- [53] Thorsten R. PUSCH. „Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren“. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [54] CHRISTOPH MATEJCEK, KPH MAINZ. Private Korrespondenz.
- [55] Chris TENNANT. *Experimental Studies of BBU at the JLAB FEL*. The Second Workshop on High Average Power & High Brightness Beams. 2009.
- [56] G. MATTHAEI, L. YOUNG und E.M.T. MCCLUNG. *Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures*. ARTECH HOUSE, INC., 1980.
- [57] K. Aulenbacher C. MATEJCEK und S. FRIEDERICH. „Low Energy Beam Transport System for MESA“. In: *Proc. IPAC'19, Melbourne, Australia, May 2019*. DOI: doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPGW028.
- [58] P. HEIL und K. AULENBACHER. „Smith-Purcell Radiation for Bunch Length Measurements at the Injection of MESA“. In: *Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018*. DOI: doi:10.18429/JACoW-IPAC2018-THPMF062.
- [59] Philipp HEIL. *Longitudinale Emittanzanpassung durch Geschwindigkeitsmodulation im Injektionssystem am MESA*. Diplomarbeit, KPH Mainz. 2015.
- [60] VICTOR BECHTHOLD. *Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger*. Diplomarbeit, KPH Mainz. 2013.
- [61] Ben LEDROIT. *Aufbau und Test des MESA-Choppers*. Masterarbeit, KPH Mainz. 2016.
- [62] COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY. *CST Design Studio Suite*. <http://www.cst.com>.