



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

DIPLOMARBEIT

Experimentelle Umsetzung der Geschwindigkeitsselektion mittels Spinresonanz für sehr kalte Neutronen (VCN)

ausgeführt am Atominstitut
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerald Badurek
Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Erwin Jericha
Dipl.-Ing. Dr.techn. Christoph Gösselsberger

durch
Bernhard Maximilian Berger BSc.
aus Pettenfirst 25
4842 Zell am Pettenfirst

Wien, September 2013

Bernhard Maximilian Berger



Kurzfassung

Das Prinzip der räumlichen Spinresonanz wurde zum ersten Mal von G. M. Drabkin 1963 vorgestellt. Bei dieser Methode, kann der Neutronenspin wellenlängenabhängig geflippt werden. Dieses Konzept wurde von G. Badurek et al. laufend weiterentwickelt und ist mittlerweile eine gut erforschte Methode, einen wellenlängenabhängigen Spinflip bei einem polarisierten Neutronenstrahl zu realisieren.

An der Technischen Universität Wien wurden mehrere Resonator-Prototypen für kalte und thermische Neutronen entwickelt. Auf diesen Prototypen baut die Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonator für sehr kalte Neutronen auf. Im Zuge dieser Arbeit werden die Neuerungen, die für das Design eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators für sehr kalte Neutronen notwendig sind, erarbeitet und umgesetzt.

Dazu wurden Untersuchungen hinsichtlich des magnetischen Hintergrundes (unter anderem Einflüsse des Erdmagnetfeldes), der bei sehr kalten Neutronen nicht vernachlässigbar ist, durchgeführt. Anhand der gewonnenen Erkenntnisse wurden geeignete Abschirmungen simuliert und umgesetzt. Weiters wurde die Transmission von sehr kalten Neutronen durch die Luft und den Resonator untersucht. Aufgrund von Berechnungen wurden Änderungen am experimentellen Aufbau nötig, wie die Entwicklung neuer Resonator-Spulen und die Verwendung einer Helium-Atmosphäre. Für den Resonator wurde auch eine elektronische Steuerung entwickelt. Mit dieser Steuerung kann ein individueller Strom für jede Resonator-Spule eingestellt und im Mikrosekunden-Bereich geschaltet werden. Abschließend wurde der neue Experimentaufbau in Grenoble am Hochflussreaktor des ILL (Institut Laue-Langevin) erstmals an einem weißen VCN-Strahl getestet. Die vorab berechneten Einflüsse auf die Transmission der Neutronen konnten anhand der Messungen untersucht und die Funktionalität des Resonators überprüft werden.

Abstract

The principle of spatial spin resonance was presented for the first time by G.M. Drabkin in 1963. Using this method, a wavelength-selective neutron spin flip can be performed. This concept has been improved by G. Badurek et al. and is now a well known method to realize a wavelength-selective spin flip of a polarized neutron beam. At the Vienna University of Technology several resonator prototypes for cold and thermal neutrons have been developed. These prototypes serve as the starting point for the development of a traveling-wave neutron spin resonator for very cold neutrons. In the frame of these thesis the improvements, which are necessary to design a traveling-wave neutron spin resonator for very cold neutrons, will be developed and implemented.

Careful studies of the magnetic background (e.g. Earth's magnetic field) were performed since it may influence the very cold neutrons significantly. Based on these results, a magnetic shielding is simulated and implemented. Furthermore, the transmission of the very cold neutrons (VCN) through the air and the resonator is analyzed. The calculations show that modifications on the experimental setup are required, e.g. the development of new resonator coils and the use of a helium atmosphere. An electronic controller for the resonator is developed as well. With this controller a distinct current can be set for each coil and switched within microseconds. Finally, the new setup is tested, using a white VCN-beam, at the high-flux reactor of the Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble. By these measurements both the computed influences on the transmission of the neutrons and the functionality of the resonator could be confirmed.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Aufgabenstellung	1
1.2. Das Neutron	1
1.3. Neutronenquellen	2
1.3.1. Hochflussreaktor des Instituts Laue-Langevin/Grenoble	2
1.4. Monochromator	3
1.4.1. Kristalline Monochromatoren	4
1.4.2. Chopper Monochromatoren	4
1.5. Polarisator	5
1.6. Spinflipper	5
1.6.1. Stromblatt-Spinflipper	6
1.6.2. Gradientenflipper	7
1.6.3. RF-Flipper	7
1.6.4. Mezei-Flipper	7
1.7. Neutronendetektoren	8
2. Theoretische Grundlagen der räumlichen Spinresonanz	9
2.1. Elimination der Seitenmaxima	11
2.2. Weiterentwicklung des Drabkin-Resonators	12
3. Geänderte Hardwareanforderungen bei sehr kalten Neutronen (VCN)	17
3.1. Erdmagnetfeld als Störquelle	17
3.2. Absorption und Transmission des VCN-Strahls	18
3.2.1. Absorption im Resonator	18
3.2.2. Absorption und Streuung in der Luft	20
3.3. Anforderungen an die Resonatorelektronik	20
4. Abschirmung des Erdmagnetfeldes	23
4.1. Simulationen der passiven Abschirmung des Erdmagnetfeldes	24
4.1.1. Simulation des Erdmagnetfeldes	24
4.1.2. Simulation einer zylindrischen Abschirmung mit offenen Enden	26
4.1.3. Simulation einer U-förmigen Abschirmung mit offenen Enden	27
4.1.4. Simulation einer quaderförmigen Abschirmung mit offenen Enden	30
4.2. Mumetall Abschirmung	32

5. Elektronische Steuerung des Resonators	37
5.1. Struktur der Steuerung	37
5.2. Central Master Controller	37
5.3. Resonatorelektronik	37
5.3.1. Power Supply Platine	39
5.3.2. Dimensionierung der Power Supply Platine	42
5.3.3. Resonator Logic Platine	45
5.4. Fertigung der Platinen	47
5.5. Kalibrierung der Resonatorsteuerung	47
5.6. Kühlung der Resonatorsteuerung	50
6. Weitere Neuerungen	51
6.1. Resonatorelemente	51
6.2. Spinflipper	51
6.3. Helium Box	52
7. Experiment mit sehr kalten Neutronen	55
7.1. Versuchsaufbau	55
7.1.1. Chopper	56
7.1.2. Polarisator, Analysator	56
7.1.3. Führungsfeldspulen	57
7.1.4. Breitband Spinflipper	57
7.1.5. Resonator	57
7.1.6. Neutronendetektor	58
7.2. Ausrichten und Optimieren des Versuchsaufbaus	60
7.3. Messungen	60
8. Zusammenfassung und Ausblick	67
8.1. Zusammenfassung	67
8.2. Ausblick	68
A. Anhang	69
A.1. Schaltpläne und Platinenlayout	69
A.2. Resonator Manual	75
Literaturverzeichnis	81

1. Einleitung

In diesem Kapitel wird die Aufgabenstellung der Diplomarbeit erörtert, ebenso wird eine kurze Einführung in die Neutronenphysik und die damit verbundene Technik gegeben.

1.1. Aufgabenstellung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Weiterentwicklung und der technischen Umsetzung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators für sehr kalte Neutronen. Als Ausgangssituation dient der Wanderwellen-Neutronenspinresonator, der im Zuge der Dissertation von Christoph Gösselsberger [1] entwickelt und gebaut wurde. Dieser Resonator wurde allerdings für kalte Neutronen konzipiert. In dieser Arbeit werden die Unterschiede, die aufgrund der Verwendung von sehr kalten Neutronen (Very Cold Neutrons-VCN) erforderlich sind, erarbeitet und technisch umgesetzt. Weiters wird das neue Setup in Grenoble am Hochflussreaktor des ILL (Institut Laue-Langevin) erstmals an einem weißen VCN-Strahl getestet.

1.2. Das Neutron

Das Neutron wurde erstmals 1920 von Ernest Rutherford in einer Rede vor der Royal Society in London vorhergesagt und 1932 von dem britischen Physiker James Chadwick entdeckt, welcher mit dieser Entdeckung den Grundstein der Neutronenphysik legte [2] [3]. Die wichtigsten Eigenschaften des Neutrons sind der Spindrehimpuls mit der Quantenzahl $1/2$, die Masse von $m_n = 1.675 \times 10^{-27} \text{kg}$. Somit untersteht das Neutron wie alle Masse behafteten Teilchen der Gravitation. Weiters ist das Neutron wie der Name schon verrät elektrisch neutral, es hat aber ein magnetisches Moment von $\mu_n = -0.966 \times 10^{-26} \text{J/T} = -1.91 \times \mu_N$ Kernmagnetonen und unterliegt somit auch der elektromagnetischen Wechselwirkung [4]. Als weitere Kraft wirkt auf das Neutron auch die schwache Wechselwirkung ein, welche für den Zerfall des freien Neutrons verantwortlich ist. Die mittlere Lebensdauer eines freien Neutrons beträgt in

etwa 15 Minuten. Zu guter Letzt wirkt auf das Neutron als Baustein der Atomkerne auch noch die starke Wechselwirkung. Damit unterliegen Neutronen allen uns bekannten Wechselwirkungen, der Gravitation, der elektromagnetischen Wechselwirkung, der schwachen- und der starken Wechselwirkung. Dies macht das Neutronen aufgrund seiner elektrischen Neutralität zu einer guten Sonde in der Festkörperphysik, wie etwa bei der Neutronenstreuung oder auch bei der Radiographie bzw. Tomographie mit Neutronen. Aufgrund des magnetischen Moments ist es auch möglich mit Neutronen die magnetischen Strukturen in Festkörpern zu erforschen [4] [5].

1.3. Neutronenquellen

Es gibt natürliche und künstliche Neutronenquellen. Freie Neutronen entstehen z.B. durch Kernfusion in der Sonne, oder durch (α, n) Kernreaktionen. Weiters entstehen durch Spallationsprozesse in der Atmosphäre infolge der kosmischen Strahlung und durch spontane Spaltung schwerer Elemente freie Neutronen [6]. In der Neutronenphysik wird allerdings meistens auf künstliche Neutronenquellen zurückgegriffen. Auch hier gibt es verschieden Möglichkeiten zur Erzeugung freier Neutronen: Radioaktive Neutronenquellen (z.B. Alpha-Beryllium-Neutronenquellen, oder Spontanspaltung von Californium-252). Diese Quellen haben den Vorteil, dass sie sehr kompakt sind, jedoch liefern sie verhältnismäßig wenig Neutronen. Durch die Kernspaltung von U-235 im Forschungsreaktor entstehen pro gespaltenem U-235 Kern zwei bis drei freie Neutronen. Davon wird eines zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion benötigt, die weiteren Neutronen werden zum Teil in den Regelstäben absorbiert und die übrigen Neutronen stehen für die Forschungsexperimente zur Verfügung. Bei Spallation werden Protonen durch Teilchenbeschleuniger auf Energien im MeV Bereich beschleunigt und auf einen Targetkern gelenkt. Durch die Einwirkung des Protons wird der Kern angeregt und Neutronen aus dem Targetkern herausgeschlagen, diese Neutronen können für die Forschung verwendet werden[7].

1.3.1. Hochflussreaktor des Instituts Laue-Langevin/Grenoble

Im Zuge dieser Arbeit wurden Messungen am sehr kalten Strahl (PF2) des Instituts Laue-Langevin durchgeführt. Das Institut Laue-Langevin betreibt in Grenoble eine der leistungsstärksten Neutronenquellen der Welt. In Abbildung 1.1 ist ein Querschnitt durch den Reaktor dargestellt. In dem zentralen Brennelement mit einem Durchmesser von etwa 25 cm *entstehen* die Neutronen und in der Mitte des Brennelements befindet sich der zentrale Regelstab [5]. Das Brennelement ist von einem Schwerwassertank umgeben, der als Moderator fungiert und die sehr schnellen Neutronen auf Raumtemperatur abkühlt. Dabei verhalten sich die Neutronen praktisch wie ein Gas,

welches die Temperatur seiner Umgebung annimmt. Je nach Einsatzgebiet der Neutronen gibt es verschiedene Moderatoren: eine heiße Quelle, die Neutronen mit ca. 2500 Kelvin erzeugt, zwei kalte Quellen, die die Neutronen auf 40 Kelvin kühlen, sowie oberhalb des Reaktorbeckens steigt ein Strahl mit sehr kalten Neutronen auf und es gibt eine Quelle für ultrakalte Neutronen. [5]

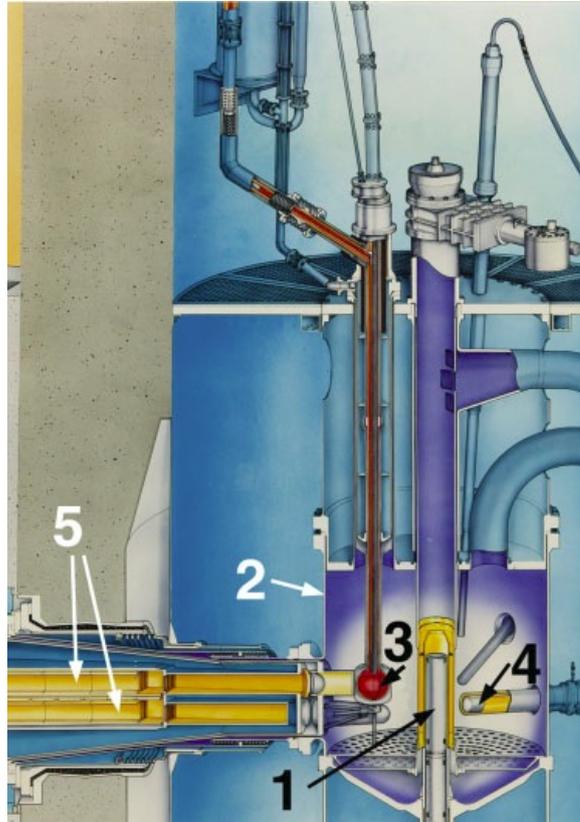


Abbildung 1.1. – *Querschnitt durch den Reaktor am Institut Laue-Langevin ILL. Die Neutronen entstehen in dem zentralen Brennelement (1), werden im Schwerwassertank (2) und in den kalten Quellen (3 und 4) gekühlt und entweichen dann durch die Neutronenleiter (5), die sie zu den verschiedenen Instrumenten führen*[5].

1.4. Monochromator

Zur Wellenlängenselektion eines Neutronenstrahls gibt es unterschiedliche Möglichkeiten. Die am meisten verbreiteten sind: die Bragg-Reflexion an Kristallen und die Verwendung von Chopper-Systemen. Eine weitere Möglichkeit ist die Geschwindigkeitsselektion mittels Spinresonanz bei polarisierten Neutronen, welche die Entscheidende in dieser Arbeit ist.

1.4.1. Kristalline Monochromatoren

Aufgrund des Welle-Teilchen Dualismus können die Neutronen auch als Welle mit der de-Broglie Wellenlänge $\lambda = h/p$ beschrieben werden, wobei h Plancksches Wirkungsquantum und $p = m_n \cdot v$ der Impuls des Neutrons ist. Kristalline Monochromatoren beruhen nun auf dem Prinzip der Beugung am Kristallgitter. Trifft der Strahl mit der de Broglie Wellenlänge λ unter dem Winkel α gegen die Gitterebenen des Kristalls, interferieren die an den verschiedenen Gitterebenen mit dem Abstand d reflektierten Anteile genau dann konstruktiv, wenn der Wegunterschied $\Delta s = n \cdot \lambda$ wird, Abbildung 1.2 [8]. Dies führt zur Bragg-Bedingung $n \cdot \lambda = 2d \sin(\Theta)$ [9]. Die Wellenlängenauflösung bei dieser Methode der Geschwindigkeitsselektion liegt im Bereich $\Delta\lambda/\lambda \sim 1-2\%$, allerdings ist diese Technik nur für Neutronen im Wellenlängenbereich von etwa $0.5 - 5.0 \text{ \AA}$ anwendbar [1].

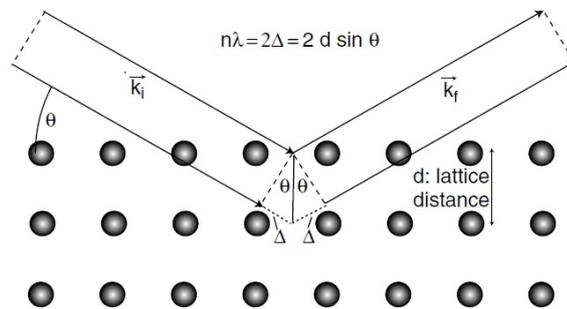


Abbildung 1.2. – Beugung von Neutronen am Kristallgitter, Monochromatorkristall mit der Gitterkonstante d , Neutronenstrahl unter dem Einfallswinkel Θ [8]

1.4.2. Chopper Monochromatoren

Eine weitere Methode zur Erzeugung monochromatischer Neutronenstrahlen ist die Verwendung von Chopper-Systemen. Mechanische Chopper unterbrechen den Neutronenstrahl periodisch. Betrachtet man nun eine definierte Flugstrecke L und die Zeit Δt die ein Neutron zum Durchfliegen dieser Strecke L benötigt, so ergibt sich die Neutronengeschwindigkeit $v = L/\Delta t$. Eine mögliche Ausführung solcher Chopper sind sehr schnell drehende Scheiben aus neutronenabsorbierendem Material mit einem Spalt, Abbildung 1.3. Chopper-Systeme sind flexibler als Kristalline Monochromatoren was den Wellenlängenbereich betrifft und die Wellenlängenauflösung liegt im Bereich von $\Delta\lambda/\lambda \sim 1-10\%$. Der Nachteil dieser Methode ist, dass eine hohe Wellenlängenauflösung stets auf Kosten der Transmission geht, welche oft lediglich bei etwa 1% liegt [1].

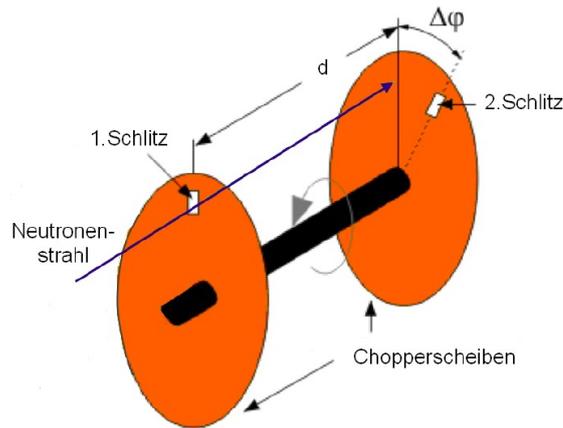


Abbildung 1.3. – Chopper-System mit zwei Chopperscheiben, abhängig von der Drehgeschwindigkeit und der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ kann die gewünschte Geschwindigkeit bzw., Wellenlänge eingestellt werden [10]

1.5. Polarisator

Ein Neutronen-Polarisator ist eine Komponente, die es ermöglicht, einen Spinzustand eines Neutronenstrahl zu filtern. Durch ein externes Magnetfeld, dem Führungsfeld (Guiding Field), richtet sich der Spin des Neutrons parallel bzw. antiparallel zu dem Führungsfeld aus. Mit einem Polarisator ist es nun möglich, nur einen Spinzustand der Neutronen passieren zu lassen. Der andere Spinzustand wird entweder abgelenkt oder absorbiert. Die wichtigste Kenngröße eines Polarisators ist der Polarisationsgrad

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1.1)$$

N_+ und N_- sind die Anzahl der Spin-Up- bzw. der Spin-Down-Neutronen des Neutronenstrahls. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, einen polarisierten Neutronenstrahl zu realisieren. Etablierte Möglichkeiten sind die Bragg-Reflexion an einem magnetischen Kristall, der polarisierende Superspiegel und der ^3He -Filter, welche in [4] näher ausgeführt sind.

1.6. Spinflipper

Mit einem Spinflipper werden die Spinzustände der Neutronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit umgekehrt und somit die Polarisation des Neutronenstrahls invertiert. Neutronenspinflipper werden in zwei Kategorien unterteilt, dem Breitbandspinflippern, welche den Spin unabhängig der Wellenlänge invertieren und dem Schmalbandspinflippern, die so konzipiert sind, dass sie nur den Spin der Neutronen mit

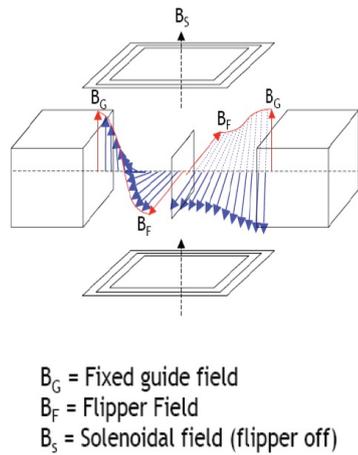


Abbildung 1.4. – Stromblatt: Schema des Spinflip Prozesses [11]

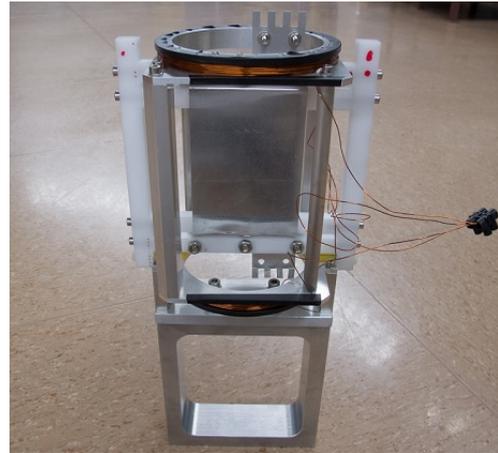


Abbildung 1.5. – Selbstgebautes Stromblatt aus einem 0.3 mm Aluminium Blech mit Kompensationsspulen.

der eingestellten Wellenlänge invertieren. Vertreter der Breitbandspinflipper sind das Stromblatt (Current-Sheet) siehe Abbildung 1.4 und 1.5 und der Gradientenflipper. Zu den Schmalbandspinflippern zählen unter anderem der RF-Flipper und der Mezei-Flipper.

1.6.1. Stromblatt-Spinflipper

Dieser Spinflipper beruht auf einer äußerst raschen, extrem nicht-adiabatischen Umkehr der Richtung des magnetischen Feldes. Die Distanz der Magnetfeldumkehrung muss klein sein gegenüber der Strecke, die das Neutron während einer Lamorrotation zurücklegt, Abbildung 1.4. Das Führungsfeld B_G führt den Neutronenspin, um die Flippeffizienz zu steigern wird dieses beim Stromblatt-Spinflipper mit dem Kompensationsfeld B_S aufgehoben. Die rasche, nicht-adiabatische Umkehr der Magnetfeldrichtung wird durch das Stromblatt erreicht, welches das Magnetfeld B_F erzeugt. Bei dieser Methode bleibt die räumliche Orientierung des Polarisationsvektors erhalten, dadurch ist die Orientierung bezüglich des Magnetfeldes invertiert. Die Spinflipwahrscheinlichkeit ist nahezu unabhängig von der Neutronengeschwindigkeit [11]. Die einfachste Ausführung von einem Stromblatt ist ein dünnes stromdurchflossenes Blech, siehe Abbildung 1.5. Diese Art von Spinflipper wird auch für diese Arbeit verwendet.

1.6.2. Gradientenflipper

Die Funktion des Gradientenflippers beruht auf einer Kombination aus einem hochfrequenten Magnetfeld in Flugrichtung der Neutronen und einem statischen Magnetfeldgradient parallel zum Neutronenspin. Eine detaillierte Beschreibung findet sich z.B. in [11].

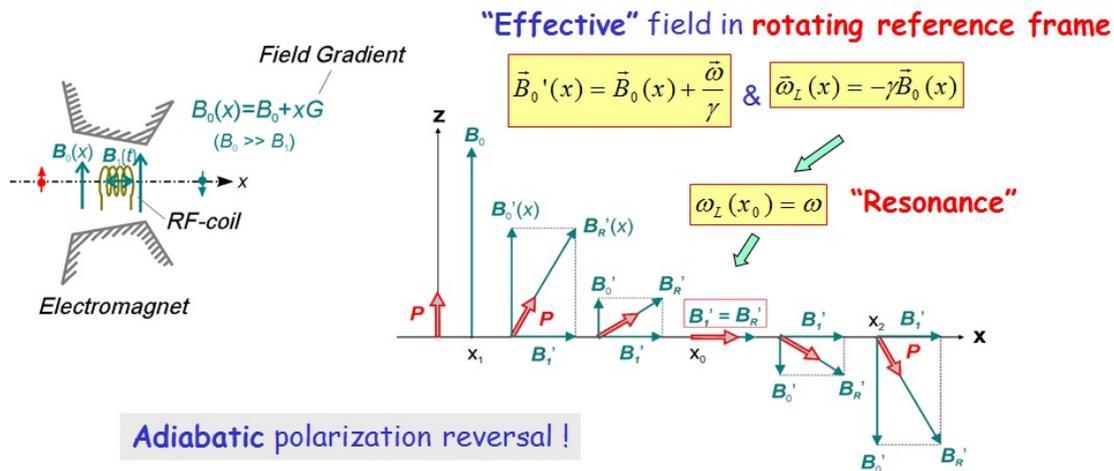


Abbildung 1.6. – Darstellung der Funktionsweise eines Gradientenflippers [11]

1.6.3. RF-Flipper

Der RF-Flipper ist ähnlich wie der Gradientenflipper aufgebaut, dieser wird allerdings ohne einem Magnetfeldgradient betrieben. Dadurch wird das geflippte Wellenlängenband viel schmalbandiger und man spricht vom Resonanz-RF-Flipper [1].

1.6.4. Mezei-Flipper

Der DC-Flipper auch Mezei-Flipper genannt, besteht aus zwei antiparallel gepolten Spulen mit rechteckigem Querschnitt. Der durch das Führungsfeld ausgerichtete Neutronenstrahl dringt entlang seiner Flugstrecke in die erste Spule, mit einem gleichgroßen, normal zum Führungsfeld stehendem Feld, ein. Durch diese plötzliche, nichtadiabatische Magnetfeldänderung kann die Polarisationsrichtung der neuen Magnetfeldachse nicht folgen und der Neutronenspin beginnt um das Magnetfeld zu präzedieren. Präzediert der Neutronenspin auf seinem Weg durch die Spule mit der Dicke d gerade eine halbe Larmorpräzession, so zeigt er beim Eintritt in die zweite gegengleich gepolte Spule in x-Richtung. Wie bei der ersten Spule kann die Polarisationsrichtung der

neuen Magnetfeldachse nicht folgen und der Neutronenspin beginnt wieder um das Magnetfeld zu präzedieren. Unter der Bedingung

$$\vec{B}_R = \vec{B}_G + \vec{B}_F \quad \text{mit der Flipbedingung} \quad d = \frac{\pi v}{\omega_L} = \frac{\pi v}{|\gamma B_R|} \quad (1.2)$$

mit \vec{B}_G Magnetfeld des Führungsfelds, \vec{B}_F Magnetfeld der Flipper-Spulen, d Spulenbreite, v Neutronengeschwindigkeit, γ gyromagnetische Verhältnis und ω_L der Larmor-Präzessionsfrequenz, wird der Polarisationsvektor genau in die negative z -Richtung gedreht und der Neutronenspin bezüglich seines Ursprungs invertiert [11].

1.7. Neutronendetektoren

Es gib verschieden Detektoren, die je nach Neutronenenergie verwendet werden können. Der Nachweis von Neutronen gelingt im allgemeinen indirekt, durch die Detektion von Reaktionsprodukten. Daher besteht der Neutronendetektor aus einem Konvertermaterial, in dem durch Kernreaktionen Reaktionsprodukte wie Protonen oder α -Teilchen entstehen. Für die Detektion des Neutrons muss eine geeignete Kernreaktion gefunden werden, dabei sind unterschiedliche Faktoren zu berücksichtigen:

- Der Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion muss groß sein, dadurch können effiziente und kleine Detektoren gebaut werden.
- Um kostengünstige Detektoren herstellen zu können, sollte ein Targetkern gefunden werden, der entweder mit großer natürlicher Häufigkeit vorkommt oder durch ein ökonomisches Verfahren der Isotopenanreicherung hergestellt werden kann.
- Da Neutronenexperimente meist mit einem starken γ -Hintergrund verknüpft sind, sollte die verwendete Kernreaktion neutroneninduzierte Ereignisse von γ -induzierten Ereignissen diskriminieren. Dies wird durch den Q -Wert der Reaktion verdeutlicht, welcher angibt wieviel Energie bei der Kernreaktion als Folge des Neutroneneinfangs freigesetzt wird [12].

Häufig verwendete Konvertermaterialien sind ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ und ${}^{10}\text{B}$. Weitere Information sind z.B. in dem Buch Radiation Detection and Measurement [12] Kapitel 14 zu finden.

2. Theoretische Grundlagen der räumlichen Spinresonanz

Das Prinzip der räumlichen Spinresonanz ist als erstes von Drabkin [13] 1963 vorgestellt worden, dies ist eine Methode bei der wellenlängenabhängig der Neutronenspin geflippt werden kann. Eine mögliche technische Umsetzung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Ein unpolarisierter Neutronenstrahl wird durch einen Polarisator polarisiert, wobei der Spin der polarisierten Neutronen mit der Larmorfrequenz

$$\omega_0 = |\gamma| B_0 \quad \gamma = -1.833 \cdot 10^8 \text{T}^{-1} \text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

um die Achse des Führungsfeldes präzediert. In weiterer Folge wird die Flugrichtung der Neutronen als positive x-Achse und die Magnetfeldrichtung des Führungsfeldes als positive z-Achse festgelegt. Da durch das Führungsfeld die Larmorfrequenz (2.1) festgelegt wird, spricht man auch vom Selektorfeld. Anschließend trifft der Neutronenstrahl auf die mäanderförmige stromdurchflossene Leiterschleife, den Resonator. Dieser erzeugt aufgrund seiner Mäanderform ein Magnetfeld B_1 welches in y-Richtung zeigt und abwechselnd sein Vorzeichen ändert, B_1 wird als Resonatorfeld bezeichnet. Beim Passieren dieses Resonators erfährt jedes Neutron in seinem eigenen Ruhesystem ein zeitabhängiges Magnetfeld mit der Rotationsfrequenz

$$\omega(\lambda) = \frac{h\pi}{m} \cdot \frac{1}{a\lambda} \quad (2.2)$$

welche von der jeweiligen Neutronengeschwindigkeit bzw. der Wellenlänge abhängt. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, m die Neutronenmasse, $2a$ die Resonatorperiode siehe Abbildung 2.1 und λ die Neutronenwellenlänge. Bei einem Resonator der Länge L mit dem wechselnden Magnetfeld B_1 und dem Selektorfeld B_0 findet eine vollständige Umkehrung des Spins bei der Resonanzwellenlänge [14]

$$\lambda_0 = \frac{h\pi}{m |\gamma|} \cdot \frac{1}{aB_0} \quad (2.3)$$

statt, wobei ω gleich der Larmorfrequenz (2.1) ist und die Amplitudenbedingung

$$\frac{B_1}{B_0} \cdot \frac{L}{a} = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad (k = 0, 1, 2 \dots) \quad (2.4)$$

erfüllt sein muss.

Durch den Parameter $k = 0, 1, 2, \dots$ kann die Ordnung angegeben werden, für $k = 0$ erhält man bei Neutronen welche die Resonanzbedingung erfüllen einen einfachen Spinflip ($\uparrow\downarrow$) z.B. von Spin-Up nach Spin-Down. Es sind auch Mehrfachdrehungen möglich z.B. für $k = 2$ finden 5 Spinflips statt ($\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$). Dadurch entsteht nach dem Resonator ein Neutronenstrahl mit unterschiedlichen Spinzuständen, welche mit einem Spinflipper z.B. Stromblatt, siehe Kapitel 1.6, invertiert werden. Anschließend erreicht der Neutronenstrahl einen weiteren Polarisator, den nur jene Neutronen passieren können, welche einen Spinflip im Resonator vollführt haben. Als Ergebnis erhält man somit einen polarisierten Neutronenstrahl mit einer bestimmten Wellenlänge bzw. Energie.

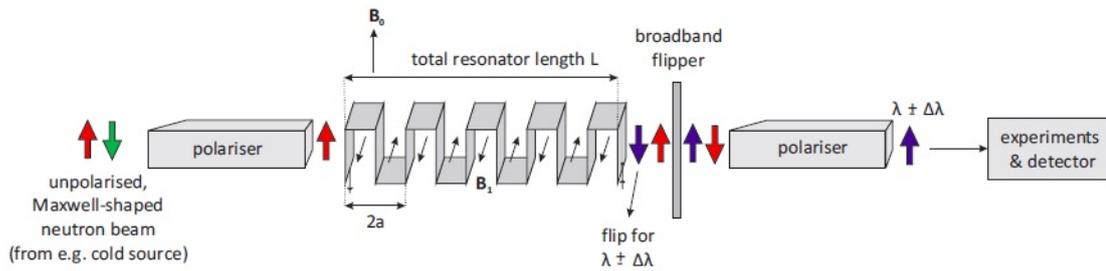


Abbildung 2.1. – Skizzierter Aufbau eines Neutronenresonators zur Geschwindigkeitsselektion und Pulsformung eines weißen, polarisierten Neutronenstrahls. Die Spinzustände der Neutronen sind durch gefärbte Pfeile nach oben (Spin-Up) und unten (Spin-Down) dargestellt. Nur die durch den Resonator Spin-geflippten Neutronen, charakterisiert durch $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$, können den Analysator passieren [1].

Für den Fall $B_0 \gg B_1$ kann die Spinflipwahrscheinlichkeit für ein Neutron, welches den Resonator mit der Länge L und der Resonatorperiode $2a$ passiert analytisch durch das Lösen der Pauligleichung für ein magnetisches Moment in einem räumlich zeitlich abhängigen Magnetfeld berechnet werden [15]

$$W(\lambda) = \frac{\beta^2}{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \beta^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi\lambda l}{2a\lambda_0} \sqrt{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \beta^2} \right) \quad (2.5)$$

mit

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 \quad (2.6)$$

wobei λ_0 die Resonanzwellenlänge (2.3) ist. β gibt das Verhältnis aus den Beträgen vom alternierenden Resonatorfeld B_1 und dem normal darauf stehendem Selektorfeld B_0 wieder.

$$\beta = \frac{2 B_1}{\pi B_0} \quad (2.7)$$

Eine vollständige Umkehr der Neutronenpolarisation findet dann statt, wenn die Resonanzbedingung

$$\Delta\lambda = 0 \quad (2.8)$$

und die Amplitudenbedingung (2.4) erfüllt sind, in Abbildung 2.2 dargestellt. Für die Amplitudenbedingung (2.4) mit $k = 0$ ergibt sich die Wellenlängenaufösung (Breite der Verteilung bei halben Maximum) durch den Zusammenhang

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda} \cong 1.6 \frac{a}{L} = \frac{0.8}{N} \quad (2.9)$$

wobei N die Anzahl der räumlichen Feldperioden ist [15]. Aus diesen Zusammenhang ist sofort ersichtlich, dass eine Verringerung der Resonatorperiode ($2a$) bei gleicher Länge (L) bzw. eine Vergrößerung der Resonatorlänge (L) bei gleicher Resonatorperiode ($2a$) zu einer Erhöhung der Wellenlängenaufösung führt. Für genaueres Nachlesen sei auf die Literatur [16], in der die theoretische Abhandlung genau ausgeführt ist, verwiesen.

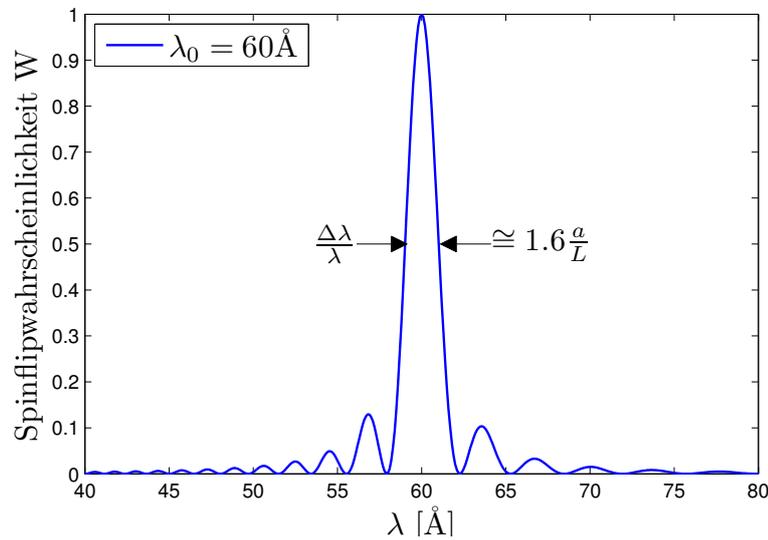


Abbildung 2.2. – Spinflipwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Neutronenwellenlänge λ und der Resonanzwellenlänge $\lambda_0 = 60 \text{ \AA}$, mit einer Halbperiode a von 1.16 cm , einer Resonatorlänge l von 55.68 cm und einer Feldperiodenanzahl N von 48 . Es ist zu erkennen, dass die Spinflipwahrscheinlichkeit bei $\Delta\lambda = 0$ bzw. $\lambda = 60 \text{ \AA}$ den Wert 1 annimmt. Die Halbwertsbreite ist durch $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \cong 1.6a/L = 0.8/N$ gegeben.

2.1. Elimination der Seitenmaxima

Um die unerwünschten Nebenmaxima der Spinflipwahrscheinlichkeit, siehe Abbildung 2.2, zu unterdrücken, gibt es unter anderem die Möglichkeit der Verwendung von

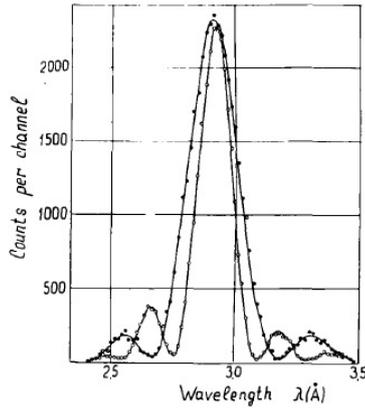


Abbildung 2.3. – Spektren zweier Resonatoren mit einer Resonanzwellenlänge $\lambda = 2.9\text{\AA}$. Die Länge L_1 des ersten Resonators ist 94.5 mm, die des zweiten L_2 ist 61 mm. Die Halbperioden der beiden Resonatoren sind gleich mit $a_1 = a_2 = 3.05\text{ mm}$ [17].

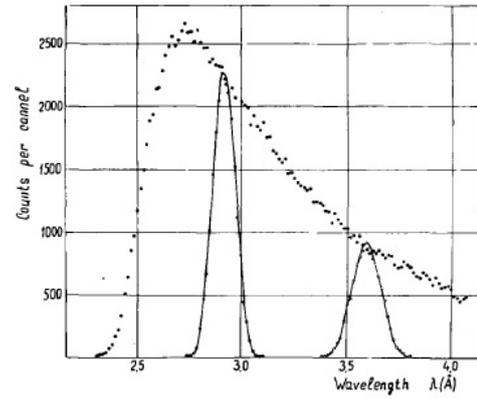


Abbildung 2.4. – Spektrum für beide Resonatoren gemeinsam. Durch die Überlagerung der beiden Resonatoren lassen sich die Nebenmaxima eliminieren [17].

zwei Resonatoren welche so betrieben werden, dass das Nebenmaximum des ersten Resonators sich mit dem Minimum des Zweiten überlagert, wie in Abbildung 2.3 dargestellt. Das daraus resultierende Spektrum ist in Abbildung 2.4 dargestellt [17].

Eine weitere Möglichkeit der Elimination der Seitenmaxima beruht darauf, dass die Spinflipwahrscheinlichkeit der Fouriertransformierten der räumlichen Magnetfeldverteilung des Resonators entspricht. Das einfach alternierende Magnetfeld des mäanderförmigen Blechs stellt eine Rechteckfunktion dar, deren Fouriertransformierte eine $(\sin(x)/x)^2$ -förmige Funktion ergibt. Wird nun anstelle der Rechteckfunktion eine Gauß-förmige Magnetfeldverteilung erzeugt, so ist auch die Fouriertransformierte Gauß-förmig [16]. Somit können die Seitenmaxima der Spinflipwahrscheinlichkeit eliminiert werden, Abbildung 2.5 [1].

2.2. Weiterentwicklung des Drabkin-Resonators

Wie schon an der Formel (2.9) zu erkennen ist, lässt sich eine Veränderung der Wellenlängenaufösung des Resonators nur durch eine konstruktive Veränderung am Resonator erzielen. Genauso ist eine Gauß-förmige Resonatorfeldverteilung nur durch ein dafür speziell gebogenes mäanderförmiges Blech möglich, was wieder eine bauliche Veränderung am Resonator erfordert. Um den Neutronenspin-Resonator flexibler in der Anwendung zu gestalten, entwickelten G. Badurek et al., basierend auf den Arbeiten von G.M. Drabkin einen neuen Resonator, welcher aus einer Serie elektronisch

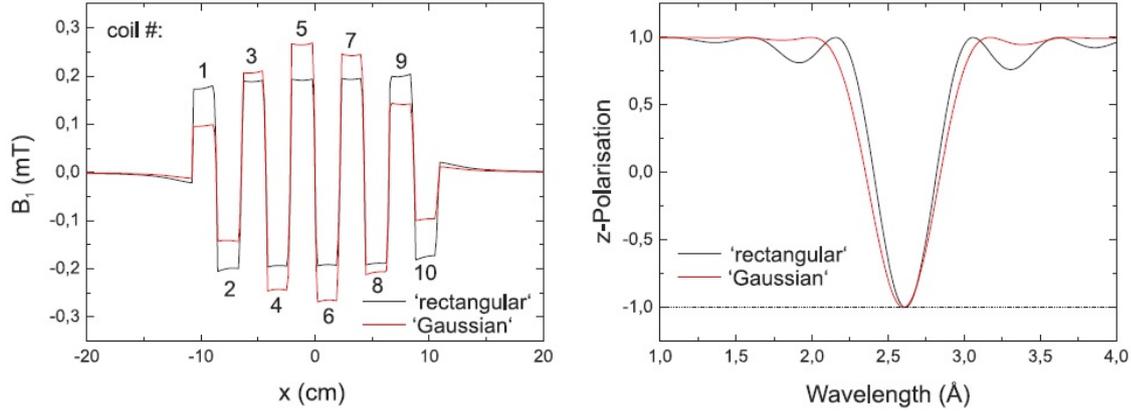


Abbildung 2.5. – (Links) Simulation des transversalen Magnetfeldes des Resonator Prototyps 1.0, ohne Amplitudenmodulation „rectangular“ und mit Gauß-förmiger Amplitudenmodulation „Gaussian“. (Rechts) Durch eine Annäherung der Amplituden an eine Gauß-förmige Resonatorfeldverteilung kann eine nahezu komplette Elimination der unerwünschten Seitenmaxima der Spinflippwahrscheinlichkeit erreicht werden [1].

individuell ansteuerbaren Aluminiumspulen besteht, Abbildung 2.6. Durch die Verwendung von einer bipolaren Stromversorgung für jedes Spulenelement ist es möglich eine beliebige Amplitudenmodulation zu erreichen. Es können auch mehrere Spulenelemente gleich geschaltet werden, dadurch wird die Resonatorperiode ($2a$) vergrößert und folglich die Wellenlängenauflösung verringert.

Mit diesem neuen Resonator ist auch eine neue Betriebsart möglich, der Wanderwellenmodus. Bei dieser Betriebsart kann der Resonator als Chopper für Flugzeitmessungen verwendet werden. Dabei wird eine Folge von einzelnen Strompulsen an die aufeinanderfolgenden Halbperioden des Resonators angelegt, Abbildung 2.7 (Oben). Damit ist es möglich die Wellenlängenauflösung von der Zeitauflösung des Resonators zu entkoppeln [15]. Bei gegebener Resonanzgeschwindigkeit v_0 , ergibt sich mit der Standard-Betriebsart, wo nur der gesamte Resonator ein-/ausgeschaltet werden kann eine Zeitauflösung von $\Delta t_{std} = L/v_0$, wobei L die totale Länge des Resonators ist. Bei der Wanderwellenbetriebsart wird die „effektive“ Länge auf eine Halbperiode a reduziert, womit sich eine Zeitauflösung von $\Delta t_{tw} = a/v_0$ ergibt, da die Neutronen, welche außerhalb der aktiven Halbperiode sind kein transversales Magnetfeld erfahren und damit ihre Spinausrichtung beibehalten. Der Unterschied in der Zeitauflösung zwischen dem Standard- und dem Wanderwellenmodus ist in Abbildung 2.7 (Unten) dargestellt [18].

In dieser Arbeit werden die Resonator Prototypen, die während der Dissertation [1] von Christoph Gösselsberger entwickelt wurden als Prototyp 1.0 & 2.0 bezeichnet, der Resonator Prototyp für VCN, der unter anderem in dieser Arbeit mitentwickelt wird, wird als Prototyp 3.1 bezeichnet. Für eine detaillierte Beschreibung des Resonator

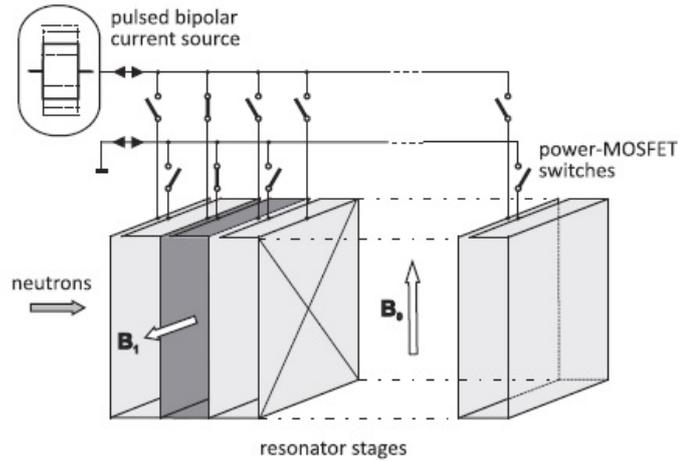


Abbildung 2.6. – Neues Resonatordesign mit individuell ansteuerbaren Aluminiumspulen. Durch die Verwendung von einer bipolaren Stromversorgung für jedes Spulenelement kann eine beliebige Amplitudenmodulation erreicht werden [18].

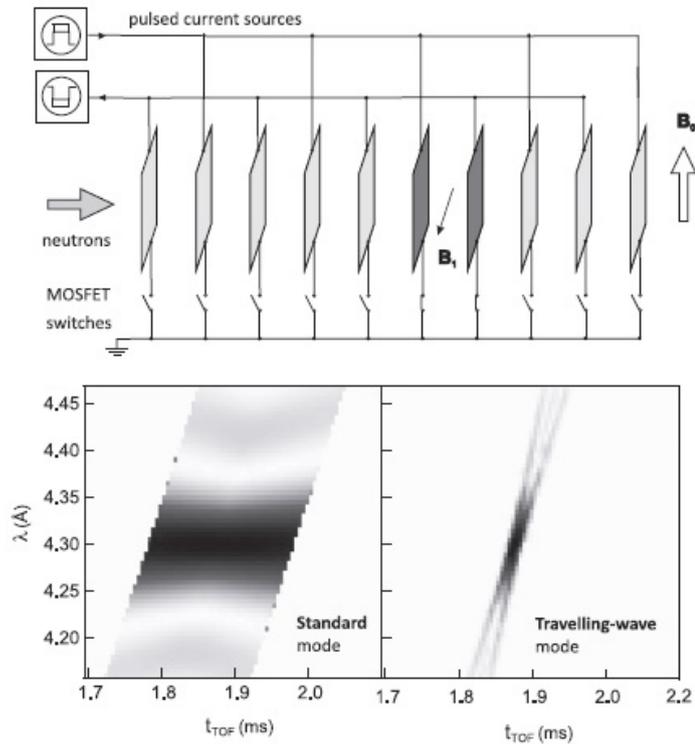


Abbildung 2.7. – (Oben) Schematische Darstellung des Wanderwellenmodus, die einzelnen Spulen werden nacheinander individuell aktiviert, womit die Neutronen, welche sich außerhalb der aktiven Halbperiode aufhalten kein transversales Magnetfeld erfahren und ihre Spinausrichtung beibehalten. (Unten) Gegenüberstellung der Zeitauflösungen des Standard- und des Wanderwellenmodus für einen Resonator mit $L = 64$ cm und $N = L/2a = 50$ Perioden bei einer Resonanzwellenlänge von 4.3 \AA [18].

Prototyps 1.0 sei hier auf die Arbeiten [19] und [20] verwiesen und für den Resonator Prototyp 2.0 auf die Arbeiten [21] und [22]. Weiters sei auf die Dissertation [1] hingewiesen, die die gesamte Entwicklung beider Prototypen beinhaltet. Für die Entwicklung des Resonator Prototyp 3.1 sei weiters auf die Diplomarbeit [23] von Robert Raab und auf die Diplomarbeit [24] von Stefan Baumgartner hingewiesen.

3. Geänderte Hardwareanforderungen bei sehr kalten Neutronen (VCN)

Wie schon zu Beginn und am Ende des vorangegangenen Kapitel erwähnt, gilt als Ausgangssituation der Wanderwellen-Neutronenspinresonator, der im Zuge der Dissertation von Christoph Gösselsberger [1] entwickelt und gebaut wurde, welcher für die Verwendung mit kalten Neutronen gedacht ist. Durch die Verwendung eines sehr kalten Neutronenstrahls werden neue Anforderungen an den Experimentaufbau gestellt, diese werden in diesem Kapitel erarbeitet.

Das zur Verfügung stehende Wellenlänge-Spektrum des VCN-Neutronenstrahls, am PF2 des Institut Laue-Langevin in Grenoble, ist nicht genau standardisiert bekannt, bzw. hängt dieses auch von dem jeweiligen experimentellen Aufbau ab. Daher muss eine Annahme über den Wert der Neutronenwellenlängen gemacht werden. Für die folgenden Rechnungen wird mit einem Wellenlängenbereich von $20 - 60 \text{ \AA}$ gerechnet, zum Vergleich, die Messungen an den ersten Prototypen wurden mit thermischen Neutronen bei 2.6 \AA am TRIGA Reaktor [25] in Wien durchgeführt, siehe [1]. Die Neutronen sind bei dem VCN-Strahl also um eine Größenordnung langsamer.

3.1. Erdmagnetfeld als Störquelle

Aufgrund der Tatsache, dass die sehr kalten Neutronen um eine Größenordnung langsamer sind als die thermischen Neutronen, folgt aus den Formeln (2.3) und (2.4), dass auch die Magnetfelder B_1 und B_0 um eine Größenordnung kleiner sind. In Tabelle 3.1 sind das Resonator- und Selektorfeld für Neutronen mit einer Wellenlänge von $20 - 60 \text{ \AA}$ berechnet, weiters sind die Magnetfelder für 2.6 \AA auch ausgewiesen.

Vergleicht man nun die in Tabelle 3.1 ermittelten Magnetfelder mit dem Erdmagnetfeld welches im mitteleuropäischen Raum absolut bei etwa $48 \mu\text{T}$ liegt, wovon $21 \mu\text{T}$ der horizontalen- und $44 \mu\text{T}$ der vertikale Magnetfeldkomponente zuteil werden [26],

λ [Å]	B_0 [μ T]	B_1 [μ T]
2.6	2248.8	73.6
20	292.3	9.6
30	194.9	6.4
40	146.2	4.8
50	116.9	3.8
60	97.4	3.2

Tabelle 3.1. – Berechnete Werte für das Selektorfeld B_0 und das Resonatorfeld B_1 für die jeweilige Resonanzwellenlänge λ . Vergleicht man diese Magnetfelder mit dem Erdmagnetfeld im mitteleuropäischen Raum welches in etwa bei $48 \mu\text{T}$ liegt, so erkennt man, dass eine Schirmung des Erdmagnetfeldes erforderlich ist.

so ist bei den VCN das Erdmagnetfeld deutlich größer als das Resonatorfeld. Um Störungen durch das Erdmagnetfeld, bzw. Magnetfelder verursacht durch elektronische Geräte in der Nähe des Versuchsaufbaus zu vermeiden, ist eine Abschirmung bzw. Kompensation des magnetischen Hintergrunds unabdingbar. Für Simulationen und Ausführung der magnetischen Abschirmung siehe Kapitel 4.

3.2. Absorption und Transmission des VCN-Strahls

Ein bei der VCN-Beamline, entscheidender Faktor ist die Absorption der VCN in den Aluminiumspulen des Resonators und die Streuung und Absorption in der Luft.

3.2.1. Absorption im Resonator

Der Resonator 2.0 besteht aus 48 Aluminiumspulen, welche aus einem reinen Aluminiumblech mit 0.3 mm Wandstärke gefertigt sind. Daraus resultiert, dass sich 28.8 mm Aluminium im Neutronenstrahl befinden. Da der totale Wirkungsquerschnitt mit sinkender Neutronenenergie sehr stark ansteigt, siehe Abbildung 3.1, ist es erforderlich, Rechnungen und Simulationen zur Transmission der Neutronen durch den Resonator anzustellen. Für eine genaue Untersuchung der Absorption der Neutronen sei an dieser Stelle auf die Diplomarbeit [23] von Robert Raab verwiesen.

In Tabelle 3.2 sind die berechneten Transmissionsraten durch den Resonator für VCN von 20 – 60 Å aufgelistet. Der Transmissionsgrad sinkt mit zunehmender Wellenlänge rapide, bei $\lambda = 60 \text{ Å}$ beträgt der Transmissionsgrad nur mehr 4.2 %. Um die Transmissionsrate zu erhöhen, muss das Material im Neutronenstrahl reduziert werden. Dies ist

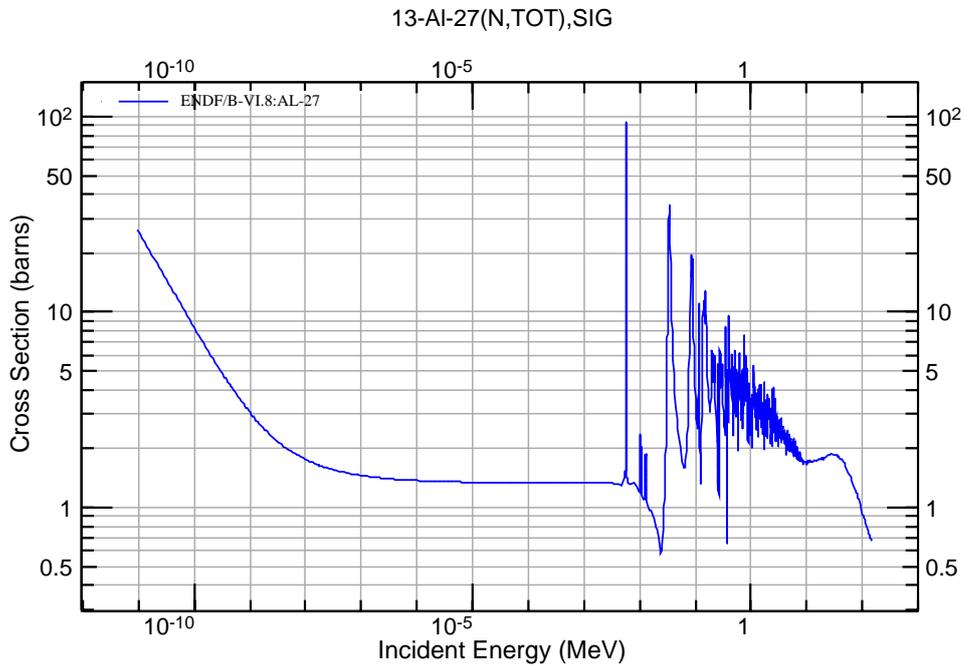


Abbildung 3.1. – Totaler Wirkungsquerschnitt von AL-27 in Abhängigkeit der Neutronenenergie [27]. Für kleine Neutronenenergien steigt der totale Wirkungsquerschnitt sehr stark an.

λ [Å]	E [MeV]	σ_{tot} [barn]	I/I_0 [%]
20	$2.05 \cdot 10^{-10}$	6.3	33.5
30	$9.09 \cdot 10^{-11}$	9.2	20.2
40	$5.11 \cdot 10^{-11}$	12.2	12.0
50	$3.27 \cdot 10^{-11}$	15.3	7.0
60	$2.27 \cdot 10^{-11}$	18.2	4.2

Tabelle 3.2. – Mit den Streuwirkungsquerschnitten aus Abbildung 3.1 berechnete Transmissionsraten durch den Resonator 2.0 mit 28.8 mm Aluminium im Strahlengang [23].

möglich durch eine Reduktion der Spulenanzahl oder durch die Verwendung dünnerer Aluminiumspulen. In Tabelle 3.3 sind die Auswirkungen einer Materialreduktion um $1/3$ und $2/3$ ersichtlich.

Als Folge dieser Berechnungen wurden neue Resonatorspulen mit einer Blechstärke von 0.1 mm entwickelt, siehe Kapitel 6.1. Simulationen und Rechnungen zu den neuen Spulen sind in der Diplomarbeit [23] zu finden.

λ [Å]	I/I_0 [%]	I/I_0 [%]	I/I_0 [%]
20	33.5	57.9	69.5
30	20.3	45.0	58.7
40	12.0	34.7	49.4
50	7.0	26.5	41.3
60	4.2	20.6	34.9
	Spulendicke = 0.3 mm	Spulendicke = 0.2 mm	Spulendicke = 0.1 mm

Tabelle 3.3. – Auswirkung der Materialreduktion auf die Transmissionsrate der VCN.

3.2.2. Absorption und Streuung in der Luft

Da der Neutronenstrahl von dem Strahlaustritt der VCN-Beamline bis zum Detektor eine Flugstrecke von etwa 2.7 m zurücklegen muss, ist es erforderlich die Absorption und Streuung der sehr kalten Neutronen in der Luft zu untersuchen. Dazu wurden von Hanno Filter Rechnungen angestellt die zeigen, dass die Transmissionsrate durch 2m Luft nur mehr bei ca. 20 – 25 % liegt. Aufgrund dieser Rechnungen wurde das gesamte Setup in einer Helium Box, siehe Abschnitt 6.3, montiert.

3.3. Anforderungen an die Resonatorelektronik

Aufgrund der wesentlich kleineren Resonatorfelder stellen sich neue Anforderungen an die Resonatorelektronik. Die zu schaltenden Ströme durch die Spulen fallen entsprechend kleiner aus, daher muss ein größeres Augenmerk auf die Genauigkeit mit der die Ströme eingestellt werden, gelegt werden. Für eine Abschätzung des erforderlichen Stroms, durch die Spulen, um das Resonatorfeld B_1 zu erzeugen, wird der I_{res}/B_1 Faktor= 98961 A/ μ T verwendet. I_{res} ist der erforderliche Strom durch die Spule um das Magnetfeld B_1 zu erzeugen. Dieser Wert ergibt sich aus der Magnetfeldsimulation die Robert Raab in seiner Diplomarbeit mit der Simulationssoftware

λ [Å]	B_1 [μ T]	B_1 [μ T]	B_1 [μ T]	I_{res} [A]	I_{res} [A]	I_{res} [A]
20	9.6	28.7	47.8	0.947	2.840	4.734
30	6.4	19.1	31.9	0.631	1.893	3.156
40	4.8	14.4	23.9	0.473	1.420	2.367
50	3.8	11.5	19.1	0.379	1.136	1.893
60	3.2	9.6	15.9	0.316	0.947	1.578
	$k = 0$	$k = 1$	$k = 2$	$k = 0$	$k = 1$	$k = 2$

I_{res}/B_1 Faktor= 98961 A/ μ T aus Simulation, siehe[23]

Tabelle 3.4. – Abschätzung der zu erwartenden Ströme I_{res} für das Resonatorfeld B_1 , berechnet mit Formel (2.4) für $k = 0, 1, 2$. Damit mit dem Resonator auch Spinflips höherer Ordnung $k = 1, 2$ möglich sind, müssen entsprechende Reserven bei der Elektronik vorgesehen werden.

CST EM STUDIO[®] durchführt hat [23]. In Tabelle 3.4 sind die erwarteten Ströme für den Wellenlängenbereich von 20 – 60 Å aufgelistet. Für die Entwicklung der Stromversorgung werden folgende Ziele gesetzt:

- Individuell einstellbarer Strom bis 4 Ampere, um genügend Spielraum für Gauß-Shaping oder höhere Ordnungen zu haben.
- Stabilität (geringes Rauschen, schwingungsfrei) und Genauigkeit der Ströme bei 1 %.
- Ein- und Ausschaltzeiten im Mikrosekundenbereich, um mögliche Störungen durch Schaltvorgänge zu vermeiden.
- Modularer Aufbau um fehlerhafte Elemente leicht austauschen zu können.
- Zeitstabilität der Ströme, auch im Hinblick auf Bauteilerwärmung.
- An Resonatorgeometrie angepasstes Platinenlayout, um eine kompakte Bauweise und kurze Zuleitungen zu den Spulen zu gewährleisten.

Die Entwicklung der elektronischen Steuerung des Resonators folgt im Kapitel 5.

4. Abschirmung des Erdmagnetfeldes

Zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes wird in dieser Arbeit die Methode der passiven Abschirmung verwendet. Im Gegensatz zu elektrischen Ladungen existieren bei magnetischen Ladungen keine Monopole [28], dadurch müssen magnetische Feldlinien stets in sich geschlossen sein. Die Abschirmung magnetischer Felder beruht nun auf dem Prinzip der „Magnetfeldumlenkung“. Dabei wird rund um das zu schirmende Volumen Material mit einer sehr hohen magnetischen Leitfähigkeit (Permeabilität μ) gegeben. Da es für den magnetischen Fluss energetisch günstiger ist, durch das Material mit der hohen Permeabilität zu gehen, kommt es zu einer Feldverarmung im zu schirmenden Bereich. Ein mögliches Material für diese magnetische Abschirmung ist Mumetal, dies ist eine 80%ige NiFe-Legierung mit einer sehr hohen Permeabilität. Um diese hohe Permeabilität zu erreichen, muss dieses Material allerdings einer magnetischen Glühbehandlung unterzogen werden. Das macht das Material und die Verarbeitung entsprechend teuer. Weiters reagiert es sehr sensibel auf mechanische Beanspruchungen und so kann durch eine geringe Verformung des Materials die relative Permeabilität μ_r von $\mu_r = 50.000 - 140.000$ auf $\mu_r = 150$ sinken. Für weitere Informationen zu diesen Materialien und deren Verarbeitung sei auf die Broschüre „Magnetische Abschirmungen“ [29] der Firma SEKELS verwiesen.

Eine weitere Möglichkeit, einen magnetfeldfreien Raum zu gestalten, ist die aktive Kompensation von Magnetfeldern. Dabei hebt sich das vorhandene störende Magnetfeld durch Superposition mit einem gegengleichen Magnetfeld, welches z.B. mit Helmholtzspulen erzeugt werden kann, auf. Diese Methode setzt allerdings voraus, dass das störende Magnetfeld homogen ist, da die Kompensation eines Magnetfeldgradienten konstruktiv wesentlich aufwendiger ist. Für eine genaue Beschreibung der aktiven Kompensation von Magnetfeldern sei hier auf die Diplomarbeit von Robert Raab verwiesen [23].

4.1. Simulationen der passiven Abschirmung des Erdmagnetfeldes

Die Simulationen der passiven Magnetfeldabschirmung werden mit der Software COMSOL Multiphysics® durchgeführt. COMSOL Multiphysics® ist eine Software-Plattform, welche mit finite Elemente Methoden Physik-basierte Probleme simulieren und numerisch lösen kann. Die Software beinhaltet je nach physikalischem Anwendungsgebiet unterschiedliche Module und bietet ein eigenes Modul zur Simulation von Magnetfeldern [30].

Mit dem vorgefertigten Modul zu Magnetfeldsimulation werden schon die entsprechenden Parameterfenster festgelegt. Zu Beginn der Simulation wird ein 3D-Modell des zu simulierenden Problems erstellt werden. Dies kann entweder mit einem CAD-Programm erstellt und importiert, oder direkt in COMSOL modelliert werden. Als nächstes wird dem Modell ein Werkstoff zugeordnet und ihm somit dessen physikalischen Eigenschaften wie Dichte, elektrische Leitfähigkeit, Festigkeit, magnetische Permeabilität, usw. definiert. Dabei kann auf eine Materialbibliothek zurückgegriffen, oder der Werkstoff selbst definiert werden. Anschließend sind entsprechende Randbedingungen zu setzen, um z.B. ein externes Magnetfeld wie das Erdmagnetfeld auf das modellierte Problem wirken zu lassen. Zu guter Letzt wird ein Gitter für die finite Elemente Simulation erstellt. Die Erstellung des Gitters muss mit Sorgfalt durchgeführt werden, da ein zu feines Gitter den Rechenaufwand ins Unermessliche steigern kann und ein zu grobes Gitter zu Problemen mit den Randbedingungen und zu Ungenauigkeiten führen kann.

4.1.1. Simulation des Erdmagnetfeldes

Um die Abschirmung des Erdmagnetfeldes zu simulieren, wird zu Beginn ein Würfel mit $5 \times 5 \times 5$ m modelliert. Für diesen Würfel wird als Material Luft gewählt und mittels Randbedingungen wird ein homogenes Magnetfeld mit $B_x = 40 \mu\text{T}$, $B_y = 20 \mu\text{T}$ und $B_z = 0 \mu\text{T}$ eingestellt. Dieses Magnetfeld entspricht in etwa den Bedingungen, die am Messplatz in Grenoble zu erwarten sind. Wie in der Abbildung 4.1 zu sehen ist, ist der Neutronenstrahl des PF2 Messplatzes Richtung Westen ausgerichtet. Dadurch wird erwartet, dass der Großteil der horizontalen Magnetfeldkomponente normal zum Neutronenstrahl steht. Für die weiteren Simulationen wird mit der Voraussetzung, dass die horizontale Magnetfeldkomponente normal zum Neutronenstrahl steht, gerechnet.

In Abbildung 4.2 ist der $5 \times 5 \times 5$ m Würfel mit dem Erdmagnetfeld, welches durch die Pfeile dargestellt ist, abgebildet.

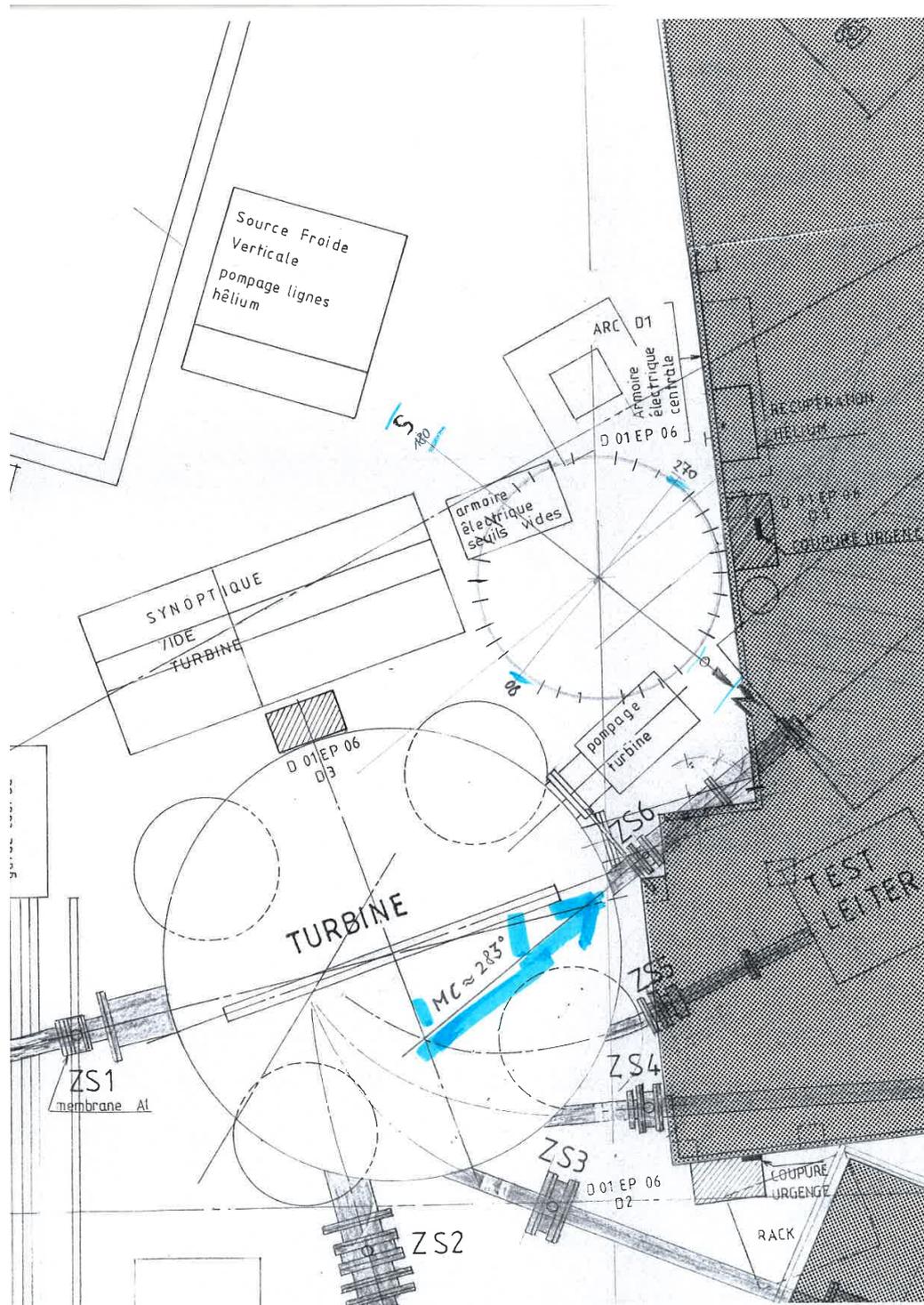


Abbildung 4.1. – Orientierung der VCN-Beamline (blauer Pfeil) am ILL in Grenoble gegenüber dem Erdmagnetfeld. Die Beamline ist Richtung Westen ausgerichtet. Zur Verfügung gestellt von Peter Geltenbort.

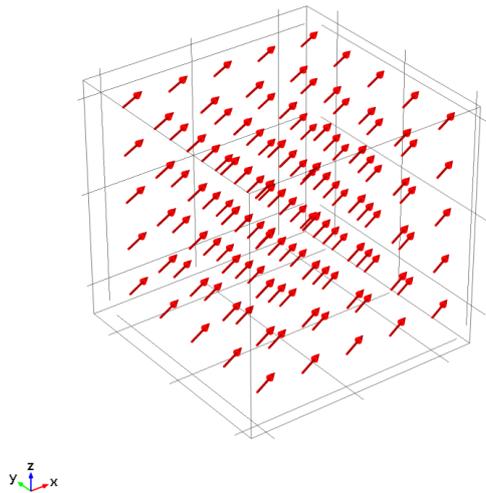


Abbildung 4.2. – Mit COMSOL simulierter Würfel mit $5 \times 5 \times 5$ m, welcher aus Luft besteht. Mittels Randbedingungen wird ein homogenes Magnetfeld mit $\vec{B}_x = 40 \mu\text{T}$, $\vec{B}_y = 20 \mu\text{T}$ und $\vec{B}_z = 0 \mu\text{T}$ eingestellt, diese ist durch die roten Pfeile dargestellt.

4.1.2. Simulation einer zylindrischen Abschirmung mit offenen Enden

Da bei dem Experimentaufbau keine geschlossene Abschirmung möglich ist, muss zum Einen eine Öffnung für den Neutronenstrahl vorhanden sein und zum Anderen muss eine Öffnung für die Steuerung und Stromversorgung des Resonators, sowie dessen Wasserkühlung erforderlich sein. Daher wird eine zylindrische Abschirmung mit offenen Enden simuliert. Es wird ein Zylinder mit einem Radius $r = 0.5$ m und einer Länge $l = 1.5$ m modelliert, als Werkstoff wird Luft gewählt. Anschließend wird der Zylinder in den Würfel mit dem Erdmagnetfeld positioniert, siehe Abbildung 4.3. In COMSOL ist es schwierig für dünne Geometrien ein Gitter zu erzeugen und zu vernetzen. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, gibt es für die Simulation einer dünnen Geometrie die Option „Magnetic Shielding“. Mit dieser Option kann bei einem Volumenkörper, in diesem Fall dem Zylinder, die Mantelfläche gewählt werden und mit einem magnetisch schirmenden Material belegt werden. Da für die Simulation keine Hystereskurve von Mumetall zur Verfügung steht, wird nach telefonischer Auskunft der Firma Sekels [29] mit einem fixen Wert für die relative Permeabilität μ_r gerechnet. Es wird der Wert $\mu_r = 10.000$ gewählt. Damit sollte, solange es nicht zu Sättigungseffekten in der Abschirmung kommt die Schirmwirkung der Abschirmung unterschätzt werden.

In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis der Simulation grafisch dargestellt. Die Abbildung zeigt die Auswirkung, wenn der Zylindermantel aus Mumetall mit einer Dicke von

1 mm und einer relative Permeabilität $\mu_r = 10.000$ besteht. In der Abbildung 4.5, ist der Betrag des resultierenden Magnetfelds entlang der Zylinderachse dargestellt. Bei der linken Abbildung weist die Mumetallabschirmung 1 mm Wandstärke auf, bei der rechten Abbildung sind es 3 mm Wandstärke. Durch die hohe Permeabilität des Materials kommt es zu einer Feldverarmung im Inneren des Zylindermantels. Aufgrund der Tatsache, dass der Zylinder offen ist, ist die Wirkung der Abschirmung im Bereich der Öffnung geringer als in der Mitte des Zylinders. Weiters ist zu erkennen, dass die Wandstärkenerhöhung von 1 mm auf 3 mm sich positiv auf das zu schirmende Volumen auswirkt. So ist bei 1 mm Wandstärke ein Restfeld in der Zylindermitte von $5 \mu\text{T}$ vorhanden. Bei 3 mm Wandstärke beträgt dieses nur mehr $2.5 \mu\text{T}$.

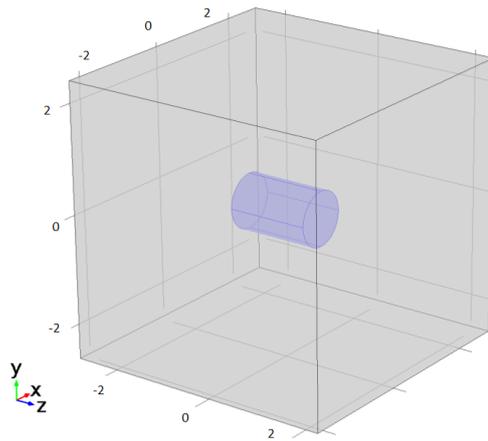


Abbildung 4.3. – Modellierter Zylinder mit einem Radius $r = 0.5 \text{ m}$ und einer Länge $l = 1.5 \text{ m}$ in dem $5 \times 5 \times 5 \text{ m}$ Würfel. Die Zylinderachse ist die z -Achse, und der Koordinatenursprung liegt in der Mitte des Zylinders.

4.1.3. Simulation einer U-förmigen Abschirmung mit offenen Enden

Da Erstens eine zylindrische Abschirmung in der Handhabung umständlicher ist als eine Eckige und Zweitens es für das Experiment praktisch wäre, wenn man von oben zum Resonator Zugriff hätte, wird eine U-förmige Abschirmung mit offenen Enden simuliert. Zunächst wird der Würfel mit einem Erdmagnetfeld von $B_x = 0 \mu\text{T}$, $B_y = 40 \mu\text{T}$ und $B_z = 20 \mu\text{T}$ und den Abmessungen $7 \times 7 \times 7 \text{ m}$ erstellt. Der Würfel wird vergrößert, um Randeffekte durch die finite Elemente Simulation zu vermeiden, da auch die Abschirmung auf 1.8 m verlängert wird. Anschließend wird ein Quader mit $0.8 \times 0.8 \times 1.5 \text{ m}$ erstellt und als Material Luft gewählt, dargestellt in Abbildung 4.9. Als nächstes wird auf die drei Längsflächen die Randbedingung der Mumetallabschirmung angewendet. Somit entsteht eine Mumetallabschirmung, die an den beiden Stirnflächen und oben offen ist.

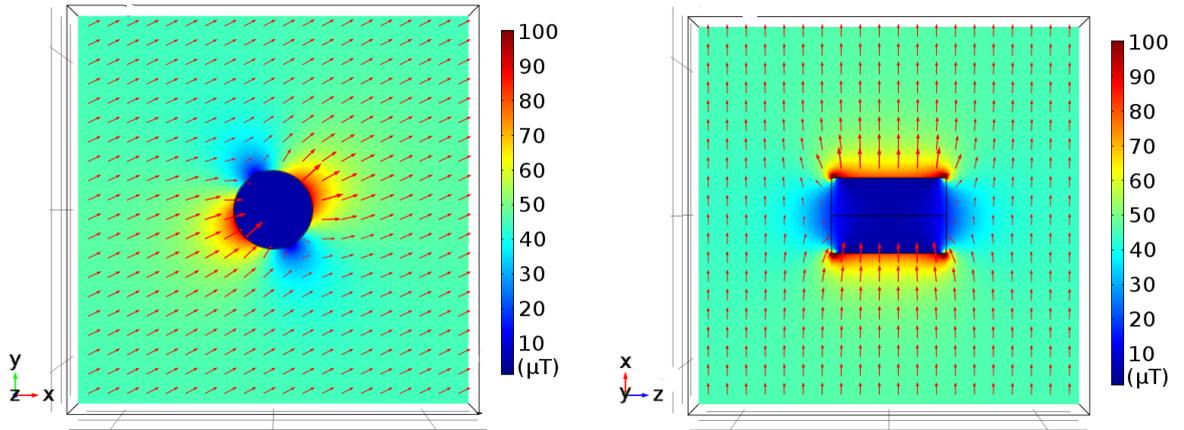


Abbildung 4.4. – Grafische Darstellung des geänderten Magnetfeldverlaufs aufgrund der Mumetallabschirmung. Auf dem Zylindermantel ist eine Abschirmung mit 1 mm Dicke und einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 10.000$ simuliert. Die roten Pfeile geben die Richtung des Magnetfelds wieder, der Farbbalken gibt den Verlauf des Betrags des Magnetfeldes in μT wieder. (Links) Schnittbild entlang der x-y Ebene des Zylinders. (Rechts) Schnittbild entlang der x-z Ebene des Zylinders.

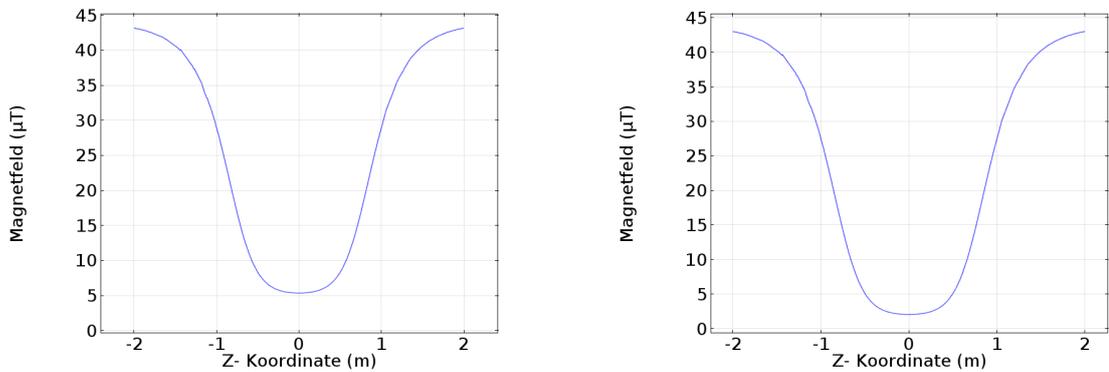


Abbildung 4.5. – Darstellung des Betrags des resultierenden Magnetfeldes entlang der Zylinderachse. (Links) Zylindermantel aus Mumetall mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$. (Rechts) Zylindermantel aus Mumetall mit einer Dicke von 3 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$.

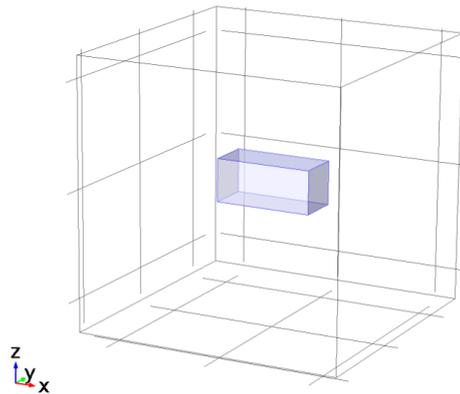


Abbildung 4.6. – Modellierter Quader mit den Maßen $0.8 \times 0.8 \times 1.5$ m in den $7 \times 7 \times 7$ m Würfel. Die Längsachse ist die x-Achse, und der Koordinatenursprung liegt in der Mitte des Quaders.

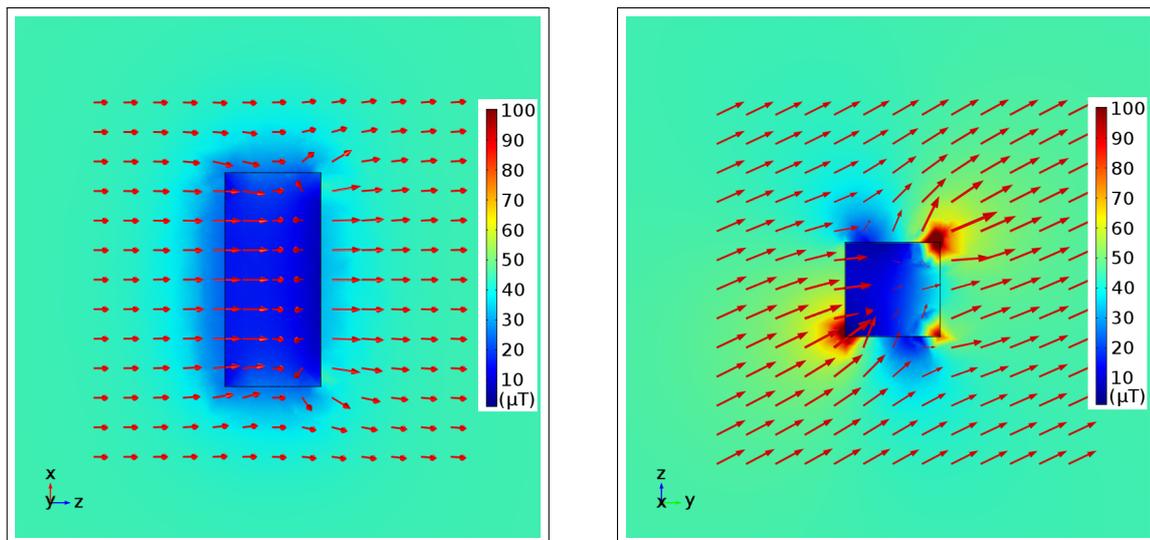


Abbildung 4.7. – Grafische Darstellung des geänderten Magnetfeldverlaufs aufgrund der Mumetallabschirmung. Auf der Quaderoberfläche die an den beiden Stirnseiten und oben offen ist, ist eine Abschirmung mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 10.000$ simuliert. Die roten Pfeile geben die Richtung des Magnetfeldes wieder, der Farbbalken gibt den Verlauf des Betrags des Magnetfeldes in μT wieder. (Links) Schnittbild entlang der x-z Ebene des Quaders. (Rechts) Schnittbild entlang der z-y Ebene des Quaders.

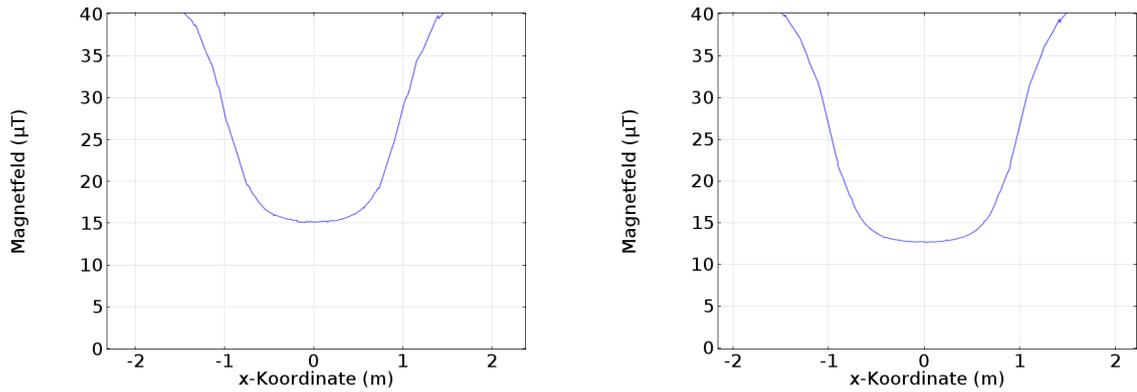


Abbildung 4.8. – Darstellung des Betrags des resultierenden Magnetfeldes entlang der Mittelachse des Quaders. (Links) Drei Längsflächen des Quaders aus Mumetall mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$. (Rechts) Drei Längsflächen des Quaders aus Mumetall mit einer Dicke von 3 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$

In Abbildung 4.7 ist das Ergebnis der Simulation grafisch dargestellt. Es hat sich gezeigt, dass dadurch, dass die Abschirmung oben offen ist, die Schirmwirkung sehr stark abnimmt. In der Abbildung 4.8, ist der Betrag des resultierenden Magnetfeldes entlang der Mittelachse (x-Achse) des Rechtecks dargestellt. Bei der linken Abbildung weist die Mumetallabschirmung 1 mm Wandstärke und auf der rechten Abbildung 3 mm auf.

Dadurch, dass der Quader über einen so großen Bereich offen ist, ist die Wirkung der Abschirmung um Einiges geringer als jene der Zylindrischen. Wie schon bei der zylindrischen Abschirmung ist zu erkennen, dass die Wandstärkenerhöhung von 1 mm auf 3 mm sich positiv auf das zu schirmende Volumen auswirkt. So ist bei 1 mm Wandstärke ein Restfeld von $15 \mu\text{T}$ und bei 3 mm ein Restfeld von $13 \mu\text{T}$ übrig, hier ist die Änderung gering.

4.1.4. Simulation einer quaderförmigen Abschirmung mit offenen Enden

Da bei der U-förmigen Abschirmung noch relativ hohe Restmagnetfelder bleiben, wird noch eine quaderförmige Abschirmung mit offenen Enden simuliert. Die Vorgehensweise ist gleich wie bei der U-förmigen, nur dass hier an allen vier Längsflächen die Randbedingung der Mumetallabschirmung gegeben wird.

In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis der Simulation einer quaderförmigen Mumetallabschirmung mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$,

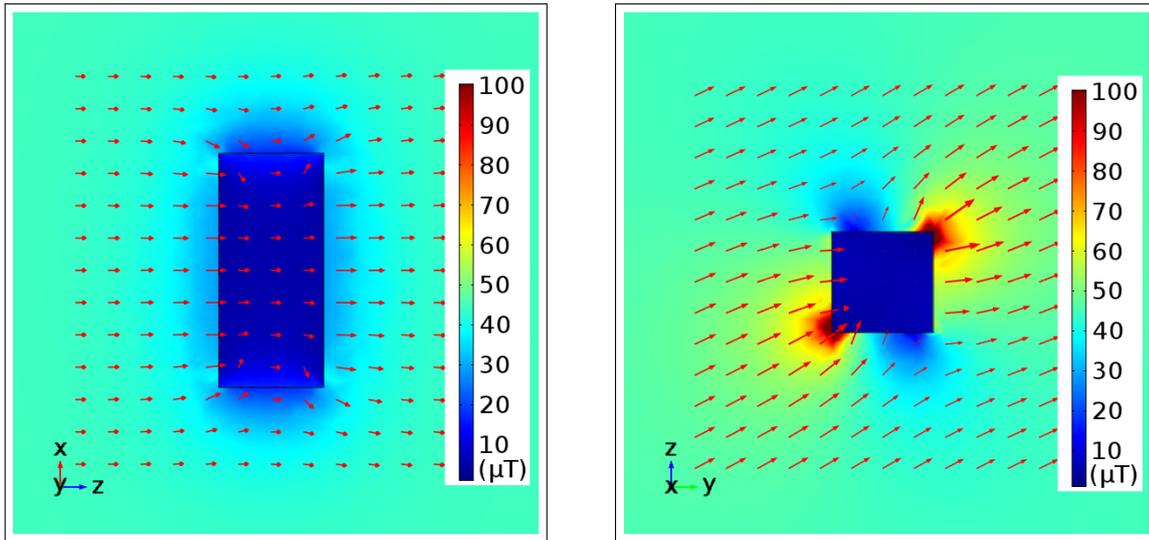


Abbildung 4.9. – Grafische Darstellung des geänderten Magnetfeldverlaufs aufgrund der Mumetallabschirmung. Auf der Quaderoberfläche die an den beiden Stirnseiten offen ist, ist eine Abschirmung mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 10.000$ simuliert. Die roten Pfeile geben die Richtung des Magnetfeldes wieder, der Farbbalken gibt den Verlauf des Betrags des Magnetfeldes in μT wieder. (Links) Schnittbild entlang der x-z Ebene des Quaders. (Rechts) Schnittbild entlang der z-y Ebene des Quaders.

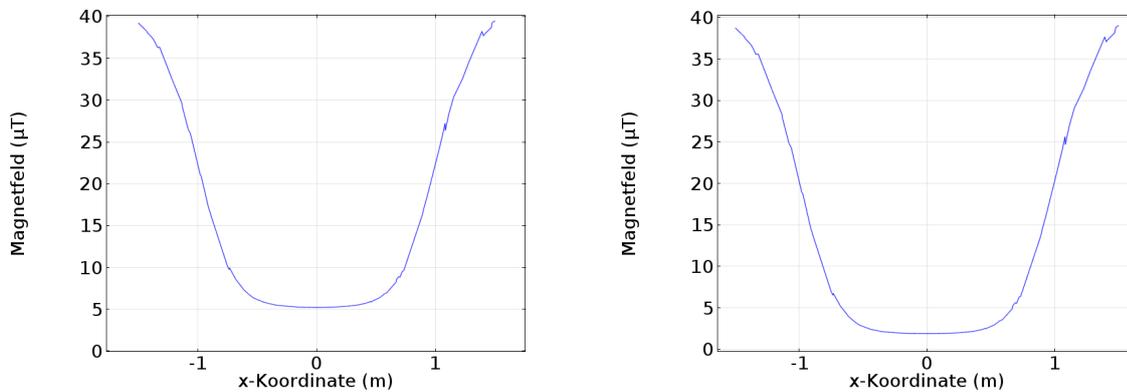


Abbildung 4.10. – Darstellung des Betrags des resultierenden Magnetfeldes entlang der Mittelachse des Quaders. (Links) Längsflächen des Quaders aus Mumetall mit einer Dicke von 1 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$. (Rechts) Längsflächen des Quaders aus Mumetall mit einer Dicke von 3 mm und einer relativen Permeabilität $\mu_r = 10.000$.

grafisch dargestellt. Das Ergebnis ist ähnlich dem der zylindrischen Abschirmung. In Abbildung 4.10 ist der Betrag des resultierenden Magnetfeldes entlang der Mittelachse des Quaders ersichtlich, wobei bei der linken Abbildung die Mumetallabschirmung 1 mm Wandstärke und die rechte Abbildung 3 mm Wandstärke aufweist. Die Restmagnetfelder von etwa $5 \mu\text{T}$ bei 1 mm Wandstärke und etwa $2 \mu\text{T}$ bei 3 mm Wandstärke sind ungefähr gleich wie jene bei der zylindrischen Abschirmung. Allerdings ist bei der quaderförmigen Abschirmung der Bereich mit dem kleinen Restfeld in der Mitte etwas größer.

Aufgrund dieser Simulationen erweist sich eine quaderförmige Abschirmung mit offenen Enden als die Beste der hier simulierten Lösungen. Durch die eckige Form ist auch eine Montage rund um das Experiment einfacher als bei einer zylindrischen Geometrie. Für eine exakte Simulation einer Abschirmung mittels Mumetall ist allerdings die Kenntnis einer Hysteresekurve erforderlich, da die relative Permeabilität magnetfeldabhängig ist und die hier angeführten Simulationen somit nur eine Abschätzung sind.

4.2. Mumetall Abschirmung

Durch die Unterstützung von Hanno Filter und Tobias Jenke ist es möglich gewesen, eine Mumetallabschirmung für das Experiment am VCN-Strahl auszuborgen. Eine Skizze der Abschirmung ist in Abbildung 4.11 ersichtlich, die Abschirmung besteht aus vier Mumetallplatten mit einer Dicke von 1 mm, wobei die Seitenteile umgebogene Enden haben. Mit diesen umgebogenen Enden kann die Abschirmung mit Parallelklammern zusammengebaut werden.

Für den Messaufbau in Grenoble wurde noch ein Skelett aus Item-Profilen angefertigt, an dem die Platten festgeklemmt werden. Dadurch ist es auch möglich, den Deckel der Abschirmung zu entfernen und den Rest der Abschirmung aufgebaut zu lassen, wodurch ein guter Zugriff zum Experimentaufbau von oben gegeben ist. Die Geometrie der Abschirmung entspricht in etwa jener quaderförmigen Abschirmung, die in Abschnitt 4.1 simuliert ist. Um die Funktion der Abschirmung zu überprüfen, wird mit einem 3-Achsen-Fluxgate FGM3D/250 der Firma SENSYS [31] der Magnetfeldverlauf entlang der z-Achse (Abbildung 4.11) direkt am VCN Messplatz in Grenoble ausgemessen. Der ermittelte Betrag des Magnetfeldverlaufs entlang der z-Achse durch die Mumetall-Abschirmung **ohne** Deckel ist in Abbildung 4.12, der Magnetfeldverlauf der Mumetall-Abschirmung **mit** Deckel in Abbildung 4.13 dargestellt.

Die Form des gemessenen Magnetfeldverlaufs in den Abbildungen 4.12 und 4.13 deckt sich sehr gut mit den simulierten Ergebnissen. Auch stimmt die Größenordnung der simulierten Magnetfelder mit den tatsächlich gemessenen überein, laut Simulation tre-

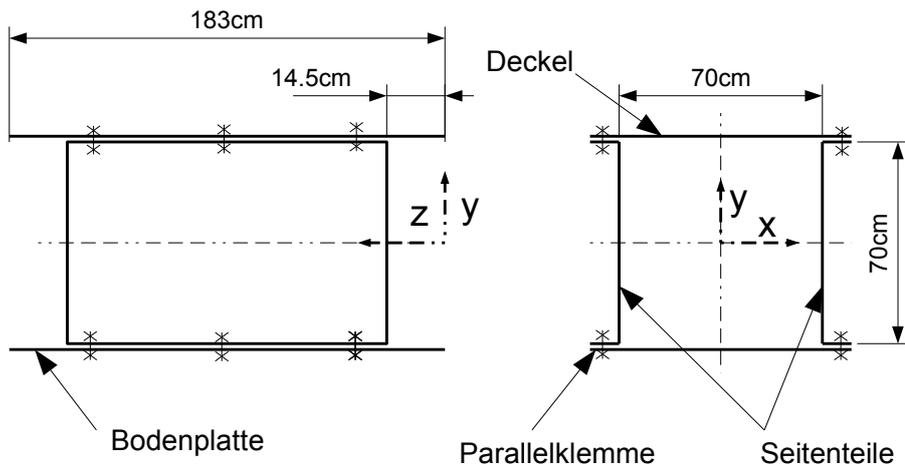


Abbildung 4.11. – Skizze der für das VCN-Experiment verwendeten Mumetallabschirmung

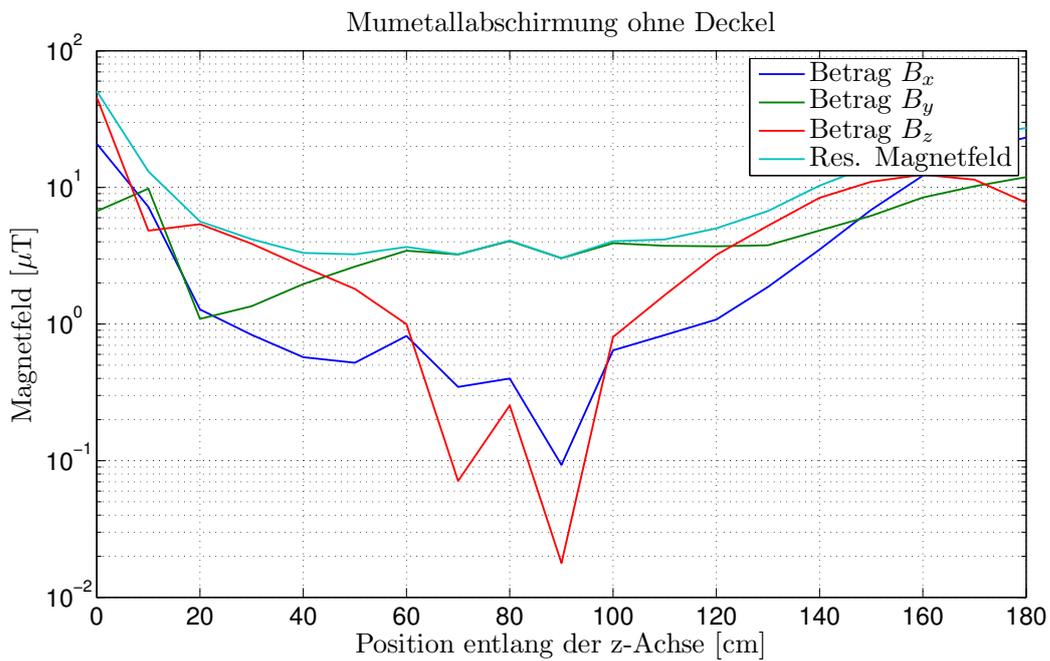


Abbildung 4.12. – Mit 3-Achsen-Fluxgate gemessener Magnetfeldverlauf entlang der z-Achse der aufgebauten Mumetall-Abschirmung ohne Deckel. Das Koordinatensystem wird von Abbildung 4.11 übernommen.

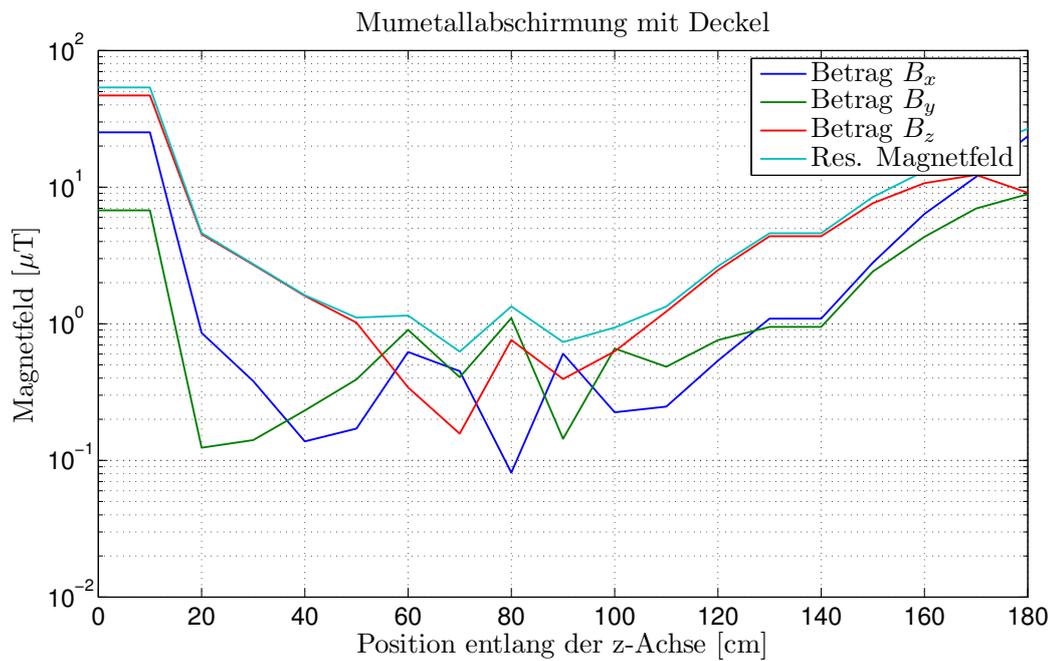


Abbildung 4.13. – Mit 3-Achsen-Fluxgate gemessener Magnetfeldverlauf entlang der z-Achse der aufgebauten Mumetall-Abschirmung mit Deckel. Das Koordinatensystem wird von Abbildung 4.11 übernommen.



Abbildung 4.14. – Aufgebaute Mumetall-Abschirmung am PF2 Messplatz in Grenoble.

ten bei einer Abschirmung mit 1 mm Mumetall im Inneren Magnetfelder von etwa $5 \mu\text{T}$ auf. Die tatsächlich gemessenen Magnetfelder bei der Abschirmung mit Deckel liegen in etwa bei $1 - 2 \mu\text{T}$, somit wurden mit der Simulation wie erwartet das verbleibende Magnetfeld innerhalb der Abschirmung überschätzt. Durch die großen Öffnungen an den Stirnseiten ist die Schirmwirkung am Rand um einiges geringer als in der Mitte. Es ist auch zu erkennen, dass wie erwartet ohne Deckel die Restmagnetfelder größer sind als mit Deckel.

Die am Messplatz aufgebaute Mumetall-Abschirmung ist in Abbildung 4.14 zu sehen.

5. Elektronische Steuerung des Resonators

5.1. Struktur der Steuerung

Die Struktur der Steuerung des Resonators ist im Zuge der Bachelorarbeit von Stefan Seifried [32] entwickelt worden. Die Steuerung ist in drei Ebenen aufgeteilt, je acht Spulen werden direkt von dem jeweiligen „Coil Controller“, also der jeweiligen Resonatorelektronik, siehe Abschnitt 5.3, versorgt. Der Mikrocontroller auf der Resonatorelektronik-Platine wird wiederum vom „Central Master Controller“ gesteuert. Die Struktur der Steuerung ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

5.2. Central Master Controller

Als Central Master Controller dient ein Olimex LPC2378-STK Development prototype board, siehe Abbildung 5.2. Dieses Entwicklungsboard arbeitet mit einem NXP LPC2378 ARM7TDMI Mikrocontroller und bietet eine Vielzahl an Schnittstellen (RS232, USB, I2C, SD/MMC Card slot, Onboard LCD, 100MBit Ethernet u.v.m.) [33]. Auf dem Olimex Board ist ein Webserver installiert mit dem die Resonatorelektronik programmiert werden kann. Nähere Informationen dazu sind in der Diplomarbeit [24] von Stefan Baumgartner und in der Bachelorarbeit von Stefan Seifried [32] zu finden.

5.3. Resonatorelektronik

Die Anforderungen an die Resonatorelektronik sind einerseits durch die Physik des Resonators und andererseits durch den vorhandenen Platz bestimmt. Der Resonator besteht aus 48 Spulen mit einer Breite a von je 11.6 mm. Daraus ergibt sich, dass die maximale Breite für die Resonatorelektronik je Spule den Wert von 11.6 mm nicht

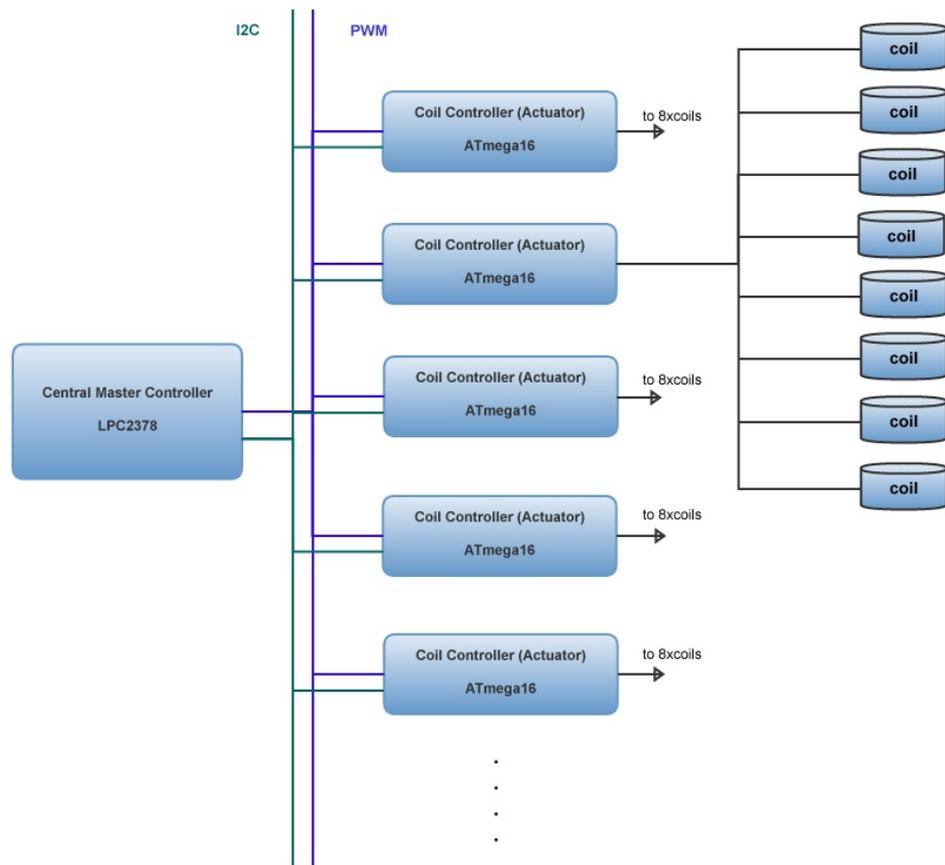


Abbildung 5.1. – Struktur der Steuerung des Resonators [32].

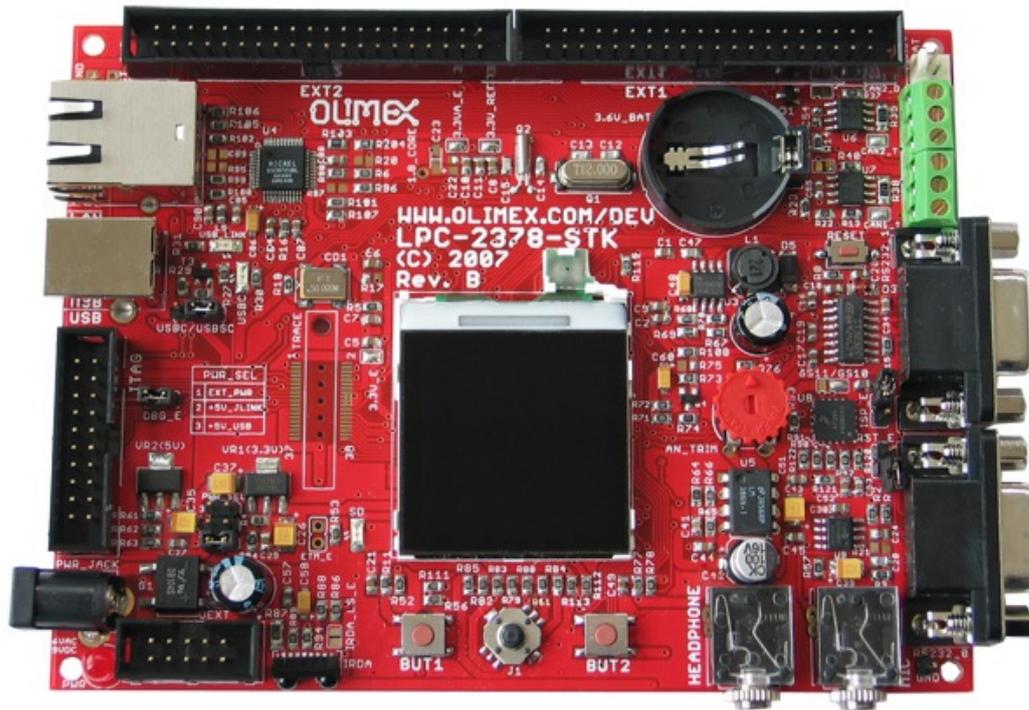


Abbildung 5.2. – Central Master Controller-Olimex LPC2378-STK [33].

überschreiten darf. Die Anforderungen betreffend der Physik des Resonators sind in Abschnitt 3.3 ausgeführt.

Die Resonatorelektronik wird auf zwei Platinen aufgeteilt, einer „Power Supply“ und einer „Resonator Logic“ Platine. Die Power Supply Platine beinhaltet den Regelkreis mit einem Operationsverstärker (OPV) und sämtliche Leistungsbauteile der Stromversorgung. Die Resonator Logic Platine stellt mittels Mikrocontroller ATMEGA164A-PU [34] und Digital Analog Wandler (DAC) die Kommunikation zwischen Central Master Controller und der Power Supply Platine her. Die beiden Platinen sind über Steckverbinder direkt miteinander verbunden.

5.3.1. Power Supply Platine

Die Power Supply Platine ist mittels vier Signalpins je Spule mit der Resonator Logic Platine verbunden. In Abbildung 5.3 ist der Regelkreis für eine Resonatorspule dargestellt. Die vier Signalpins je Spule sind durch rote Kreise hervorgehoben. Bei jeder Power Supply Platine ist dieser Regelkreis acht mal ausgeführt und versorgt somit acht Spulen.

Über den DAC_1 Pin wird ein DAC Signal von der Resonator Logic Platine übertragen. Um die Stabilität des DAC-Spannungssignals zu gewährleisten, wird das Signal mit dem Kondensator C_DAC_1 gestützt. Mit dem $MS1$ Eingangssignal wird der SN74LVC1G3157 Analog Switch gesteuert. Dieser Analog Switch ermöglicht ein schnelles Ein- und Ausschalten des DAC-Signals. Dabei schaltet der Analog Switch zwischen seinen beiden Eingängen A und B hin und her. Am Eingang A liegt eine kleine Spannung von 10 mV an, am Eingang B das DAC Signal. Würde der Eingang A auf Massepotential liegen so käme es beim Umschalten von A auf B beim Regelkreis zu einer Verzögerung. Doch durch die kleine Spannung am Eingang A ist der Regelkreis immer leicht angesteuert und es kann somit die Verzögerung vermieden werden. Der Ausgang X des Analog Switch ist das OPV-Eingangssignal und die Regelgröße für den Regelkreis.

Der OPV ergibt mit dem Feldeffekttransistor (FET) und dem Shunt-Widerstand einen Standardregelkreis [35]. Der OPV OPA2228 steuert den FET PSMN2R7 aus, dadurch fließt ein Strom (von der Stromleiste zum Spulenanschluss 1 durch die Resonatorspule zurück auf die Platine durch den Spulenanschluss 2 und) über den Shunt-Widerstand gegen Masse. Der Spannungsabfall am Shunt-Widerstand wird zum zweiten OPV Eingang zurückgeführt und schließt den Regelkreis. Der OPV vergleicht die Spannungen an seinen beiden Eingängen und gibt die Differenz der beiden Spannungen U_+ und U_- mit der so genannten Geradeausverstärkung G_{gv} verstärkt am Ausgang wieder. Der Kondensator C_4 und das Potentiometer $R7$ ergeben einen Tiefpass Filter, der dazu dient ein Schwingen des Regelkreises zu verhindern. Durch Verstellen des Potentiometers kann die Flanke beim Einschalten der Spule eingestellt werden, siehe Abbildung 5.6. Der Widerstand $R12$ begrenzt den Ausgangsstrom des OPV. Der FET besitzt eine Kapazität die dazu führen kann, dass im Schaltmoment ohne den Widerstand ein hoher Kurzschlussstrom fließt. Dieser Kurzschlussstrom würde den OPV beschädigen. Weiters ist eine Freilaufdiode $D2$ vorgesehen, die beim Ausschalten der Spule Spannungsspitzen als Folge ihrer Induktivität verhindert.

Mittels einen Relais V23079, das zwei Kontakte $K1$ und $K2$ gleichzeitig schalten kann, ist eine H-Brücke aufgebaut, die dazu dient, die Stromrichtung durch die Spule und damit die Richtung des durch die Spule erzeugten Magnetfelds umzukehren [36]. Die Relaissteuerung erfolgt durch den Kontakt $RL1$, welcher vom Mikrocontroller auf der Resonator Logic Platine angesteuert wird. Um den Ausgang des Mikrocontrollers nicht zu stark zu beanspruchen, schaltet der Mikrocontrollerausgang den FET $Q3$ vom Typ PMV31XN. Dieser fungiert als Schalter und schaltet das Relais. Zum Anschluss der Resonatorspule an die Platine sind die zwei Spulenanschlüsse $H1$ und $H2$ vorgesehen.

Der vierte Signalpin $R1$, welcher durch den Mikrocontroller gesteuert wird, dient dazu, den Shunt-Widerstand und damit den Größenbereich des Ausgangsstroms zu ändern. Mit diesem Signalpin kann für niedrige Ströme bis 1 A der Shunt-Widerstand 1 mit 3.3Ω verwendet werden. Durch den 3.3Ω Widerstand ist der Spannungsabfall am

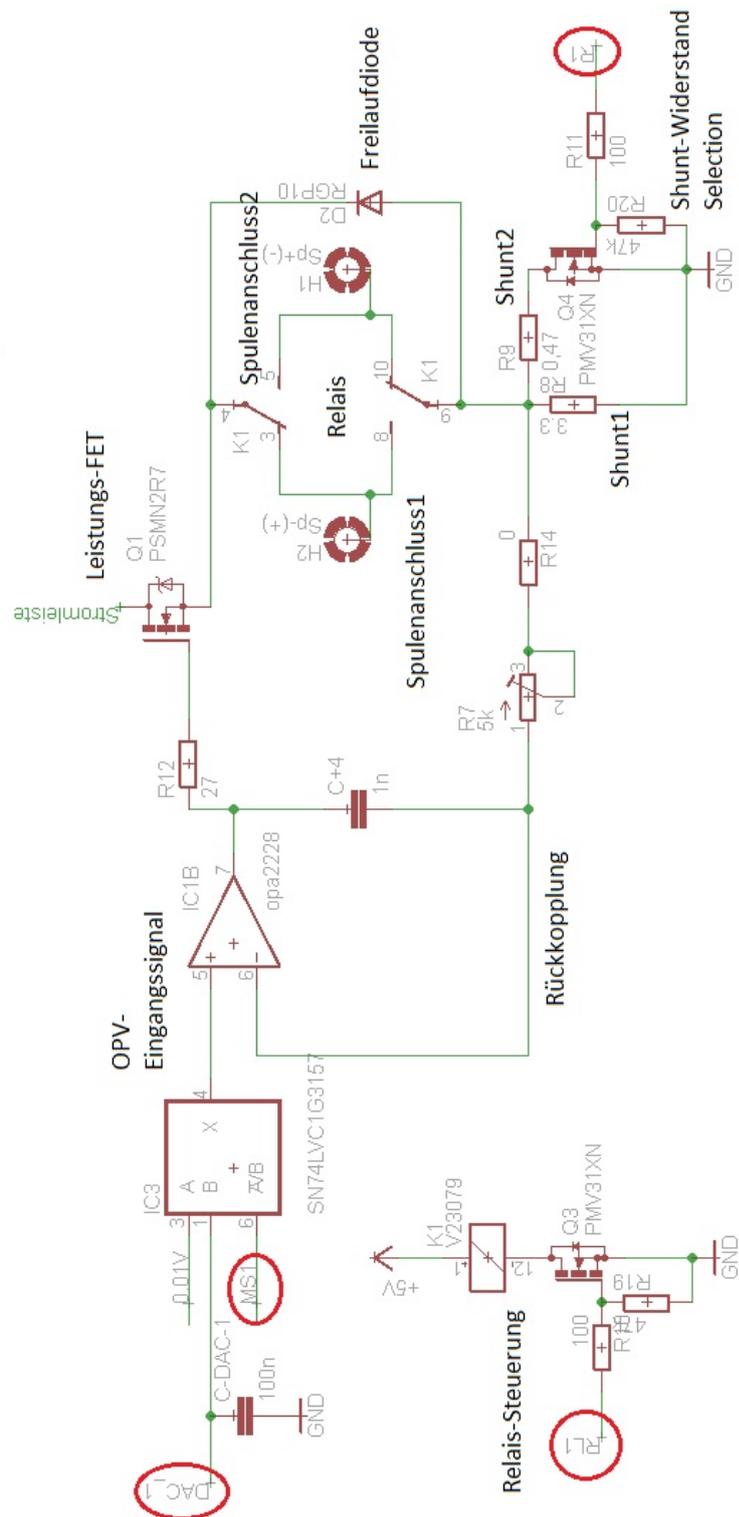


Abbildung 5.3. – Schematischer Aufbau der Stromversorgung für eine Resonatorspule. Durch die roten Ringe sind die vier Signalpins zur Resonator Logic hervorgehoben.

Shunt-Widerstand, welcher das Signal für die Rückkopplung darstellt entsprechend groß. Dies ermöglicht eine genaueres Regeln auf den gewünschten Strom. Benötigt man Ströme größer 1 A so kann mit dem FET Q_4 der zweite Shunt-Widerstand mit $0.47\ \Omega$ parallel zum Ersten geschaltet werden. Daraus ergibt sich mit

$$R_{ges} = R_1 \parallel R_2 = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \quad (5.1)$$

ein Gesamtwiderstand $R_{ges} = 0.41\ \Omega$. Durch den kleineren Widerstand ist das Rückkopplungssignal kleiner, dadurch kann ein größerer Strombereich geregelt werden. Durch die Verwendung individueller Widerstände je nach Strombereich kann für kleine Ströme bis 1 A aufgrund des größeren Spannungsabfall der Strom einfacher und genauer geregelt werden.

5.3.2. Dimensionierung der Power Supply Platine

Zur ersten Dimensionierung der Schaltung wird die Software LTSpice IV von Linear Technology [37] verwendet. Mit dieser Software kann die Schaltung am PC aufgebaut und deren Verhalten simuliert werden. Dadurch ist eine Abschätzung der Größenordnung der einzelnen Bauteile (Kapazitäten, Widerstände...) möglich. Auch kann die Leistung mit der die einzelnen Bauteile belastet werden genau untersucht werden. In der Abbildung 5.4 (oben) sind die Ströme durch die Leistungsbauteile in Abhängigkeit vom OPV-Eingangssignal dargestellt. Bei dieser Simulation sind beide Shunt-Widerstände aktiv.

In der Abbildung 5.4 (unten) ist die dabei an den jeweiligen Bauteilen abfallende Leistung aufgetragen. Aufgrund dieser Untersuchung ist sofort zu erkennen, dass der Leistungs-FET und die Shunt-Widerstände eine gute Kühlung benötigen.

Die Simulation des Einschaltverhaltens der Schaltung dient nur dazu, die Parameter der Bauteile grob abzuschätzen. Da in der Simulation mit idealen Bauteilen gerechnet wird, die Bauteile in der Realität jedoch nicht ideal sind, ist das Ergebnis der Simulation oft eine stabile Schaltung. Diese Schaltung als Prototyp aufgebaut, kann jedoch schwingen und instabil sein. In Abbildung 5.5 ist das Ergebnis einer solchen Simulation zu sehen. In der oberen Abbildung ist nur der größere Shunt-Widerstand 1 aktiv, in der Unteren sind beide Shunt-Widerstände aktiv. Um nun die Bauteile, die das Einschaltverhalten beeinflussen (Potentiometer R_7 , Kondensator C_4 , Widerstand R_{12} , Operationsverstärker) genau auf den Einsatzbereich abzustimmen, wird ein Prototyp der Schaltung aufgebaut und der ideale Wert der Bauteile experimentell bestimmt.

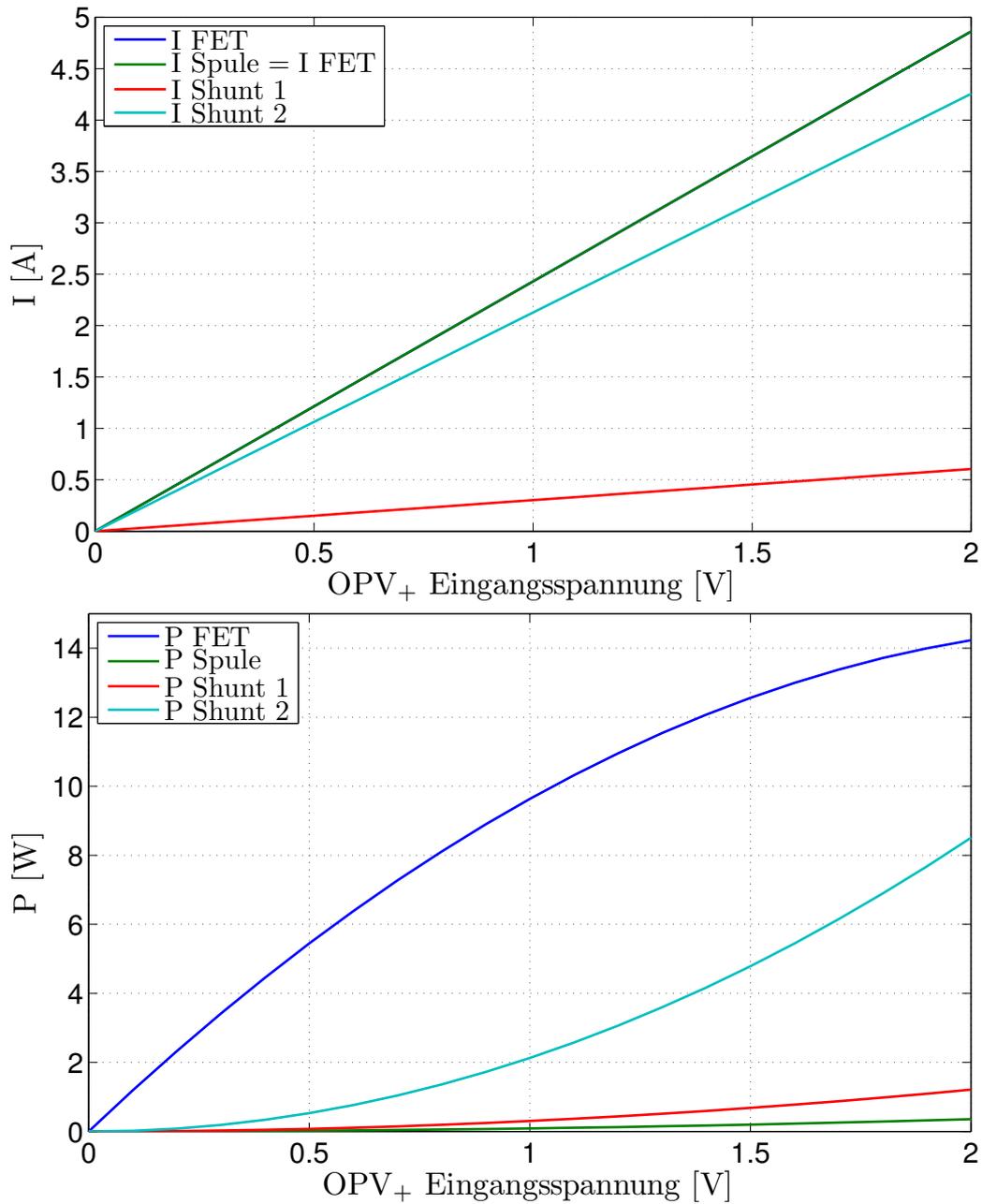


Abbildung 5.4. – (Oben) Strom durch Leistungsbauteile in Abhängigkeit vom OPV Eingangssignal. (Unten) Abfallende Leistung am Bauteil in Abhängigkeit vom OPV Eingangssignal.

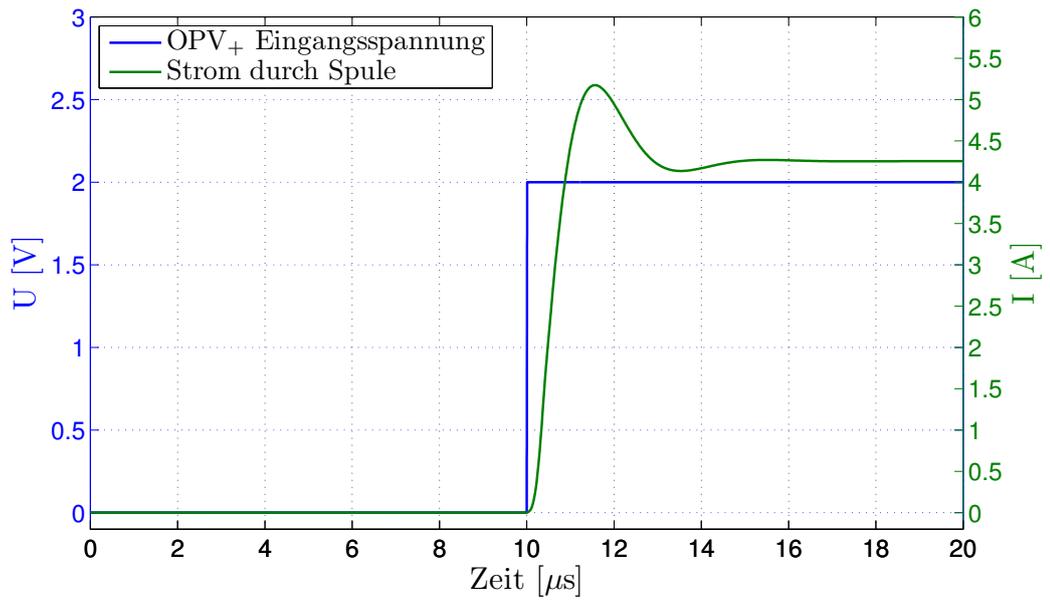
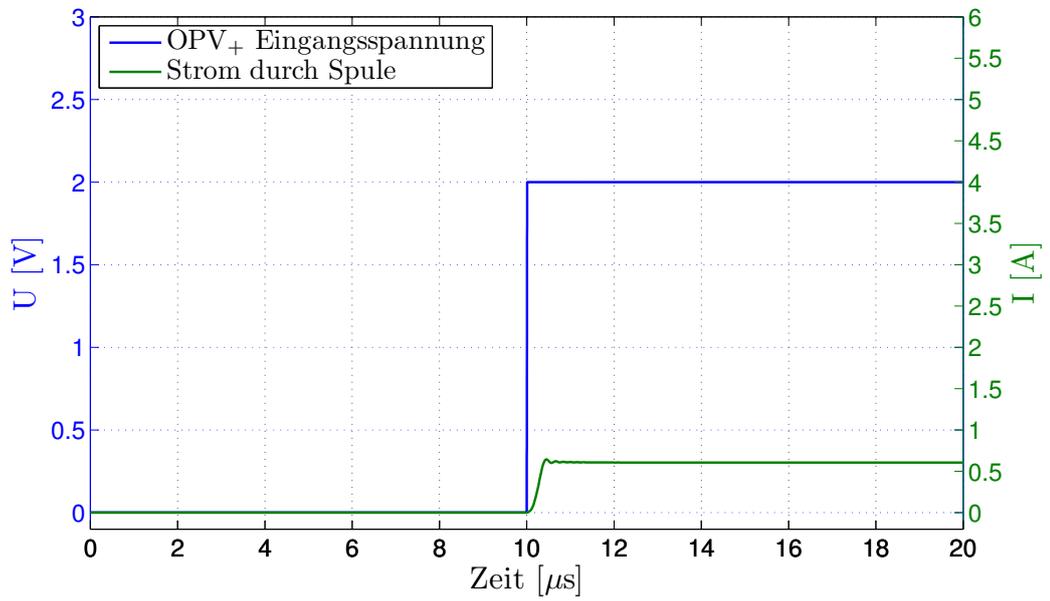


Abbildung 5.5. – (Oben) Einschaltverhalten der simulierten Elektronik mit nur einem Shunt-Widerstand von $R_1 = 3.3 \Omega$. (Unten) Mit beiden Shunt-Widerständen $R_{ges} = 0.41 \Omega$.

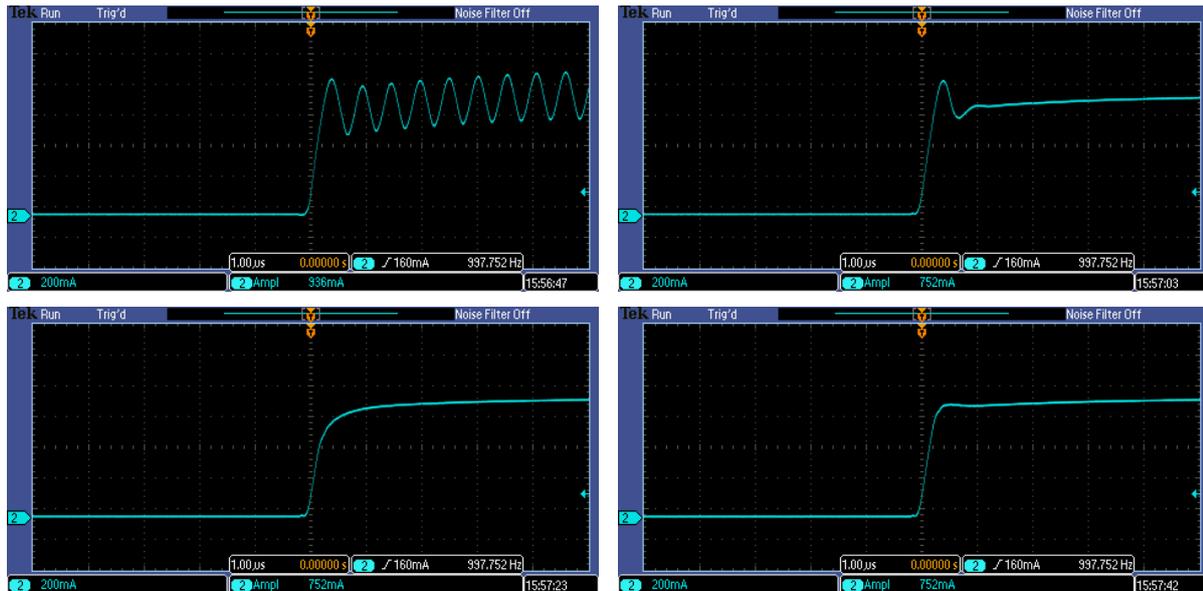


Abbildung 5.6. – Durch Verstellen des Potentiometers (Widerstand $R7$ in Abbildung 5.3) kann die Einschaltflanke der Steuerung optimal eingestellt werden. Mit einer Stromzange und dem Oszilloskop wird direkt der Strom durch die Spule aufgezeichnet. In der ersten Abbildung (links oben) ist das Potentiometer auf einen zu kleinen Widerstandswert eingestellt und die Schaltung schwingt. In der zweiten Abbildung (rechts oben) ist der Widerstand erhöht worden und es gibt nur mehr eine kurze Einschwingphase. Wird der Widerstand zu groß eingestellt, so ist die Schaltung stabil, aber langsam (links unten). Der ideale Widerstandswert ist in der vierten Abbildung (rechts unten) eingestellt.

In Abbildung 5.6 ist der Einfluss des Potentiometers auf das Einschaltverhalten der Elektronik dargestellt. Durch Drehen (Verstellen des Widerstandswertes) der Schraube am Potentiometers kann die Einschaltflanke optimal eingestellt werden.

5.3.3. Resonator Logic Platine

Die Resonator Logic Platine übernimmt die Kommunikation zwischen der Resonator Power Platine und dem Central Master Controller, dem Olimex-Board. Mittels der Kommunikationsschnittstelle, welche zum Programmieren des Mikrocontrollers dient, ist auch die Kommunikation zum Olimex-Board möglich. Das Schema der Resonator Logic Platine ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die wichtigsten Bauteile auf dieser Platine sind der Mikrocontroller ATMEGA164P und die zwei Digital/Analog Wandler (DAC) MCP4728-E/UN. Mittels der zwei Ausgänge SCL und SDA programmiert der Mikrocontroller die beiden Digital/Analog Wandler. Die DAC Ausgänge stellen das Eingangssignal (DAC \star) über die Steckverbinder der Resonator Power Platine zur Verfügung. Die anderen drei Steuersignale ($MS\star$, $RL\star$, $R\star$), die für jede Spule auf

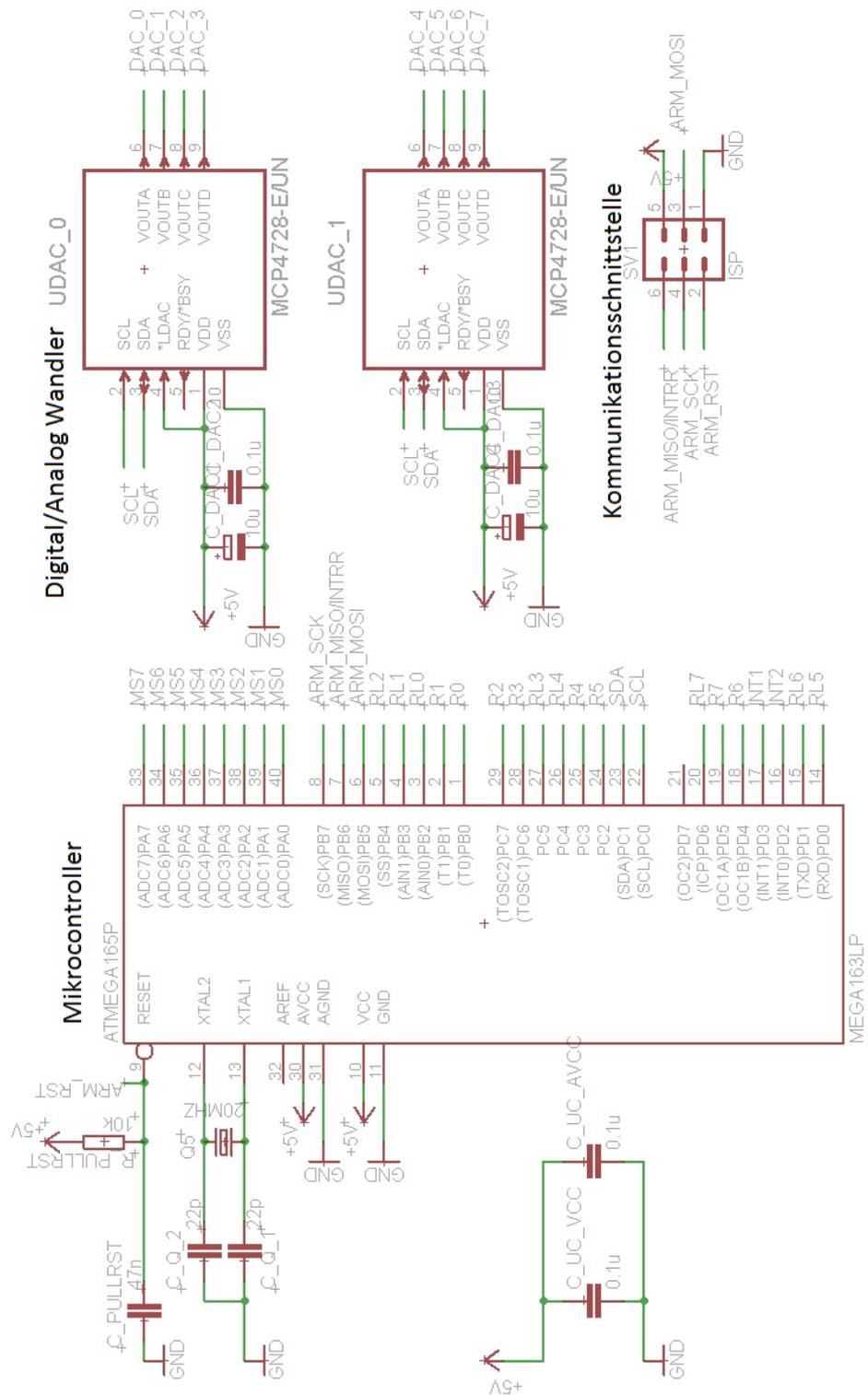


Abbildung 5.7. – Schematischer Aufbau einer Steuerplatine (Resonator Logic Platine) für acht Resonatorspulen.

der Resonator Power Platine notwendig sind, kommen direkt vom Mikrocontroller. Zur Programmierung des Mikrocontrollers sei auf die Diplomarbeit [24] von Stefan Baumgartner verwiesen.

5.4. Fertigung der Platinen

Mit der Software Eagle [38] wird das Platinen-Layout der Resonatorelektronik erstellt. Aufgrund der kompakten Bauweise (1 cm Streifen pro Spule) ist es erforderlich, mehrere Durchführungen zwischen den zwei Platinenebenen zu gestalten. Das Platinen-Layout der Power Supply und der Resonator Logic Platine sind im Anhang A.1 zu finden.

Die Platinen werden in der Elektronikwerkstatt des Atominstituts gefräst. Die Durchführungen zwischen den Platinenebenen werden chemisch durchkontaktiert. Das Bestücken der Bauteile wird von Hand erledigt, bei den SMD Bauteilen wird eine SMD-Lötpaste aufgetragen und mit der Pinzette der SMD Bauteil auf der Platine platziert. Durch „Backen“ der Platinen im Reflow-Ofen schmilzt die SMD-Lötpaste und verlötet damit die Bauteile. Danach werden die restlichen Bauteile in die dafür vorgesehenen Bohrungen gesteckt und eingelötet.

Beim Testen der fertigen Platine wurde festgestellt, dass die chemischen Durchkontaktierungen zum Teil fehlerhaft sind, bzw., dass die Durchkontaktierungen, bei denen auch Bauteile eingelötet sind, durch mechanische Beanspruchungen brechen. Aufgrund dessen müssen die fehlerhaften Stellen mit Kabelbrücken repariert werden. Um weitere Fehler zu vermeiden, wurden sämtliche Durchkontaktierungen, die zugänglich sind, schon im Vorhinein mit Kabelbrücken versehen, Abbildung 5.8.

5.5. Kalibrierung der Resonatorsteuerung

Um die Genauigkeit der Ströme, welche die Steuerung liefert, zu erhöhen, ist eine Kalibrierung erforderlich. Dazu muss der Offset bei den Spannungssignalen welche der DAC ausgibt, ermittelt werden. Dieser Spannungs-Offset ändert sich im Regelfall nicht und kann somit wenn er einmal ermittelt wurde, korrigiert und berücksichtigt werden. Das Spannungssignal des DACs ist die Regelgröße für die Resonator Power Platine, ein Spannungs-Offset würde somit eine falsche Regelgröße ergeben. Weiters kann auch der OPV einen Spannungs-Offset haben, was auch zu Abweichungen bei den Strömen durch die Spulen führen würde. Um die Kalibrierung durchzuführen, wird ein bekannter Widerstand in Serie zur Stromzuführung der Resonatorsteuerung

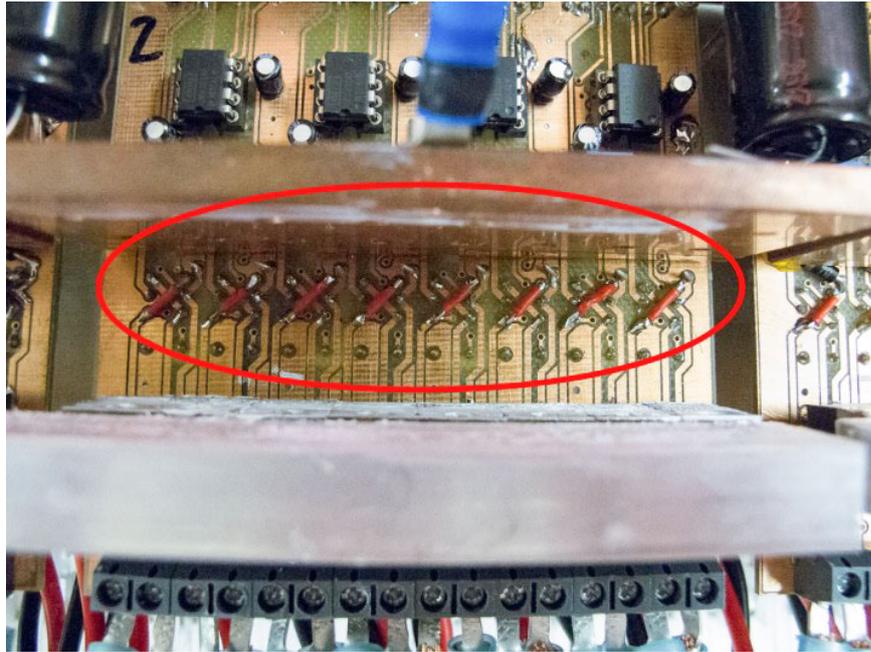


Abbildung 5.8. – Um fehlerhafte Durchkontaktierungen zu vermeiden, werden diese mit Kabelbrücken (rote Kabel) überbrückt.

geschaltet und der Spannungsabfall am Widerstand mit dem Oszilloskop gemessen. Im nächsten Schritt wird für jede Spule einzeln eine Folge von DAC-Werten eingestellt und der dazugehörige Spannungsabfall am Widerstand aufgezeichnet. Diese Kalibrierung wird zweimal ausgeführt, je einmal, wenn der Shunt-Widerstand 1 und einmal wenn beide Shunt-Widerstände aktiv sind. Mit dem bekannten Widerstand kann der Spannungsabfall am Widerstand direkt in den Strom durch die Spule umgerechnet werden. Mit der Software Monopol CSV GUI, die im Zuge der Projektarbeit von Toni Buder erstellt wurde, können die ermittelten Parameter (DAC-Wert und dazugehöriger Strom durch die Spule) je Spule eingegeben werden [39]. Die Software ermittelt mit diesen Werten eine Geradengleichung, diese gibt den Zusammenhang zwischen den DAC-Wert und den Strom durch die Spule wieder, Abbildung 5.9 (links). Weiters werden in das Programm Monopol CSV GUI, Abbildung 5.9 (rechts) die gewünschten Resonatorparameter (Resonanzwellenlänge λ_0 , Shaping, Pulse Duration, Pulse Delay,...) eingegeben. Die Software erstellt aus diesen Parametern ein CSV-File mit den entsprechenden Werten (kalibrierte DAC Werte, wann jede Spule eingeschaltet wird, für wie lange sie eingeschaltet wird, die Stromrichtung der Spule und ob Shunt 1 oder Shunt-Widerstand 1 und 2 aktiv sind). Diese Daten werden mittels dem Central Master Controller (Olimex-Board) auf die Resonatorelektronik übertragen. Die Anleitung dazu findet sich im Resonator Manual im Anhang A.2.

Weiters wurde beim Testen der Resonatorelektronik festgestellt, dass aufgrund der langen Zuleitungen (ca.2m) zwischen Stromquelle und Resonator es zu Spannungseinbrüchen beim Einschalten der Resonatorelektronik in der Zuleitung kommt. Um

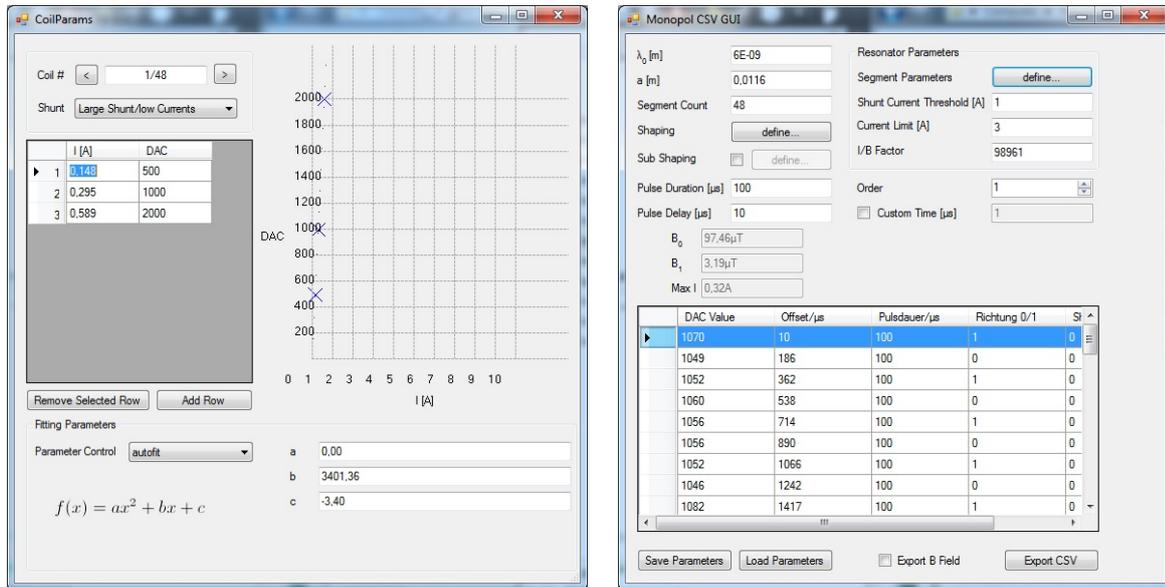


Abbildung 5.9. – (Links) Fenster zum Eingeben der Spulenparameter. (Rechts) Monopol CSV GUI, mit geladener Kalibrierungsdatei.

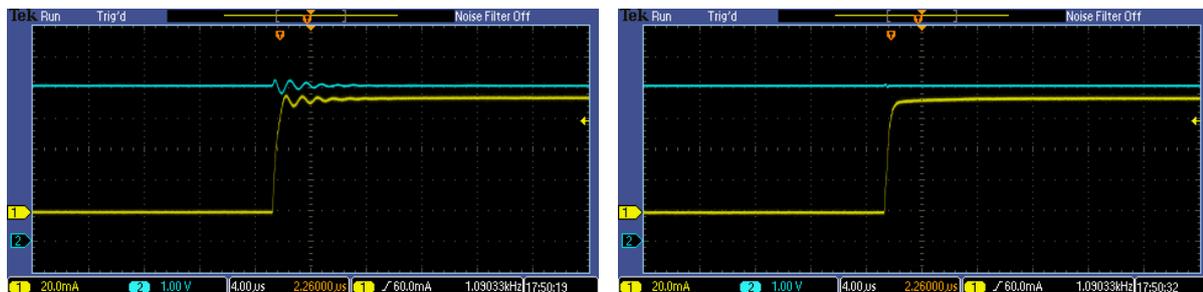


Abbildung 5.10. – (Links) Strom durch eine Resonatorspule (gelbe Kurve), durch einen Spannungseinbruch in der Zuleitung (türkise Kurve) kommt es zu einem Einschwingen. (Rechts) Mit einem 22 mF Elektrolyt-Kondensator gestützte Zuleitung, eine Schwingphase beim Einschalten kann durch eine stabile Versorgung vermieden werden.

diese Einbrüche zu vermeiden, wird die Versorgungsleitung direkt an jeder Platine mit einem 22 mF Elektrolyt-Kondensator gestützt. Die Auswirkung des Kondensators ist in Abbildung 5.10 zu sehen, es ist gut zu erkennen, dass durch das Stützen der Versorgung die Schwingphase beim Einschalten vermieden werden kann.

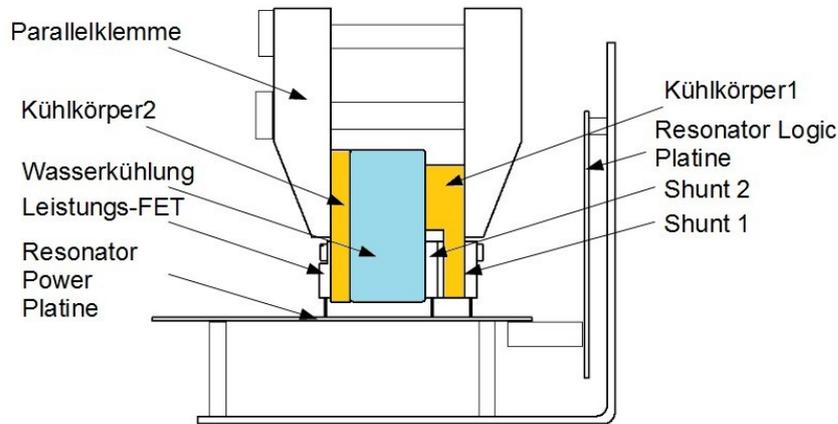


Abbildung 5.11. – Schema der Wasserkühlung der Leistungselektronik. Mithilfe der beiden Kühlkörper (gelb) und der Wasserkühlschiene (blau) wird die Abwärme der Leistungsbauteile abgeführt.

5.6. Kühlung der Resonatorsteuerung

Um die Leistungsbauteile hinreichend zu kühlen, wurde eine Wasserkühlung entwickelt. Das Schema der Wasserkühlung ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Der Shunt-Widerstand 1 und der Leistungs-FET sind mit Schrauben an den Kühlkörpern 1 und 2 festgeschraubt. Der Kühlkörper 1 ist so gestaltet, dass der Shunt-Widerstand 2 gegen die Wasserkühlschiene gepresst wird. Um einen guten Wärmekontakt herzustellen, wird auf den Kontaktflächen zwischen den Shunt-Widerständen und den Kühlkörpern Wärmeleitpaste aufgetragen. Der Kühlkörper 2 ist aus Kupfer gefertigt und dient nicht nur als Kühlkörper sondern auch als Stromschiene, über die der elektrische Kontakt zwischen Leistungs-FET und Stromzuführung hergestellt wird. Hier wird die Kontaktfläche vorher poliert, um einen guten elektrischen und thermischen Kontakt herzustellen. Die beiden Kühlkörper werden mit Parallelklemmen an die Wasserkühlschiene (blau) festgeklemmt. Weiters wird zwischen den Kühlkörpern und der Wasserkühlschiene Wärmeleitpaste für einen guten Wärmekontakt aufgetragen.

6. Weitere Neuerungen

Im Zuge des Experimentaufbaus für die Messungen in Grenoble am ILL wurden gemeinsam mit Robert Raab und Stefan Baumgartner sowie durch die Unterstützung von Roman Gergen, dem technischen Zeichner der Neutronen- und Quantenphysik-Gruppe, weitere neue Komponenten entwickelt.

6.1. Resonatorelemente

Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben ist ein neues Spulendesign mit dünneren Resonatorspulen erforderlich, da ansonsten mit sehr hohen Absorptionsverlusten des VCN-Strahls in den Spulen zu rechnen ist. Die Simulationen und Entwicklung dieser Spulen wird in der Diplomarbeit [23] ausführlich erarbeitet. In Abbildung 6.1 ist eine Skizze des Spulenprototyps zu sehen. Die neuen Spulen haben aufgrund des seitlichen Falz¹, gegenüber den Spulen des Resonators 2.0 den Vorteil, dass sie keine Seitenspulen mehr benötigen, um ein homogenes Resonatorfeld zu erzeugen (vgl. Spulendesign 2.0 in [1]). Allerdings benötigt man bei dem neuen Spulenlayout 62% mehr Strom, um die gleichen Magnetfelder zu bekommen wie beim Spulendesign 2.0.

6.2. Spinflipper

Da kein Breitband-Spinflipper für die VCN-Beamline am ILL existiert, der sich in das Experiment-Setup integrieren lässt, musste ein Breitband-Spinflipper mit den geeigneten Abmessungen entwickelt werden. Dabei fällt die Auswahl aufgrund der Einfachheit im Aufbau auf den Stromblatt-Spinflipper (Current-Sheet), vgl. Abschnitt 1.6.1. Der selbstgebaute Spinflipper ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Als Stromblatt dient ein Aluminiumblech mit einer Wandstärke von 0.3 mm. Die beiden Spulen, die normal zum Stromblatt stehen, dienen zur Kompensation des Führungsfeldes, dadurch kann die

¹Als Falz oder Umschlag bezeichnet man die Doppelung des Randes eines Blechteils durch Abkanten oder Schwenkbiegen.

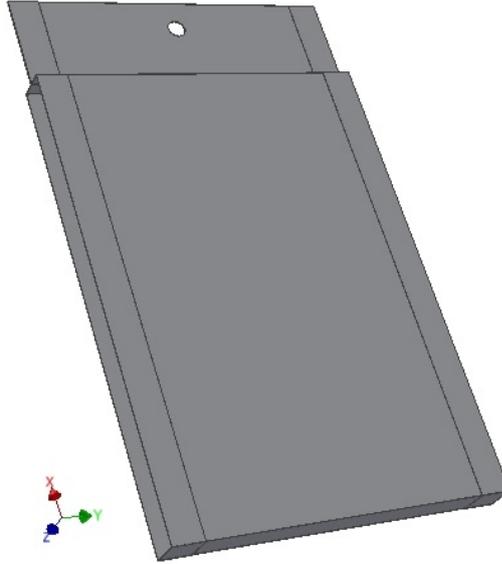


Abbildung 6.1. – Neues Spulendesign des Resonators 3.1.

Effizienz des Stromblattes gesteigert werden. Simulationen dazu wurden von Robert Raab [23] angestellt.

6.3. Helium Box

Um die Absorption und Streuung der Neutronen in der Luft zu verhindern, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, wird das Experiment unter Helium Atmosphäre durchgeführt. Dazu wurde von Roman Gergen eine Aluminium Box mit einem Kunststoff Deckel entworfen. Um in dieser Box die Bestandteile des Versuchsaufbaus befestigen zu können, ist die Grundplatte der Box mit Gewinden versehen. Mit Spannern der Firma Thorlabs ist es möglich, sämtliche Bestandteile in der Box zu befestigen. Dadurch kann der Experimentaufbau bereits vorab in der Box positioniert werden und die Box auch als Transportbox verwendet werden. In Abbildung 6.3 ist die He-Box mit dem aufgebauten Versuchsaufbau zu sehen.

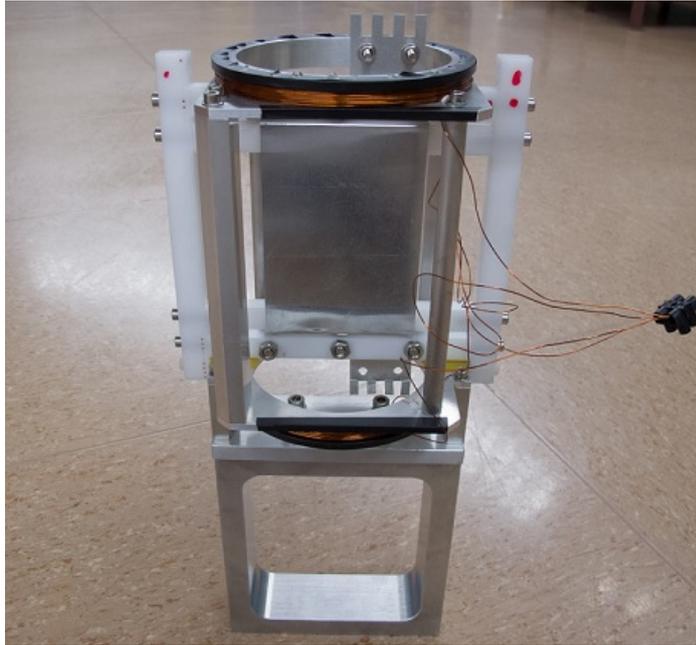


Abbildung 6.2. – Selbstgebautes Stromblatt aus einem 0.3mm dicken Aluminium Blech mit Kompensationsspulen.

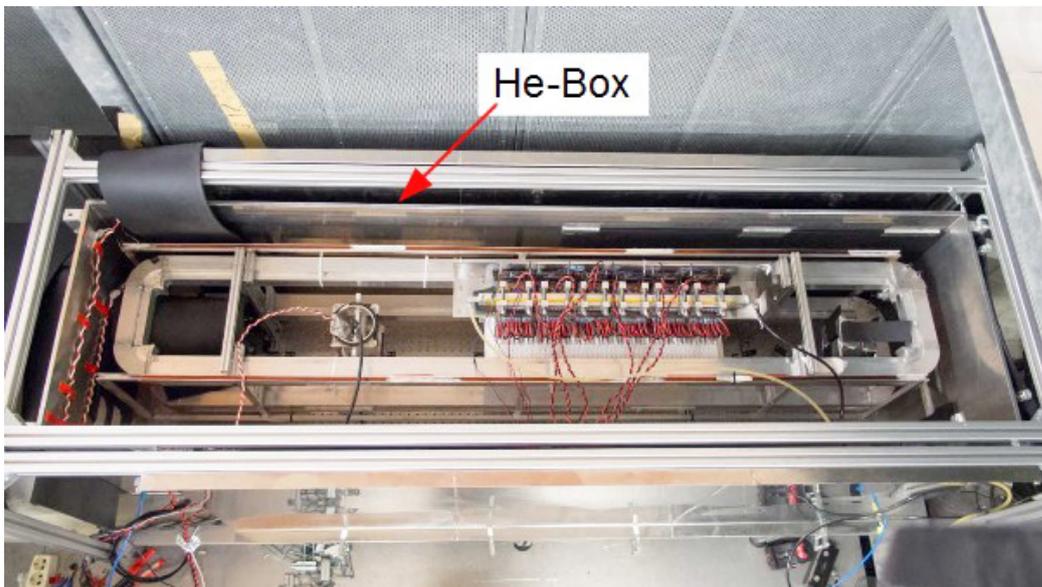


Abbildung 6.3. – He-Box ohne Deckel mit den in der Box aufgebauten Komponenten (Führungfeldspulen innerhalb dieser befinden sich v.l.n.r.: der Analysator unter der schwarzen Bormatte, der Stromblatt-Spinflipper, der Resonator und der Polarisator). Außerhalb der Box ist das Gestell aus Item-Profilen zum Befestigen der Mumetall Abschirmung.

7. Experiment mit sehr kalten Neutronen

Im Zuge dieser Diplomarbeit wurden Messungen mit dem neuen Resonator 3.1 am Hochflussreaktor des ILL (Institut Laue-Langevin) mit sehr kalten Neutronen (VCN) durchgeführt.

7.1. Versuchsaufbau

Das Schema des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Von der kalten Quelle des Reaktors am ILL wird vertikal ein Strahl sehr kalter Neutronen über ein Neutronenleiter-System extrahiert, vgl. Abschnitt 1.3.1. Der Neutronenleiter weist eine Krümmung (Radius= 13m) und eine Länge von 12.8m auf und leitet die sehr kalten Neutronen zu einer Turbine. Innerhalb des Turbinengehäuses wird der Neutronenstrahl in einen Strahl sehr kalten Neutronen, welcher seitlich an der Turbine vorbeigeleitet wird und einen Strahl ultrakalter Neutronen, welcher durch die Turbine erzeugt wird, aufgeteilt. Für das Experiment wird der sehr kalte Neutronenstrahl verwendet (Abbildung 7.1 Grüner Pfeil links), welcher mittels Neutronenleitern zum PF2 Messplatz geleitet wird.

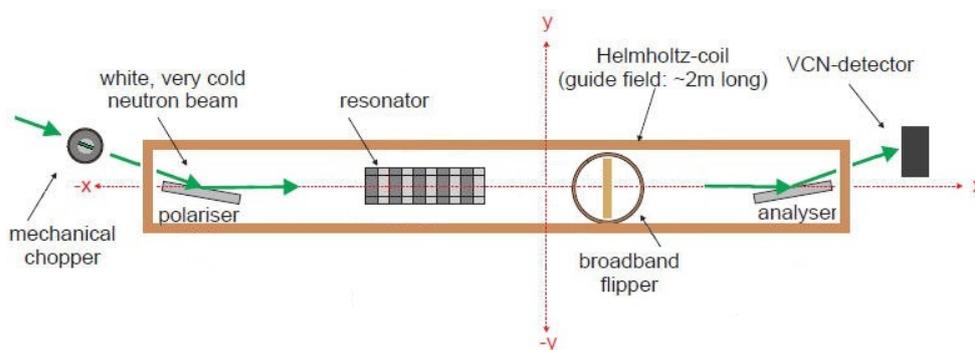


Abbildung 7.1. – Skizzierter Versuchsaufbau für das VCN-Experiment am PF2 Messplatz des ILL [1].

7.1.1. Chopper

Zum Modulieren des Neutronenstrahls dient ein mechanischer Chopper. Dieser Chopper besteht aus einer Scheibe mit einer Öffnung, welche mit einer Drehzahl von 10 – 30 Hz rotieren kann. Weiters hat der Chopper eine statische Blende mit einer Breite von 15 mm. Mittels eines Frequenzgenerators wird das Taktsignal (10 – 30 Hz) für die Chopper-Elektronik vorgegeben, welche die Drehzahl des Choppers regelt. Weiters verfügt der Chopper über einen Trigger-Ausgang, mit dem in Verbindung mit dem Detektor Flugzeitmessungen durchgeführt werden können. In Abbildung 7.2 ist die Chopper Geometrie und die daraus resultierende Öffnungsgeometrie dargestellt.

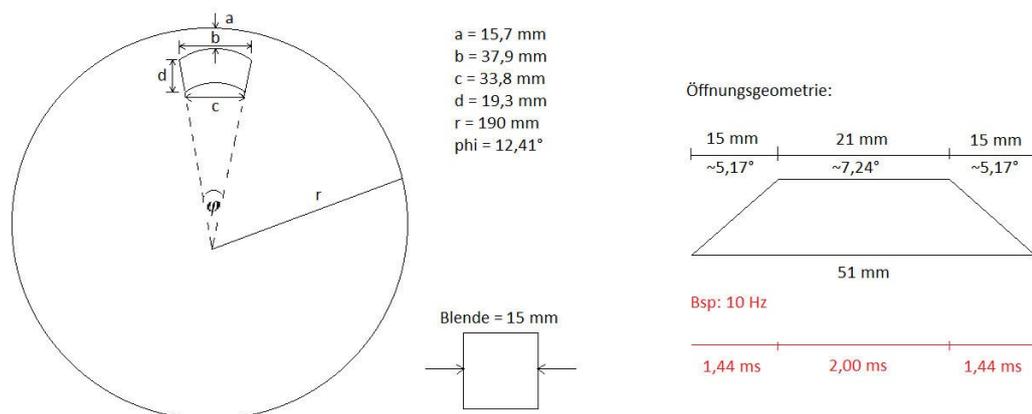


Abbildung 7.2. – Skizze der Chopper Geometrie und der Öffnungsgeometrie des Choppers [23].

7.1.2. Polarisator, Analysator

Als Polarisator und Analysator werden zwei identische Superspiegel verwendet. Das Prinzip dieser Superspiegel beruht auf der Totalreflexion des Neutronenstrahls an Fe/SiGe-Schichten welche auf einem Glas- oder Siliziumsubstrat aufgebracht sind. Um den Grenzwinkel der Totalreflexion zu erhöhen, nutzt man eine Anordnung vieler Schichten (Multilayer). Die magnetischen Momente der Atome in diesen dünnen Schichten werden mit einem Permanentmagneten magnetisch ausgerichtet. Aufgrund des unterschiedlichen Wechselwirkungspotentials für die beiden Spinzustände der Neutronen wird nur jener Spinzustand reflektiert, welcher parallel zum Magnetfeld des Permanentmagneten ausgerichtet ist [4].

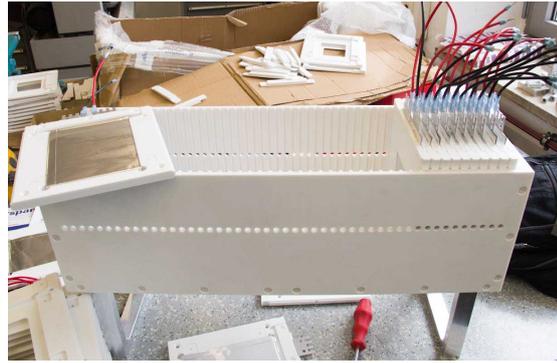
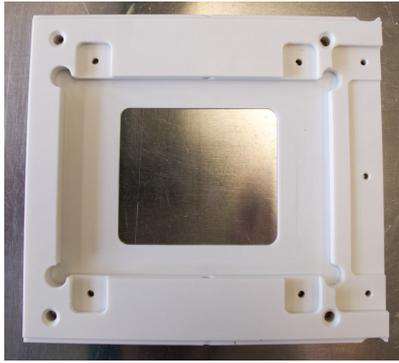


Abbildung 7.3. – (Links) Segmenthalterung für eine Spule. (Rechts) Kunststoffbox mit fertigen Resonatorelementen.

7.1.3. Führungsfeldspulen

Um die für das Experiment erforderliche Ausrichtung des Neutronenspins durch den Aufbau hindurch zu erhalten, wird ein „Helmholtzspulenpaar“ mit einer Länge von 2 m eingesetzt. Dieses erzeugt ein konstantes Selektorfeld B_0 in z-Richtung (Koordinatensystem siehe Abbildung 7.1). Weitere Details zu Entwicklung dieser Spulen sind in den Arbeiten von Tina Gerstmayr [21], Sarah Gumpenberger [22], sowie Christoph Gösselsberger [1] zu finden.

7.1.4. Breitband Spinflipper

Als Spinflipper wird der in Abschnitt 6.2 beschriebene Stromblatt-Spinflipper verwendet.

7.1.5. Resonator

Das Herzstück des Experimentaufbaus ist der neue Resonator Prototyp 3.1, welcher aus 48 Spulen (vgl. Abschnitt 6.1) besteht. Jede Spule ist in einem dafür vorgesehenen Kunststoffrahmen (Segmenthalterung) befestigt und wird in eine Kunststoffbox gesteckt, siehe Abbildung 7.3. Auf dieser Kunststoffbox ist die Resonatorelektronik befestigt, die die Steuerung und Stromversorgung der Resonatorspulen vollführt. Der fertig aufgebaute Resonator ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

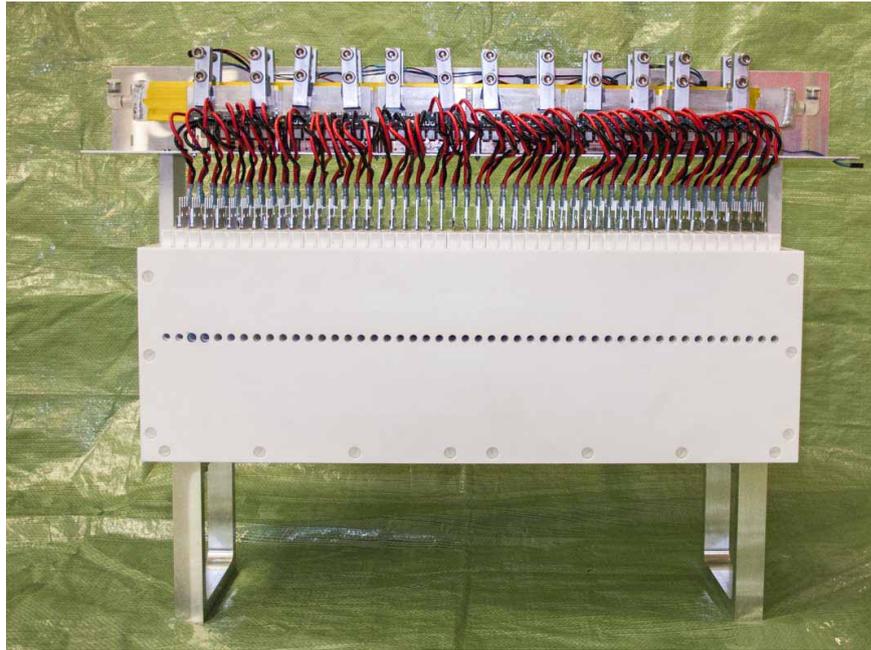


Abbildung 7.4. – Fertig aufgebauter Resonator 3.1 mit 48 Spulen und Resonatorsteuerung mit Wasserkühlung.

7.1.6. Neutronendetektor

Als Neutronendetektor wird der Detektor BIDIM 26 vom ILL verwendet. Dieser besitzt ein einziges Gasvolumen und eine individuelle Auslese einer quadratischen Vieldrahtproportionalkammer (Multi-Wire-Proportional Chamber MWPC). Der Detektor verfügt über eine sensible Fläche von 26×26 cm mit 128×128 Kanälen, dies führt zu einer Ortsauflösung von 2×2 mm² [40].

Der vollständige Versuchsaufbau mit den einzelnen Komponenten ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Der grüne Pfeil stellt den VCN-Neutronenstrahl dar. Mit den gelben Bemerkungen ist die Flugstrecke der Neutronen zwischen den einzelnen Komponenten in mm angegeben. Für die Flugzeitmessungen (TOF-Time of Flight) ergibt sich eine Flugstrecke von 2727 mm zwischen Chopper und Neutronendetektor. Für die Flugzeitmessungen, bei denen der Resonator im Wanderwellenmodus betrieben wird, ergibt sich eine Flugstrecke (vom Beginn des Resonators bis zum Detektor) für die Neutronen von 1677 mm.

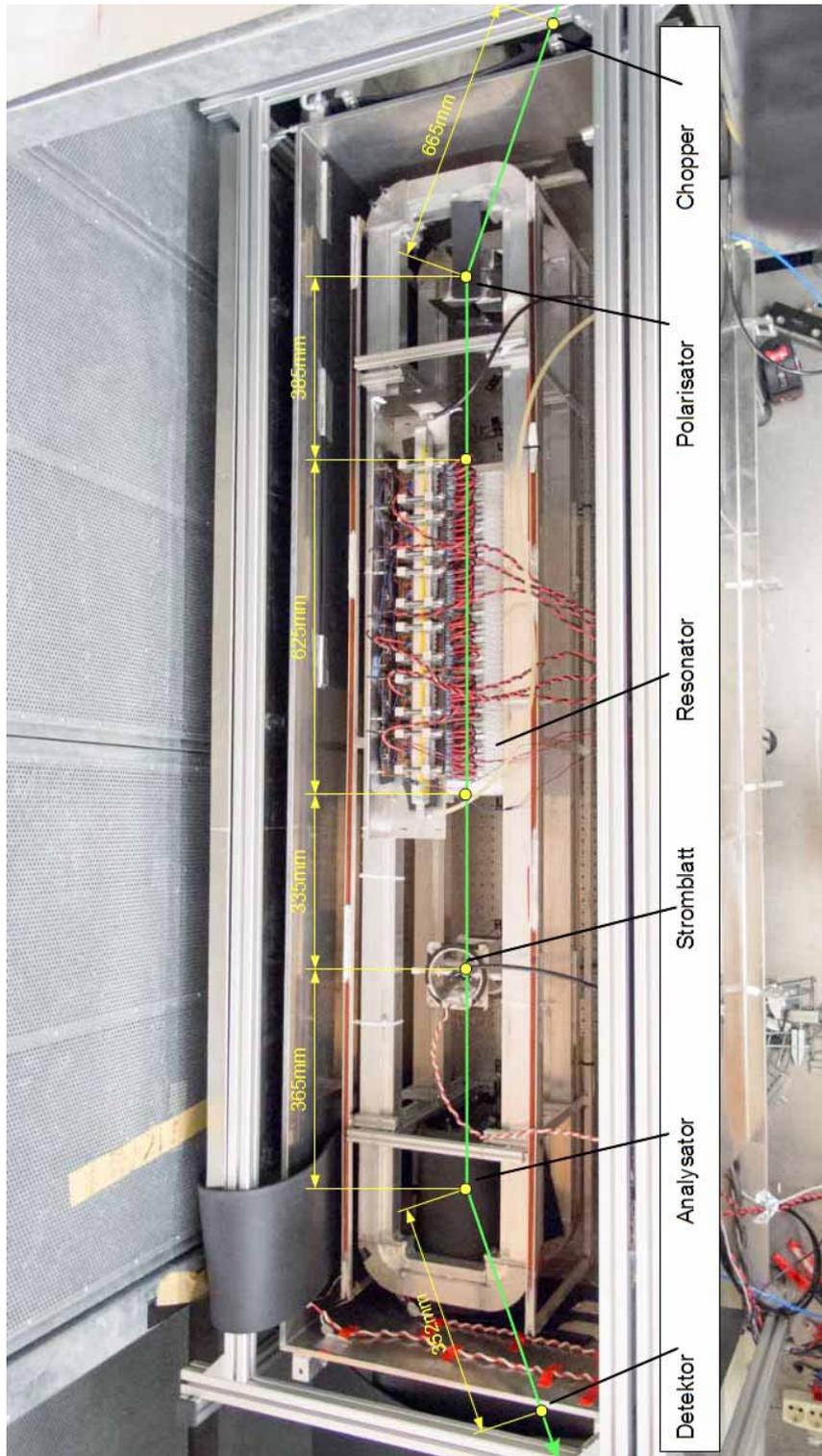


Abbildung 7.5. – Vollständiger Versuchsaufbau am PF2 Messplatz, der grüne Pfeil stellt den VCN-Neutronenstrahl dar.

7.2. Ausrichten und Optimieren des Versuchsaufbaus

Nach dem Aufbau des Resonators müssen die Komponenten genau gegenüber dem Neutronenstrahl ausgerichtet werden. Dazu wird ein „Handmonitor“ bestehend aus einer CCD-Kamera mit einem Neutronenkonverter und einem Monitor verwendet. Auf dem Monitor kann die Position des Neutronenstrahls genau ermittelt und damit der Polarisator ausgerichtet werden. Anschließend wird der zweite Superspiegel, der Analysator mittels des am PF2 vorhandenen Laser ausgerichtet. Um die optimalen Einstellungen der restlichen Komponenten zu finden, werden mit dem Neutronendetektor Intensitätsmessungen mit einer Messzeit von 300 Sekunden durchgeführt. Mit diesen Messungen kann das Current-Sheet und der optimale Strom durch dessen Kompensationsspulen in Abhängigkeit vom Selektorfeld ermittelt werden. Weiters lassen sich die Auswirkungen von der Verwendung einer Heliumatmosphäre auf die transmittierte Neutronenintensität feststellen. So sinkt die Intensität der Neutronen in Luft auf 21% gegenüber jener in Helium. Weiters kann durch den Einbau des Resonators in die Helium-Box unter Heliumatmosphäre eine Intensitätsabnahme aufgrund des Aluminiums im Strahlengang von 75% festgestellt werden. Diese Werte stimmen sehr gut mit den vorab berechneten Verlusten überein, vgl. Abschnitt 3.2. Für eine ausführliche Beschreibung der Justierung der Komponenten und Optimierung des Setups sei an dieser Stelle auf die Diplomarbeit von Robert Raab verwiesen [23].

7.3. Messungen

Da der Resonator nur die Polarisation von Neutronen mit der Resonanzwellenlänge λ_0 vollständig umkehrt,

$$\lambda_0 = \frac{h\pi}{m|\gamma|} \cdot \frac{1}{aB_0} \quad (7.1)$$

mit der Amplitudenbedingung

$$\frac{B_1}{B_0} \cdot \frac{L}{a} = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad (k = 0, 1, 2 \dots) \quad (7.2)$$

sind die TOF-Messungen (Flugzeitmessungen) von besonderem Interesse. Bei diesen Messungen wird die Intensität der Neutronen am Detektor in Abhängigkeit von der Flugzeit aufgezeichnet, wodurch die Funktion des Resonators direkt ersichtlich ist. Um eine TOF-Messung durchzuführen, wird der Chopper mit einer Drehzahl von 10 Hz betrieben. Der Chopper hat einen Triggerausgang, welcher eine zeitaufgelöste Messung beim Neutronendetektor startet. In der Detektorkontroll-Software wird eine „Timechannelbreite“ und eine „Timechannelanzahl“ eingestellt. Mit dem Triggersignal wird die

Messroutine gestartet. Wird ein Neutron detektiert, wird je nach seiner Ankunftszeit der Zähler für den entsprechenden Zeitkanal erhöht dies wird mit der Periodizität des Choppers über die Messzeit wiederholt. Der Triggerausgang wird immer genau dann ausgelöst wenn, das Chopper Fenster offen ist.

Ein wichtiger Punkt bei den Messungen mit einem Chopper ist die Tatsache, dass aufgrund der endlichen Chopper Öffnung (in diesem Fall 4.88 ms bei 10 Hz) es zu einer Unschärfe in der Zeitauflösung kommt. Dadurch kann nicht mehr ohne Weiteres die Flugzeit der Neutronen in deren Wellenlänge umgerechnet werden. In Abbildung 7.6 ist die Auswirkung der endlichen Chopper Öffnung auf die Spinflipwahrscheinlichkeit

$$W(\lambda) = \frac{\beta^2}{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \beta^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi\lambda l}{2a\lambda_0} \sqrt{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \beta^2} \right) \quad (7.3)$$

des Resonators dargestellt. Dies lässt sich mittels einer Faltung aus der Chopper Öffnung und der Spinflipwahrscheinlichkeit $W(\lambda)$

$$(W * F_{chopper})(t) = \int_{\mathbb{R}} W(\tau) F_{chopper}(t - \tau) d\tau \quad (7.4)$$

berechnen. Wobei es erforderlich ist, die Spinflipwahrscheinlichkeit $W(\lambda)$ mittels der Flugstrecke der Neutronen (von 2727 mm) als $W(t)$ auszudrücken, um bei der Faltung nicht Wellenlänge und Zeit zu mischen.

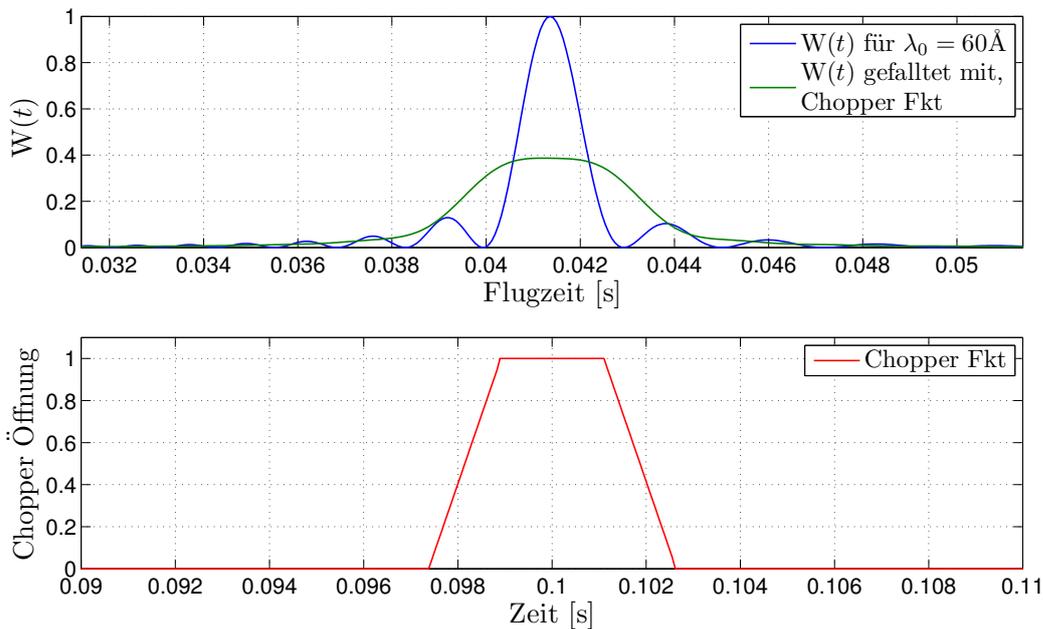


Abbildung 7.6. – Einfluss der Chopper Öffnung (rote Kurve) auf Spinflipwahrscheinlichkeit $W(t)$ (blaue Kurve), die Faltung der beiden Kurven (grüne Kurve) gibt die im Experiment zu erwartende Spinflipwahrscheinlichkeit wieder.

Es ist zu erkennen, dass durch die Faltung der beiden Kurven die Spinflipwahrscheinlichkeit sinkt und die Zeitauflösung verschmiert wird, so dass keine Seitenmaxima mehr erkennbar sind.

Für alle folgenden Messungen wird am Experiment-Setup nichts mehr verändert, es werden lediglich die einzelnen Komponenten unterschiedlich mit Strom versorgt. Der Resonator wird wenn nicht anders erwähnt stets im stationären Betrieb, verwendet. So ist bei der ersten Messung, bei der das Spektrum der VCN-Beamline mittels einer TOF-Messung aufgenommen wird, der Resonator und das Stromblatt ausgeschaltet. Es wird nur das Selektorfeld mit Strom versorgt. Das gemessene VCN-Spektrum ist in Abbildung 7.7 als blaue Kurve gezeigt.

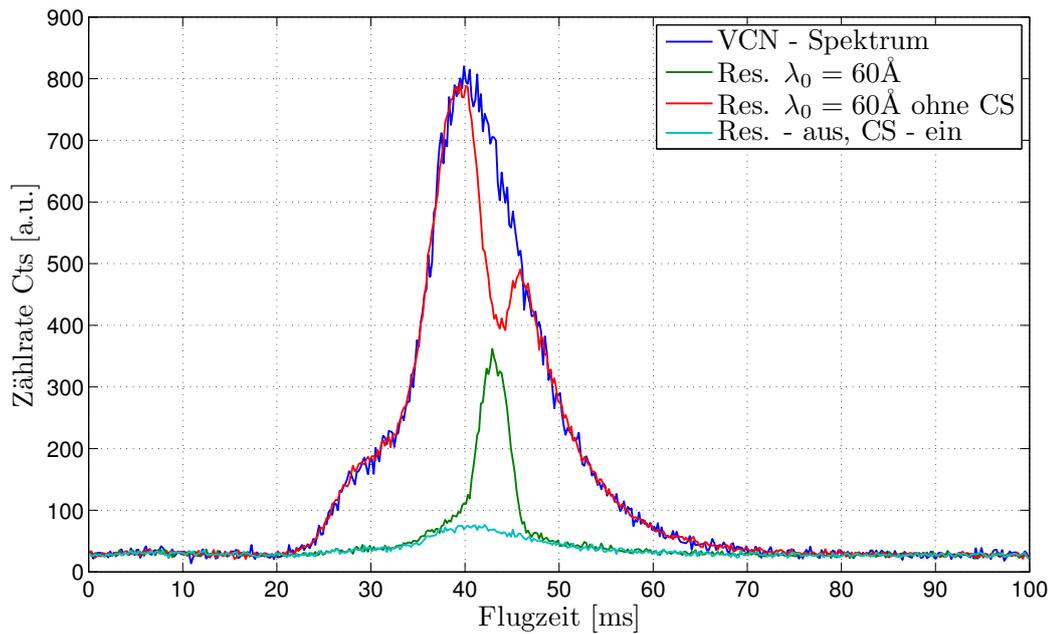


Abbildung 7.7. – Messung des VCN-Spektrums (blaue Kurve) sowie einer Messung mit dem Resonator und dem Selektorfeld bei der Resonanzbedingung für $\lambda = 60 \text{ \AA}$ einmal mit eingeschaltetem Current-Sheet (CS-ein, türkise Kurve) und einmal mit ausgeschaltetem Current-Sheet (CS-aus, rote Kurve) und einer Messung des Hintergrunds, bei der der Resonator aus- und das Current-Sheet eingeschaltet sind (Res.-aus, CS-ein, grüne Kurve).

Wird nun der Resonator und das Führungsfeld so mit Strom versorgt, dass die Resonanzbedingung für $\lambda = 60 \text{ \AA}$ erfüllt ist, ergibt sich die rote Kurve in Abbildung 7.7. Der Neutronenstrahl wird am Polarisator polarisiert und durch das Selektorfeld bleibt die Polarisationsrichtung der Neutronen erhalten. Durchdringt der Neutronenstrahl den Resonator, so wird bei jenen Neutronen, welche die Resonanzbedingung erfüllen, der Spinzustand invertiert. Anschließend passiert der Strahl das ausgeschaltete Current-Sheet und den Analysator. Jetzt können nur mehr jene Neutronen den Analysator passieren, bei denen der Spin nicht invertiert wurde und es entsteht der

in der roten Kurve ersichtliche Einbruch in der Zählrate bei der Resonanzwellenlänge entsprechenden Flugzeit.

Ist hingegen das Current-Sheet aktiviert (mit Strom durchflossen), so wird vor dem Passieren des Analysator der Spinzustand des gesamten Neutronenstrahls invertiert und es gelangen nur jene Neutronen zum Detektor, welche den Spinzustand durch den Resonator umgekehrt haben, siehe grüne Kurve.

Da sowohl der Polarisator, der Analysator und das Current-Sheet nicht perfekt sind, gibt es einen Hintergrund von Neutronen, die den Aufbau trotz falscher Spinausrichtung passieren können, dies ist in der türkisen Kurve ersichtlich. Zum Aufnehmen der türkisen Kurve wird der Resonator ausgeschaltet, das Führungsfeld und der Current-Sheet Spinflipper eingeschalten und der durch den Polarisator polarisierte Neutronenstrahl wird durch den Spinflipper Spin-invertiert. Nun sollte der Neutronenstrahl den Analysator nicht mehr passieren können. Die geringe Intensität, die trotzdem gemessen wird, folgt einerseits daraus, dass die Komponenten nicht perfekt sind und andererseits daraus, dass Neutronen gestreut werden und auf den Detektor treffen.

Wird bei der Amplitudenbedingung, Formel (2.4) k nicht gleich 0 gewählt sondern 1 oder 2 so wird der Spin der Neutronen, welche die Resonanzbedingung erfüllen nicht nur einmal geflippt sondern z.B. für $k = 1$ dreimal ($\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$) oder für $k = 2$ fünfmal ($\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$), vgl. Abschnitt 2. In Abbildung 7.8 sind die gemessenen Kurven für $k = 0, 1$ und 2 dargestellt, wie bei der Messung zuvor wird für diese TOF-Messungen der Resonator und das Selektorfeld für $\lambda = 60 \text{ \AA}$ eingestellt und der Current-Sheet Spinflipper ist eingeschaltet.

In der Abbildung 7.8 ist zu sehen, dass die Zählrate für $k = 1$ deutlich größer ist als für $k = 0$. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass trotz der Mumetall Abschirmung noch störende Magnetfelder vorhanden sind. Diese wirken sich bei $k = 0$ stärker aus, da hier auch das Resonatorfeld um zwei Drittel kleiner ist als bei $k = 1$, dies folgt aus Formel (2.4). Folglich müsste dann aber bei $k = 2$ die Zählrate noch größer sein. Hier spielt aber die Tatsache, dass die Wahrscheinlichkeit für fünf Spinflips nur mehr für einen sehr kleinen Wellenlängenbereich erfüllt ist und dass die Resonanzbedingung sehr genau erfüllt sein muss eine stärkere Rolle, wodurch die Zählrate wieder sinkt.

Um die Auswirkung der Resonatoreinstellung auf die Wellenlängenselektion bzw. die Zählrate zu untersuchen, wird das Selektorfeld fix auf $\lambda = 60 \text{ \AA}$ eingestellt und das Resonatorfeld leicht verändert. Dabei nimmt dieses die Werte entsprechend der Resonanzbedingung für $\lambda = 57, 60$ und 63 \AA an. In Abbildung 7.9 sind die TOF-Messungen dargestellt. Wie schon aus der Formel für die Resonanzwellenlänge, siehe Formel (2.3), zu erkennen ist, hängt die Resonanzwellenlänge nur vom Selektorfeld ab. Dies ist deutlich daran zu sehen, dass sich die gemessenen Kurven genau überlappen. Weiters erkennt man an den Kurven, dass eine geringe Abweichung des Resonatorfeldes keinen ersichtlichen Einfluss hat. Anders ausgedrückt, eine geringe Abweichung bei dem

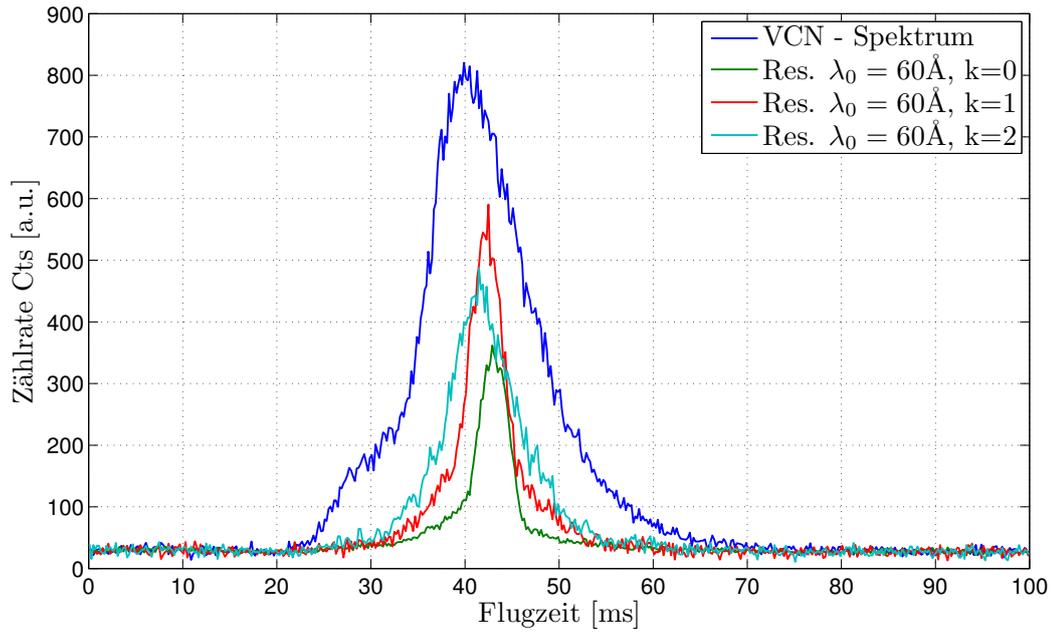


Abbildung 7.8. – Resonator und Selektorfeld für $\lambda = 60\text{\AA}$ eingestellt. Der Parameter k in Formel (2.4) variiert, für $k = 0$ findet ein Spinflip statt ($\uparrow\downarrow$) für $k = 1$ wird der Spin dreimal ($\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$) und für $k = 2$ fünfmal ($\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$) geflippt, wenn die Neutronen die Resonanzbedingungen erfüllen.

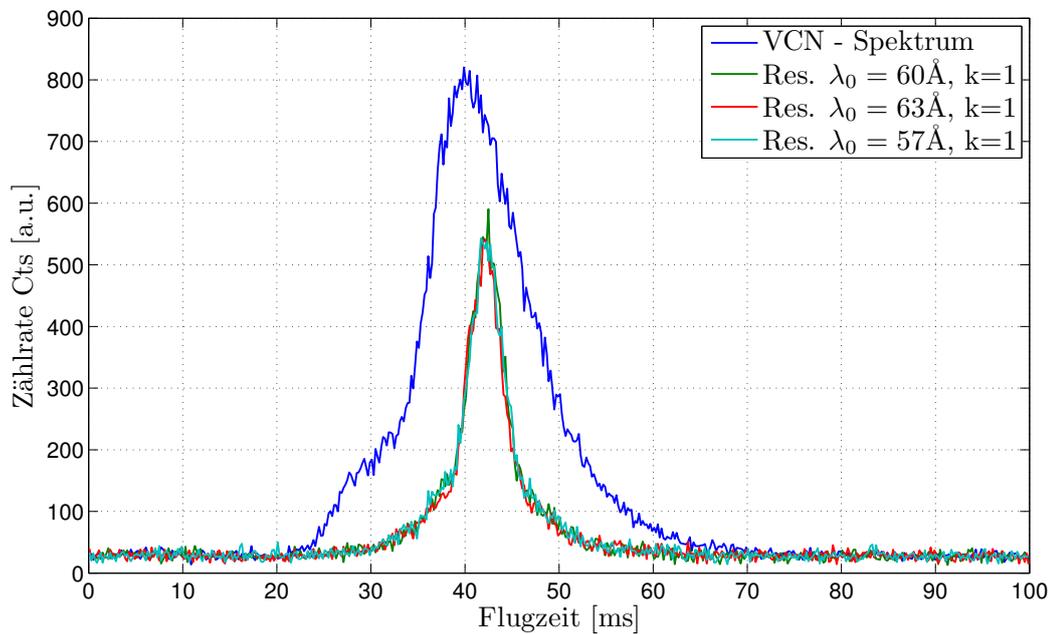


Abbildung 7.9. – Selektorfeld für $\lambda = 60\text{\AA}$ eingestellt, Resonator wird auf die Wellenlängen $\lambda = 57, 60, 63\text{\AA}$ mit $k = 1$ eingestellt.

Strom, der durch die Spulen fließt, welchen die Resonatorsteuerung liefert, wirkt sich nicht nachteilig auf die Funktion des Resonators aus. Das bedeutet, dass die Genauigkeit mit welcher die Elektronik den Strom durch die Spulen regelt, den Anforderungen genügt.

Zur Überprüfung der einzelnen Segmente der Resonatorsteuerung dienen TOF-Messungen, bei denen immer nur zwei der sechs Platinenpaare im Einsatz sind. Dadurch, dass die aktive Resonatorlänge bei diesen Messungen nur 1/3 der Ursprünglichen aufweist, muss der Strom durch die Spulen verdreifacht werden. Diese Messungen werden wieder bei der Resonanzbedingung für $\lambda = 60 \text{ \AA}$ durchgeführt, allerdings wird hier der Resonator im Wanderwellenmodus betrieben. Dabei werden die Spulen des Resonators periodisch nacheinander ein- und ausgeschaltet, vgl. Abschnitt 2.2. Es ist also kein mechanischer Chopper erforderlich und das Trigger-Signal für den Detektor liefert der Central Master Controller (Olimex-Board) der Elektronik. In Abbildung 7.10 ist das Ergebnis dieser Messung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Kurve für die Spulen¹ 1 bis 16 gegenüber den andern Beiden verschoben ist. Dies lässt darauf schließen, dass eine andere Wellenlänge selektiert worden ist. Wirft man einen Blick auf das Experiment Setup, Abbildung 7.5 so erkennt man, dass der Abstand zwischen dem Polarisator und der ersten Spule des Resonators nur 385 mm beträgt. Möglicherweise stört das Magnetfeld des Polarisators die Funktion des Resonators und es kommt dadurch zu der Verschiebung der blauen Kurve.

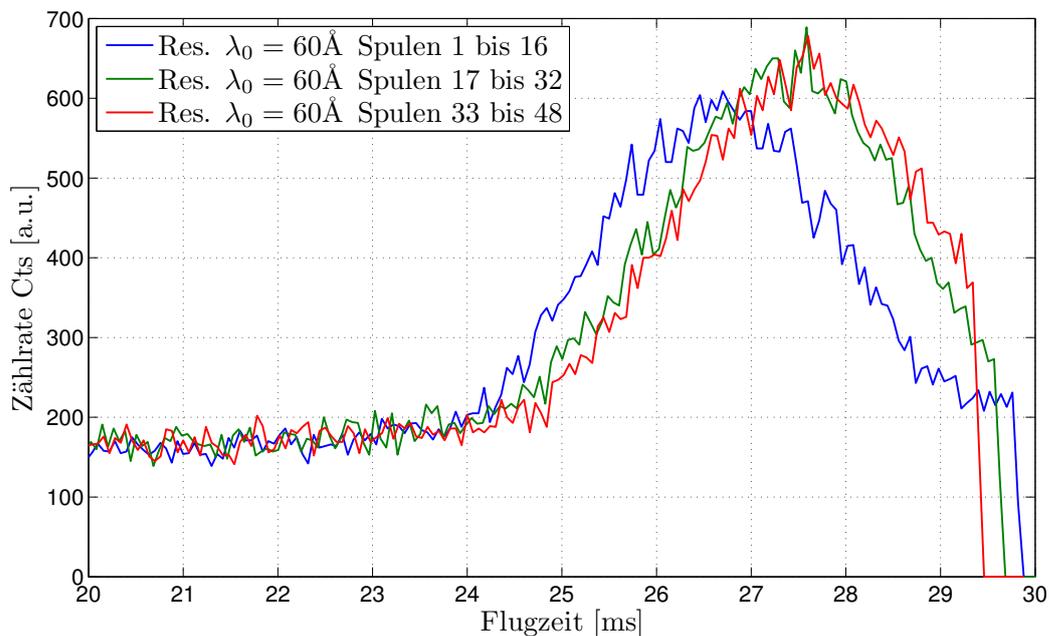


Abbildung 7.10. – Platinenvergleichsmessung, es werden je zwei der sechs Platinenpaare des Resonators bei der Resonanzbedingung für $\lambda = 60 \text{ \AA}$ eingeschalten.

¹Spule 1, ist die Spule beim Strahleintritt, Spule 48 ist die Spule beim Strahlaustritt aus dem Resonator

8. Zusammenfassung und Ausblick

8.1. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde, ausgehend von dem Wanderwellen-Neutronenspinresoantor für kalte Neutronen [1], ein neuer Resonator für sehr kalte Neutronen entwickelt. Dabei ergaben sich als Folge von Berechnungen und Simulationen, welche in Zusammenarbeit mit Robert Raab [23] durchgeführt wurden, dass neue Voraussetzungen in Bezug auf den magnetischen Hintergrund (unter anderem das Erdmagnetfeld), sowie auch auf das Design der Resonator-Spulen gegeben sind. Durch diese Berechnungen wurde ersichtlich, dass die Magnetfelder des Resonators in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes sind. Darum war eine Abschirmung dieser Magnetfelder unabdingbar. Dazu wurden Simulationen bezüglich der Form und der Geometrie der Abschirmung durchgeführt. Weiters hat sich aufgrund von Rechnungen zur Transmission der Neutronen durch den Resonator gezeigt, dass das Spulendesign des Resonator Prototyps 2.0 einen Beamstop für die VCN darstellt. Darauf aufbauend wurde ein neues Spulendesign entwickelt, welches ohne seitliche Kompensationsspulen auskommt (Spulendesign 2.0, siehe [1]). Durch die Verwendung eines sehr kalten Neutronenstrahls ergaben sich unter anderem auch neue Anforderungen an die Resonatorelektronik, welche den Strom der Spulen regelt. Aufgrund der wesentlich kleineren Resoantor-Magnetfelder waren auch dementsprechend kleinere Ströme notwendig. Diese mussten allerdings mit einer höheren Genauigkeit eingestellt werden. Dafür wurde eine speziell an die sehr kalten Neutronen angepasste Resonatorsteuerung entwickelt. Das Platinenlayout wurde so an die Resonatorgeometrie angepasst, dass diese direkt oberhalb der Resonatorspulen montiert werden kann. Dies war erforderlich, um Leitungseinduktivitäten zu minimieren und Schaltzeiten im Mikrosekundenbereich zu realisieren. Abschließend konnte das neu entwickelte Setup erstmals an einem weißen, sehr kalten Neutronenstrahl am Hochflussreaktor des Instituts Laue Langevin (ILL) in Grenoble getestet werden. Die Messungen mit dem neu entwickelten Resonator am Strahlplatz PF2 des ILL haben gezeigt, dass der Resonator vielversprechende Ergebnisse liefert und eine alternative Methode zur Wellenlängenselektion und Pulsformung eines polarisierten Neutronenstrahls darstellt. Es konnte gezeigt werden, dass allein durch eine Veränderung der Magnetfelder (Veränderung des Stroms durch die Spulen) die Wellenlänge bzw. die Pulsdauer eingestellt werden kann. Weiters konnten mit diesen Messungen, die vorab berechneten Einflüsse auf den Neutronenstrahl, wie die Absorp-

tion und Streuung der Neutronen an der Luft, sowie der Einfluss von Aluminium auf die Transmission der Neutronen durch den Experimentaufbau bestätigt werden.

8.2. Ausblick

Bei den Messungen am PF2 Messplatz hat sich gezeigt, dass trotz der Magnetfeld-Abschirmung ein noch störendes Restmagnetfeld vorhanden ist, vgl. Abbildung 7.10. Um die Effizienz des Resonators für sehr kalte Neutronen zu verbessern, könnte es unter anderem vorteilhaft sein, das Selektorfeld zu verlängern und dadurch die störenden Auswirkungen durch die Magnetfelder des Polarisators und Current-Sheet Spinflippers zu reduzieren, indem diese weiter weg vom Resonator platziert werden.

Um die Funktion der Resonatorelektronik zu überwachen und einen Ausfall oder einen falsch eingestellten Strom durch ein Spule sofort zu bemerken, wäre es möglich, mit einem ADC (Analog Digital Converter) den Spannungsabfall zwischen den Spulenanschlüssen bzw. den Spannungsabfall am Shunt-Widerstand aktiv zu überwachen. Dies würde jedoch eine neues Platinenlayout und Schaltungsdesign erfordern.

Eine einfachere Möglichkeit zur Kontrolle der Stromrichtung wäre eine Schaltung mit einem Fensterkomparator [41], die den Spannungsabfall zwischen den Spulenanschlüssen abgreift und über zwei verschiedene LED angibt in welche Richtung der Strom fließt. Mit dieser Methode kann aber nur die Stromrichtung und ob ein Strom fließt überprüft werden.

Um den Resonator einfacher einstellen zu können (z.B. umschalten vom stationären Modus in den Wanderwellenmodus), ist es erforderlich, dass Resonator-Kontrollprogramm zu erweitern. Dabei könnte eventuell die gesamte Resonator-Software auf LabVIEW umgestellt werden. Dadurch wäre es möglich, die elektronisch gesteuerten Komponenten (Resonator, Selektorfeld, Stromblatt mit Kompensationsspulen) des Experiment-Setups auf einer Plattform gemeinsam zu steuern.

Um die Transmission der Neutronen durch den Experimentaufbau zu erhöhen, könnte statt des Current-Sheet Spinflippers ein Gradientenflipper verwendet werden, was den Vorteil hätte, dass sich bei einem solchen Spinflipper kein Material im Strahlengang befände.

Damit die Auflösung bei den Flugzeitmessungen verbessert werden kann, ist es notwendig, statt des Einscheibenchoppers und einer fixen Blende ein Choppersystem mit mehreren Scheiben zu verwenden.

A. Anhang

A.1. Schaltpläne und Platinenlayout

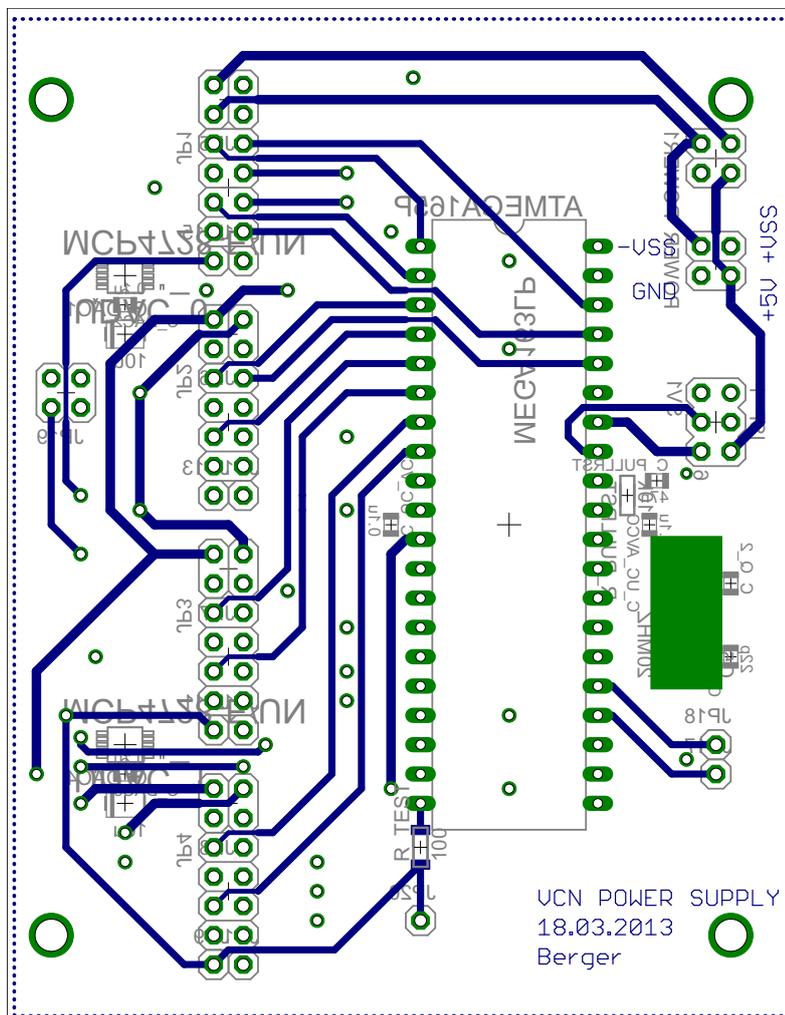


Abbildung A.1. – Platinenlayout Resonator Logic Bottom Layer.

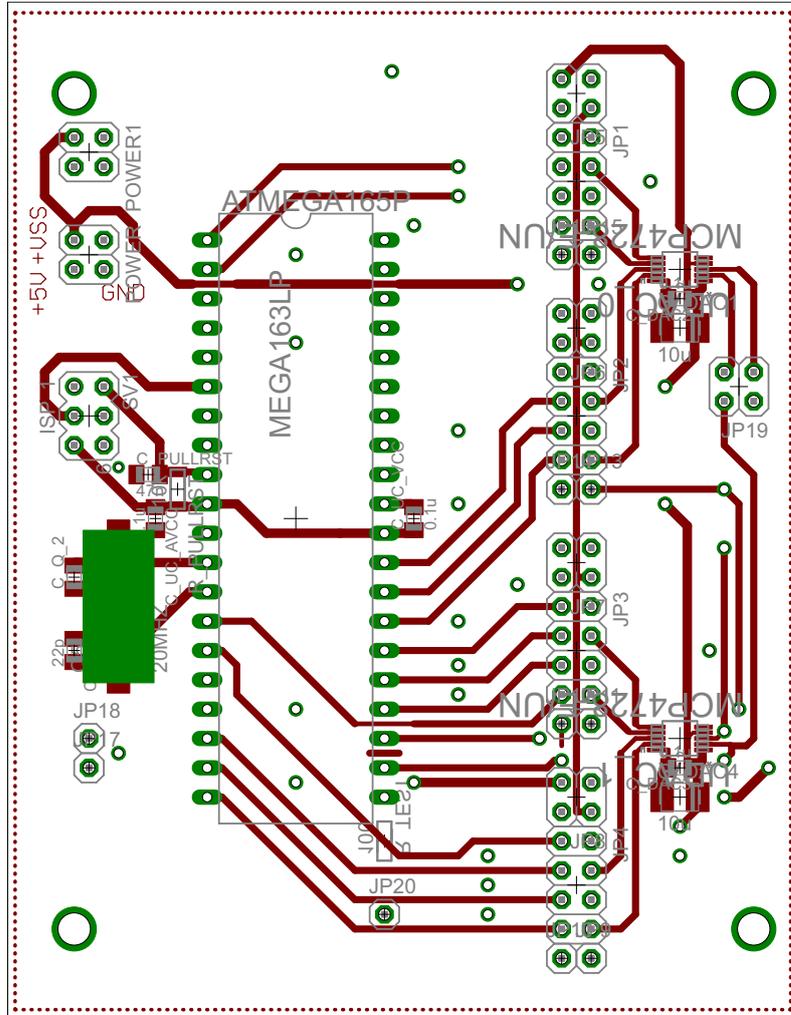


Abbildung A.2. – Platinenlayout Resonator Logic Top Layer.

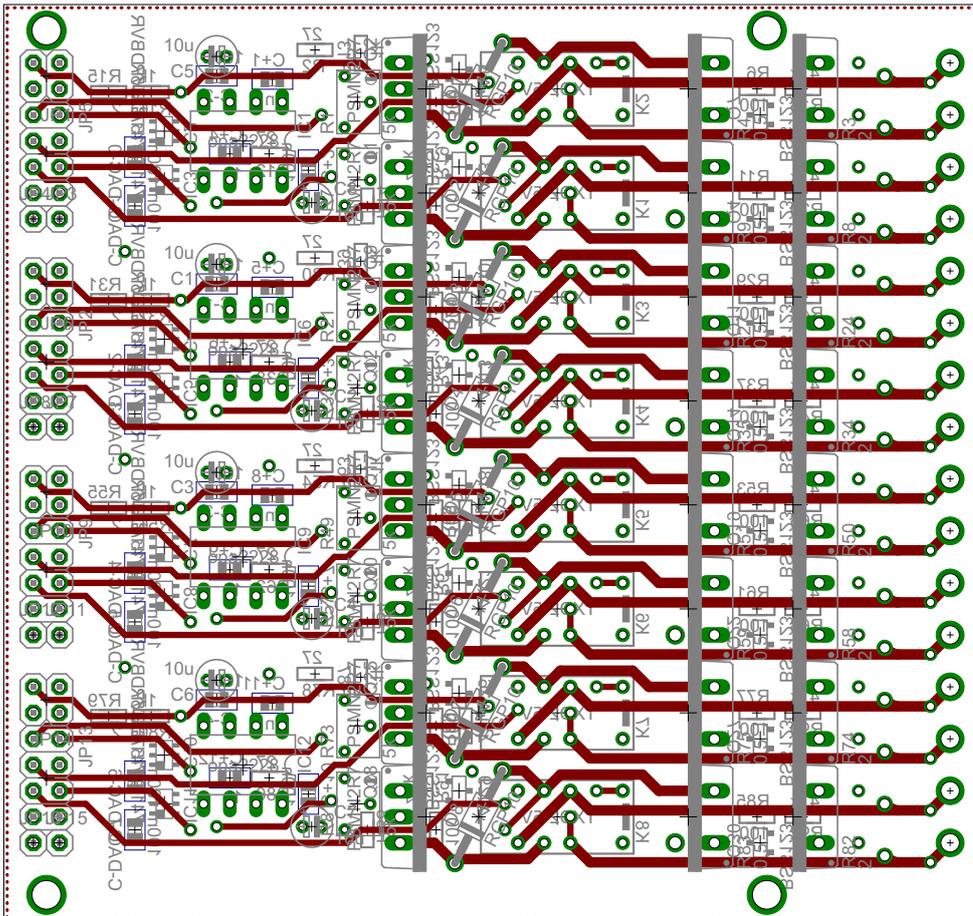


Abbildung A.5. – Platinenlayout Resonator Power Top Layer.

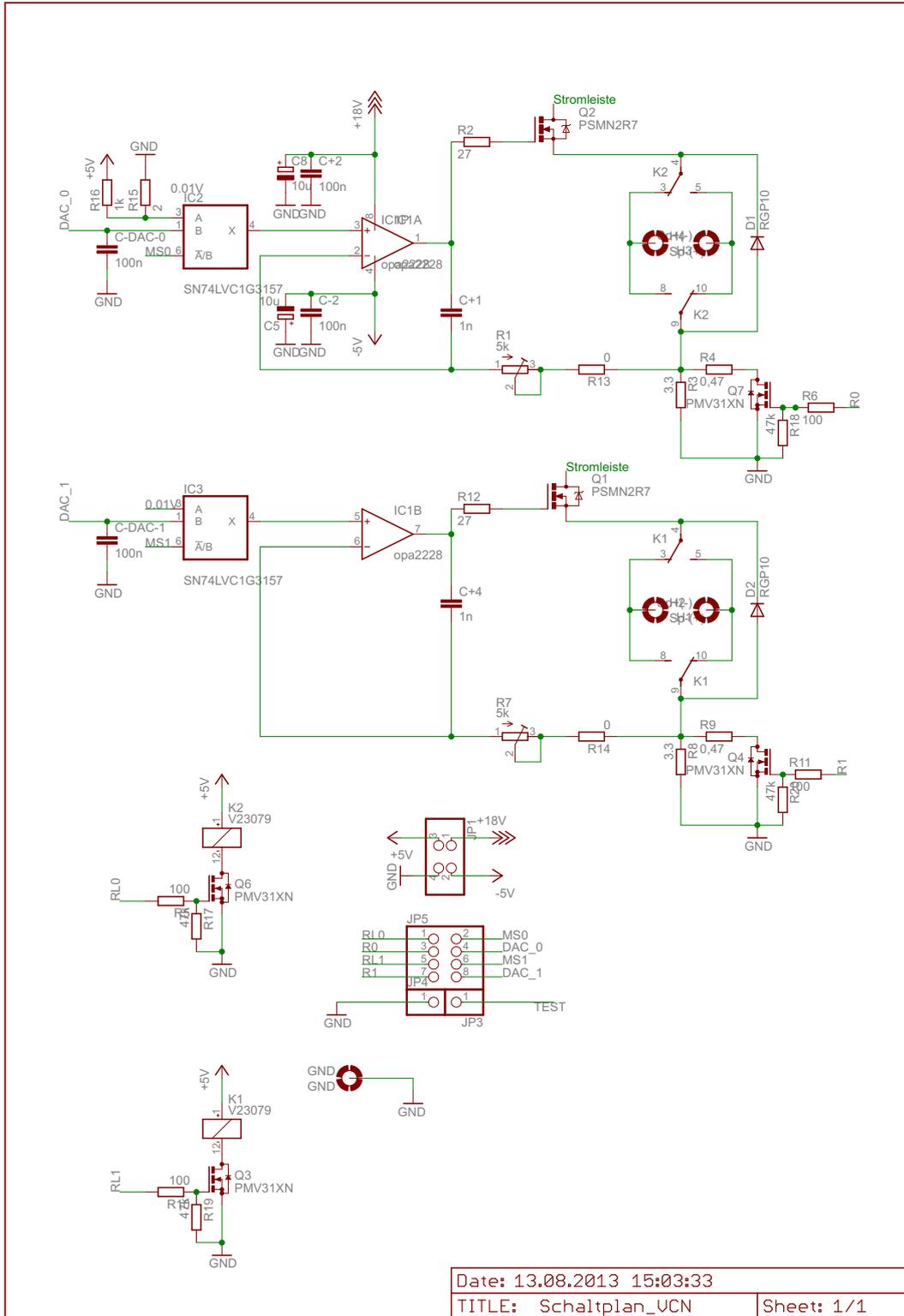


Abbildung A.6. – Schaltplan Resonator Power Platine.

A.2. Resonator Manual

Resonator Manual

Baumgartner Stefan, Berger Bernhard

20. Juni 2013

Inhaltsverzeichnis

1 Resonator-CSV-GUI	2
1.1 Laden der Kalibrierung	2
1.2 Wählen der Parameter	2
1.3 Erstellen und Transfer der CSV-Datei	3
1.4 Transfer via USB (empfohlen)	3
1.5 Transfer via SD-Karte	3
2 Starten der Stromversorgungen	3
3 Monopol Webserver (a.k.a. Olimex-Board)	3
3.1 Übertragen der Resonatorparameter auf die Resonatorelektronik	4
3.1.1 Starten des Resonator im Dauerbetrieb	4
3.1.2 Starten des Resonator im Wanderwellenmodus	4
4 Checkliste - Reihenfolge beachten!!!	6
5 Anhang	6
5.1 Operation-Codes	6

1 Resonator-CSV-GUI

Start des Programms mittels Doppelklick auf „MonopolCSVGUI.exe“
(Ordner: \Desktop\MonopolGUI\ - Stand 17.6.2013).

1.1 Laden der Kalibrierung

Als ersten Schritt ist es notwendig die richtigen Kalibrierungsdaten zu laden. Hierzu klickt man auf die Schaltfläche **Load Parameters** und wählt die Kalibrierungsdatei „**cali.dat**“ (Stand 17.6.2013). Das Programmfenster sollte nun wie in Abbildung 1 aussehen.

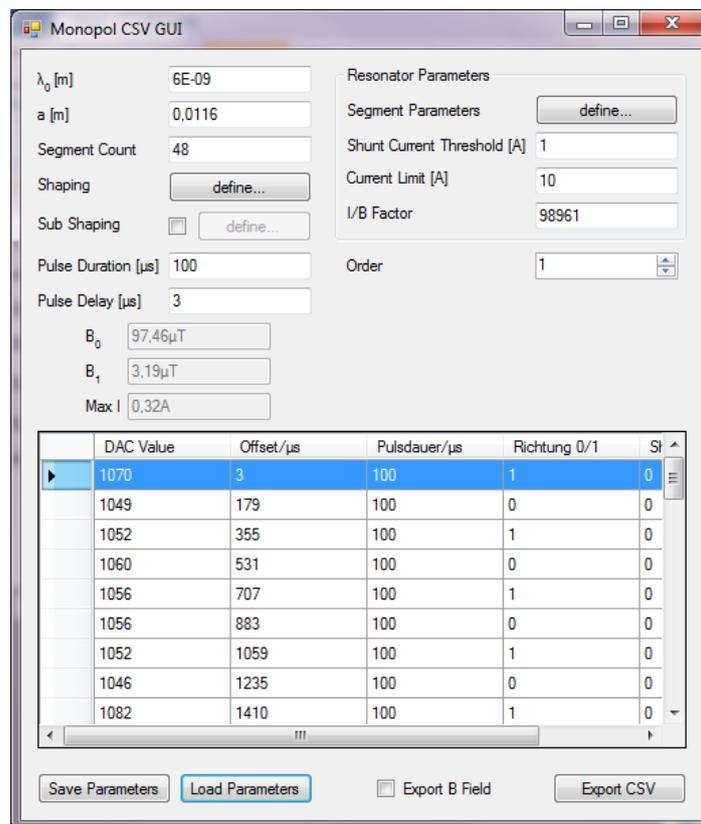


Abbildung 1: Monopol CSV GUI, mit geladener Kalibrierungsdatei

1.2 Wählen der Parameter

Die Resonator Parameter „a [m]“, „Segment Count“, „Shunt Current Threshold [A]“, „Current Limit [A]“ und „I/B Factor“ sollten durch das Laden der Konfigurationsdatei schon mit den richtigen Werten befüllt sein und bedürfen im Regelfall keiner Änderung.

Im Eingabefeld „ λ_0 [m]“ wird die gewünschte Wellenlänge eingestellt. In den Bereichen „Shaping“ und „Subshaping“ können die dazugehörigen Parameter geändert werden. Mit dem

Eingabefeld „Order“ kann die gewünschte Ordnung ausgewählt werden. Die „Pulse Duration [μs]“ beschreibt wie lange eine einzelne Spule im geschalteten Zustand bleibt und bestimmt damit die zu erwartende Pulsbreite. Mittels „Pulse Delay [μs]“ kann eine Verzögerung zwischen Trigger-Signal (fallende Flanke) und Schaltzeitpunkt der ersten Spule definiert werden. (**Wichtig:** Hier sollte mindestens ein Wert von $3 \mu\text{s}$ eingetragen sein, da dies der minimalen Einschaltzeit der Resonatorelektronik entspricht)

1.3 Erstellen und Transfer der CSV-Datei

Nachdem alle Parameter gewählt wurden kann die CSV-Datei mit einem Klick auf „Export CSV“ erstellt und gespeichert werden (**Wichtig:** Der Monopol Webserver unterstützt nur das 8.3 Dateinamenschema, es stehen **maximal acht Zeichen** für den Dateinamen und drei Zeichen für die Dateinamenserweiterung zur Verfügung).

1.4 Transfer via USB (empfohlen)

Für gewöhnlich sollte diese Methode gewählt werden.

Sobald der MONOPOL-Webserver mittels USB Kabel mit einem Computer verbunden wird, sollte er als Massenspeicher erkannt werden. Der Transfer der Files kann nun mit einem beliebigen Dateiverwaltungsprogramm (Bspw. Windows Explorer) vollzogen werden (**Wichtig:** Auf eine Ordnerstruktur muss verzichtet werden).

1.5 Transfer via SD-Karte

Wenn ein SD-Kartenleser vorhanden ist, kann die Speicherkarte hiermit beschrieben werden (**Wichtig:** Auf eine Ordnerstruktur muss verzichtet werden). Nachdem die Speicherkarte wieder in den MONOPOL Webserver retourniert wurde, sollte dieser durch kurzes Trennen der Stromversorgung (USB-Kabel) neu gestartet werden.

2 Starten der Stromversorgungen

Die Stromversorgung gliedert sich in drei Bereiche.

- MONOPOL Webserver
- Hochstromversorgung
- Resonator Steuerelektronik

Zu beachten ist nur, dass die **Resonatorelektronik zuletzt** eingeschaltet wird, da es sonst durch Spannungsspitzen in den Signalleitungen zu unerwünschten Effekten kommen könnte. Die Ausgangsspannungen am Labornetzteil, Abbildung 2, sind auf 7,0 bis 7,5 V einzustellen. Dabei sollte maximal ein Strom von etwa 150mA fließen (Stand 17.6.2013).

3 Monopol Webserver (a.k.a. Olimex-Board)

Nachdem alle Stromversorgungen eingeschaltet wurden kann mit der Programmierung der Resonatorelektronik begonnen werden. Hierzu wird der MONOPOL Webserver mit einem



Abbildung 2: Spannungsversorgung für die Resonatorelektronik

beliebigen Browser aufgerufen. In die Adressleiste des Browsers wird die aktuell zugewiesene IP-Adresse des Webservers eingetragen (aktuell zugewiesene IP-Adresse sichtbar am Display des Olimex Board - Stand 17.06.2013: 78.104.129.34). Es sollte der MONOPOL Startbildschirm wie in Abb. 3 sichtbar sein.

Hinweis: Der Computer, mit dem auf den MONOPOL-Webserver zugegriffen wird, muss im selben Subnetz wie der MONOPOL-Webserver sein. Hierzu sind die IPv4 Einstellungen zu überprüfen.

3.1 Übertragen der Resonatorparameter auf die Resonatorelektronik

Vor dem neuerlichen Übertragen von Daten an die **Resonatorelektronik** sollte diese unbedingt **neugestartet** werden (schwarzes Netzteil 10 Sekunden ausschalten - Stand 17.6.2013). Im **Process** Untermenü muss die entsprechende CSV-Datei ausgewählt werden. Mit einem Klick auf **Program Recipe** beginnt die Datenübertragung (~10 sek).

3.1.1 Starten des Resonator im Dauerbetrieb

Wenn der Resonator im Dauerbetrieb betrieben werden soll, so muss nach der Übertragung der Resonatorparameter (siehe 3.1) das Untermenü **LOW IO** aufgerufen werden. Hier können die entsprechenden Operation-Codes an die einzelnen Platinen geschickt werden.

Für den Dauerbetrieb ist es nötig bei **allen Platinen** (1-6, wobei 6 die dem Polarisator nächste Platine ist) die Interruptserviceroutine zu deaktivieren (**0x02**) und alle Ausgänge einzuschalten (**0x06 0xFF**).

In Abbildung 4 sieht man wie gerade an Platine 1 das Einschaltkommando „0x06 0xFF“ geschickt wird. Zwischen dem Senden der einzelnen Kommandos müssen einige Sekunden gewartet werden. Nach erfolgreicher Übermittlung leeren sich die Eingabefelder selbständig.

3.1.2 Starten des Resonator im Wanderwellenmodus

Wenn der Resonator im Wanderwellenmodus betrieben werden soll, so muss nach der Übertragung der Resonatorparameter (siehe 3.1) das Untermenü **LOW IO** aufgerufen werden. Hier muss

Monopol ARM **TU** WIEN HOME PROCESS CONFIG LOWIO

Controller System Status

Component	Status
SD/MMC Card	SD Card 31 MB

Firmware Information

Revision	BUILD Version: 1 BUILD Date: May 22 2013 18:08:44
IP	Static IP: 78.104.129.34 MAC: 00:12:13:10:15:11

Copyright 2012 Atominstitut der Technischen Universität Wien, Stadionallee 2 - 1020 Wien [Back to top](#)
 Designed by Seifried Stefan, 0925401 in 2012
 Edited by Baumgartner Stefan, 0526457 in 2013
 Frontend powered by [Bootstrap](#)

Abbildung 3: Startbild MONOPOL Webserver

Monopol ARM **TU** WIEN HOME PROCESS CONFIG LOWIO

Low Level IO diagnostic

PWM:

PC:

Copyright 2012 Atominstitut der Technischen Universität Wien, Stadionallee 2 - 1020 Wien [Back to top](#)
 Designed by Seifried Stefan, 0925401 in 2012
 Edited by Baumgartner Stefan, 0526457 in 2013
 Frontend powered by [Bootstrap](#)

Abbildung 4: MONOPOL Webserver, LOWIO Fenster

im Feld PWM die Dauer zwischen der Erzeugung zweier Interrupts eingetragen werden. Als Dutycycle sollte 99% eingestellt werden (Detektorsoftware Grenoble).

4 Checkliste - Reihenfolge beachten!!!

Rezept erstellen:

1. MonopolCSVGUI starten
2. Load Parameter (Kalibrierung)
3. gewünschte Parameter einstellen
4. export CSV (8.3 Dateischema)
5. kopieren auf SD-Karte via USB (oder direkt)

Rezept übertragen:

1. Hochstromversorgung ist eingeschalten
2. MONOPOL-Webserver ist eingeschalten
3. **WICHTIG:** Resonatorelektronik aus und einschalten / Neustart
4. Rezept übertragen (Webserver - Process)
5. „LOW IO“ PWM oder Dauerbetrieb starten („0x06 0xFF“ und „0x02“ an alle Platinen schicken)

5 Anhang

5.1 Operation-Codes

- 0x01 - aktivieren der Interruptserviceroutinen (standardmäßig aktiviert)
- 0x02 - deaktivieren der Interruptserviceroutinen
- 0x06 0xXX - direktes Ansteuern der Ausgänge, wobei der zweite hexadezimale Wert den Ein/Auszustand codiert. Bsp: 0x06 0x00 - alle Spulen der Platine deaktiviert; 0x06 0x04 - nur Spule 3 der Platine ist aktiviert; 0x06 0x0F - die ersten 4 Spulen der Platine sind aktiviert; 0x06 0xFF - alle Spulen der Platine aktiviert.

Literaturverzeichnis

- [1] Gösselsberger, C. *Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators*. Doktorarbeit, TU-Wien, 2012.
- [2] Rutherford, E. Bakerian Lecture. Nuclear Constitution of Atoms. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 97(686) (1920) 374–400.
- [3] Chadwick, J. Possible existence of a neutron. *Nature* 192 (1932) 312.
- [4] Williams, W.G. *Polarized Neutrons*. Oxford Series on Neutron Scattering in Condensed Matter. Clarendon Press, 1988.
- [5] Dubbers, D., Scherm, R. Neutronen-Forschung am Institut Laue-Langevin: Neutronen-Quelle und Experimente. *Physik in unserer Zeit* 34(3) (2003) 108–111.
- [6] Jericha, E. Neutronen und Kernphysik Eine Einführung. Vorlesungsskriptum, WS 2012.
- [7] Willis, B.T.M., Carlile, C.J. *Experimental Neutron Scattering*. University Press Oxford & New York, 2009.
- [8] Schober, H. Neutron Scattering Instrumentation. In L. Liang, R. Rinaldi, H. Schober, Herausgeber, *Neutron Applications in Earth, Energy and Environmental Sciences*, Neutron Scattering Applications and Techniques. Springer US, 2009, 37–104.
- [9] Demtröder, W. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder. Springer, (2005).
- [10] Leitner, E., Finckh, U., Fritsche, F. Leifi physik. http://www.leifiphysik.de/web_ph12/musteraufgaben/09quanten/fulleren_lk_10/fulleren.htm. Online; (aufgerufen am 29.12.2012).
- [11] Badurek, G. Polarized neutrons. NESY Winterschool, 2009.

- [12] Knoll, G. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [13] Drabkin, G.M. Sov. phys. *JETP* 16 (1963) 282.
- [14] Drabkin, G.M., Trunov, V.A., Runov, V.B. Static magnetic field analysis of a polarized neutron spectrum. *Sov. Phys. JETP* 27 (1968) 194.
- [15] Badurek, G., Jericha, E. Upon the versatility of spatial neutron magnetic spin resonance. *Physica B: Condensed Matter* 335 (2003) 215–218.
- [16] Agamalyan, M.M., Drabkin, G.M., Sbitnev, V.I. Spatial spin resonance of polarized neutrons. a tunable slow neutron filter. *Phys. Rep.* 168 (1988) 265–303.
- [17] Agamalian, M., Schweizer, J., Otchik, Y.M., Khavronin, V. Optimization of the drabkin monochromator. *Nuclear Instruments and Methods* 158 (1979) 395–397.
- [18] Badurek, G., Gösselsberger, C., Jericha, E. Design of a pulsed spatial neutron magnetic spin resonator. *Physica B: Condensed Matter* 406(12) (2011) 2458–2462.
- [19] Mach, W., Rechberger, T. Technische Verbesserung eines Neutronenresonators zur Wellenselektion polarisierter Neutronen. Projektarbeit, 2011.
- [20] Nowak, S. *Wellenlängenselektion von Neutronen mittels dynamischer Magnetfelder*. Diplomarbeit, TU-Wien, 2011.
- [21] Gerstmayr, T. *Ein magnetischer Wanderwellenresonator zur zeitlichen und spektralen Präparation polarisierter Neutronenstrahlen*. Diplomarbeit, TU-Wien, 2012.
- [22] Gumpenberger, S. *Implementation of a spatial magnetic spin resonator for neutron spectroscopy applications*. Diplomarbeit, TU-Wien, 2012.
- [23] Raab, R. *Weiterentwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators für sehr kalte Neutronen*. Diplomarbeit, TU-Wien, 2013.
- [24] Baumgartner, S. (*in Vorbereitung*). Diplomarbeit, TU-Wien, 2013.
- [25] TU-Wien. Der TRIGA Mark-II Reaktor. <http://ati.tuwien.ac.at/reaktor/>. Online; (aufgerufen am 01.08.2013).
- [26] National Geophysical Data Center (NGDC). <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/magfield.shtml>. Online; (aufgerufen am 29.07.2013).

- [27] National Nuclear Data Center (NNDC). <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/>. Online; (aufgerufen am 30.07.2013).
- [28] Milton, K.A. Theoretical and experimental status of magnetic monopoles. *Reports on Progress in Physics* 69(6) (2006) 1637.
- [29] SEKELS GmbH. Broschüre Magnetische Abschirmungen. <http://www.sekels.com/downloads/>. Online; (aufgerufen am 05.08.2013).
- [30] Comsol Multiphysics. <http://www.comsol.com/>. Online; (aufgerufen am 05.08.2013).
- [31] SENSYS GmbH. Produktinformation FGM3D. <http://www.sensys.de/index.php/fgm3d.html>. Online; (aufgerufen am 01.08.2013).
- [32] Seifried, S. Central Master Controller for a pulsed spatial neutron magnetic spin resonator. Projektarbeit, 2012.
- [33] Olimex Ltd. Lpc-2378-stk product homepage. <https://www.olimex.com/Products/ARM/NXP/LPC2378-STK/>. Online; (aufgerufen am 09.08.2013).
- [34] Atmel. ATMEGA164A-PU. <http://www.atmel.com/>. Online; (aufgerufen am 01.08.2013).
- [35] Tietze, U., Schenk, C. *Halbleiter-Schaltungstechnik: [neuer Teil: Nachrichtentechnische Schaltungen]*. Springer Verlag, 2002.
- [36] Stölting, H., Kallenbach, E. *Handbuch Elektrische Kleinantriebe*. Hanser Fachbuchverlag, 2006.
- [37] Linear Technology. Ltspice IV. <http://www.linear.com/designtools/software/>. Online; (aufgerufen am 11.08.2013).
- [38] CadSoft Computer GmbH. Eagle. <http://www.cadsoftusa.com/>. Online; (aufgerufen am 14.08.2013).
- [39] Buder, T. (in Vorbereitung). Projektarbeit, 2013.
- [40] Institut Laue-Langevin. <http://ill.eu/>. Online; (aufgerufen am 19.08.2013).
- [41] Schaerer, T. Fenster-Komparator. <http://www.elektronik-kompodium.de/sites/slt/0411231.htm>. Online; (aufgerufen am 22.08.2013).