



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
WIEN

Vienna University of Technology

DIPLOMARBEIT

**WEITERENTWICKLUNG EINES  
WANDERWELLEN-NEUTRONENSPINRESONATORS FÜR  
SEHR KALTE NEUTRONEN**

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  
ROBERT RAAB  
Hernalser Hauptstraße 230 14/10  
1170 Wien

Wien, 2013

Robert Raab



# Danksagung

Dieser Abschnitt ist all jenen gewidmet, die mich während meiner Diplomarbeit und meines gesamten Studiums unterstützt haben.

## **Betreuer**

Ich danke Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerald Badurek, dass er mir die Tore des Atominstutes geöffnet hat. Weiters gilt mein Dank Erwin Jericha, für die tolle Betreuung von zwei Projektarbeiten und einer Diplomarbeit. Auch möchte ich mich für die gemeinsame Zeit in Grenoble und die dadurch erwachte Leidenschaft des Weintrinkens bedanken. Ein großes Dankeschön gilt Christoph Gösselsberger, der während seiner Dissertation, für mich nicht nur ein großartiger Betreuer war, sondern auch zu einem Vorbild und Freund geworden ist.

## **Atominstut**

In der Zeit am Atominstut hatte ich das große Glück in unserer Arbeitsgruppe viele nette und hilfsbereite Kollegen kennenzulernen. Vielen Dank für die gemeinsamen Kochsessions und sämtlichen privaten Veranstaltungen. Ich möchte mich besonders bei Roman Gergen für die technische Beratung und Umsetzung vieler Ideen bedanken. Auch danke ich den Mitarbeitern der Werkstatt des Atominstutes für ihre Mühen.

## **Studienkollegen & Freunde**

In erster Linie möchte ich mich bei meinen Diplomantenkollegen Bernhard Berger (alias Bärchen) und Stefan Baumgartner für die tolle Zusammenarbeit bedanken. Ich werde mich stets an die gemeinsame Zeit in Grenoble erinnern.

In weiterer Folge möchte ich mich bei Markus Jech, Hannes Hecher, Andi Fuchs, Tobi Rechberger und Willi Mach bedanken. Ich möchte mich für die Unterstützung in Zeiten des gemeinsamen Lernens als auch in Zeiten des Feierns bei euch recht herzlich bedanken. Unseren traditionellen Campingurlaub

werde ich stets in Erinnerung behalten. Ganz besonders möchte ich mich bei Willi Mach als treuen Weggefährten bedanken, unser gemeinsames Interesse an der Physik, verbindet uns schon seit der Schulzeit. An dieser Stelle möchte ich meinem Physik/Mathematik Professor und Freund Wolfgang Schreuer danken, welcher mein Interesse an der Physik stets gefördert hat. Auch möchte ich mich bei meinen Freunden aus der Saunarunde für ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft bedanken.

## **Familie**

Ich möchte mich für die Unterstützung und Geduld bei der gesamten Familie Schneider bedanken, welche mich vor langer Zeit in ihrer Familie aufgenommen hat.

Auch möchte ich mich bei meiner gesamten Familie für euren Rückhalt bedanken. Ich danke meinem Bruder Wolfgang, der immer für mich da war wenn er gebraucht wurde. Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern Silvia und Christian bedanken. Nicht nur für eure Unterstützung während meines gesamten Studiums, sodass ich meine Studienzeit voll und ganz genießen konnte, sondern auch dafür, dass ihr stets an mich geglaubt habt. Eure Liebe und Fürsorge haben es mir überhaupt erst ermöglicht diesen Weg so weit zu beschreiten. Es fällt mir schwer meine Dankbarkeit überhaupt in Worte zu fassen, ihr seid für mich ein absolutes Vorbild und ich wäre froh wenn ich einmal halb soviel erreiche wie ihr.

Zum Schluss möchte ich mich bei der Liebe meines Lebens Johanna bedanken. Du warst in den Jahren meines Studiums die größte Unterstützung die man sich überhaupt vorstellen kann. Deine Liebe hat aus mir den Mann gemacht, der ich heute bin.

# Kurzfassung

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Weiterentwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators zur Erzeugung nahezu beliebig geformter wellenlänge-selektierter, polarisierter Neutronenpulse. Das zu grunde liegende Prinzip dafür, die magnetische Neutronenspinresonanz in räumlich periodischen Magnetfeldern, wurde bereits in den 1960er Jahren von Drabkin et al. vorgestellt. Mittlerweile handelt es sich bei diesem Konzept um eine gut verstandene Methode, einen wellenlängenabhängigen Spinflip von polarisierten, thermischen und kalten Neutronenstrahlen zu erzielen. Basierend auf den Arbeiten von G. M. Drabkin und G. Badurek, wurden am Atominstytut der Technischen Universität stetig neue Prototypen zur magnetischen Spinresonanz entwickelt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Rechnungen und Simulationen zur Transmission und Polarisation von sehr kalten Neutronen (VCNs) durch den vorhergehenden Resonator Prototypen durchgeführt. Basierend auf diesen Ergebnissen wird zu diesem Zweck ein neuer Prototyp eines magnetischen Wanderwellenresonators speziell für sehr kalte Neutronen (VCNs) entwickelt. Das neue Design erfüllt die gleichen Anforderungen (wie beim Vorgängermodell) an die Homogenität der erzeugten Magnetfelder. Dies wird mittels Simulationen im CST EM Studio erreicht.

Des weiteren erfolgt die technische Umsetzung des neuen Prototypen, sowie die für die experimentelle Untersuchung notwendigen Komponenten des Messaufbaus. Dazu zählen die, für den Einsatz am VCN-Strahl notwendige Magnetfeldabschirmung, sowie ein geeigneter Breitbandspinflipper.

Der entwickelte Wanderwellenresonator wird anschließend am sehr kalten, weißen Neutronenstrahl des Hochflussforschungsreaktors am ILL (Institut Laue-Langevin) in Betrieb genommen. Der neu designte Wanderwellenresonator wird erstmals an einem weißen Neutronenstrahl getestet. Die Messergebnisse bestätigen nicht nur die Funktionalität des Resonators, sondern zeigen auch ganz deutlich den Einfluss von Luft, Helium und Aluminium auf die Neutronentransmissionsrate.

# Abstract

This work deals with the development of a traveling-wave-mode neutron spin resonator to produce almost any shape of wavelength selected, polarized neutron pulses. The basic principle for the magnetic neutron spin resonance in spatially periodic magnetic fields, was already presented by Drabkin et al. in the 1960s. Meanwhile, this concept is a well-understood method to achieve a wavelength-dependent spin flip of polarized thermal and cold neutron beams. Based on the works of G.M. Drabkin and G. Badurek, constantly new prototypes for magnetic resonance were developed at the Atomic Institute of the Technical University.

In this work, calculations and simulations for the transmission and polarization of very cold neutrons (VCNs) by the previous resonator prototype are carried out. Based on these results, a new prototype of a magnetic Wanderwellenresonators especially for very cold neutrons (VCNs) is developed for this purpose. The new design meets the same requirements (as in the previous model) to the homogeneity of the generated magnetic fields. This is achieved by means of simulations in CST EM Studio.

Furthermore, the technical implementation of the new prototype, and the necessary components for the experiment will be investigated. This includes a magnetic shield and a suitable broadband spin flipper.

The developed traveling-wave-mode neutron spin resonator is then put into operation at a very cold, white neutron beam of the high flux research reactor at the ILL (Institut Laue-Langevin). The newly designed traveling-wave-mode resonator is first tested on a white neutron beam. The results not only confirm the functionality of the resonator, but also clearly show the influence of air, helium and aluminum on the neutron transmission rate.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Historische Einführung . . . . .	1
1.2	Magnetische Spinresonanz . . . . .	2
1.3	Zielsetzung . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Theoretische &amp; Experimentelle Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Das Neutron . . . . .	4
2.2	Neutronenquellen . . . . .	5
2.2.1	Natürliche Neutronenquellen . . . . .	5
2.2.2	Künstliche Neutronenquellen . . . . .	5
2.2.3	Kontinuierliche Quellen . . . . .	6
2.3	Herkömmliche Methoden zur Wellenlängenselektion . . . . .	8
2.3.1	Kristalline Monochromatoren . . . . .	8
2.3.2	Chopper . . . . .	9
2.4	Polarisation von Neutronen . . . . .	10
2.5	Spinflipper . . . . .	11
2.5.1	Breitbandflipper . . . . .	11
2.5.2	Schmalbandflipper . . . . .	14
2.6	Resonator . . . . .	16
2.6.1	Resonanzbedingung und Wellenlängenauflösung . . . . .	18
2.6.2	Elimination der Seitenmaxima . . . . .	18
2.7	Weiterentwicklungen . . . . .	20
2.8	Neutronendetektion . . . . .	20
<b>3</b>	<b>VCN-Rechnungen</b>	<b>23</b>
3.1	Einführung . . . . .	23
3.2	Überlegungen . . . . .	23
3.2.1	Erste Abschätzung . . . . .	24
3.2.2	Genauere Bestimmung . . . . .	25

<b>4</b>	<b>Magnetfeld-Simulationen</b>	<b>28</b>
4.1	Vorbereitungen . . . . .	29
4.2	Vergleich unterschiedlicher Konzepte . . . . .	31
4.2.1	RmL (Resonator mit Loch) . . . . .	31
4.2.2	RohneS (Resonator ohne Seitenstages) . . . . .	32
4.2.3	RSmSt (Resonator-Spulen mit Strahlengang) . . . . .	32
4.2.4	B-Feld Vergleich für eine Spule . . . . .	33
4.2.5	B-Feld Vergleich für acht Spulen . . . . .	34
4.3	Anpassungen . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Neutronenflug-Simulation mit SPARTAN</b>	<b>38</b>
5.1	Simulationen des Normalbetriebes (Resonator 2.0) . . . . .	38
5.2	Polarisationsverlauf im Resonator . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Neues Design</b>	<b>43</b>
6.1	Resonator Prototyp 3.0 . . . . .	43
6.1.1	Eine Frage der Technik . . . . .	43
6.1.2	Magnetfeld-Messungen . . . . .	44
6.1.3	Vergleich Messung-Simulation . . . . .	47
6.2	Resonator Prototyp 3.1 . . . . .	50
6.2.1	Magnetfeld . . . . .	50
6.3	Resonator 3.1 vs. 2.0 . . . . .	50
6.3.1	Simulation des Normalbetriebes (Resonator 3.1) . . . . .	53
<b>7</b>	<b>Vorbereitungen für VCN Experiment</b>	<b>55</b>
7.1	Magnetfeld-Abschirmung . . . . .	55
7.1.1	Passive Magnetfeld-Abschirmung . . . . .	55
7.1.2	Aktive Magnetfeld-Abschirmung . . . . .	55
7.2	Spezifikationen . . . . .	61
7.2.1	Rechnung-Leistungsverlust-Windungszahl . . . . .	61
7.3	VCN-Breitband-Spinflipper . . . . .	62
<b>8</b>	<b>VCN-Experiment</b>	<b>68</b>
8.1	Versuchsaufbau . . . . .	68
8.2	VCN-Quelle . . . . .	68
8.3	Chopper . . . . .	70
8.4	Führungsfeldspulen . . . . .	70
8.5	Superspiegel . . . . .	71
8.6	Resonator . . . . .	72
8.7	Stromblatt + Kompensationspulen . . . . .	72
8.8	Detektor . . . . .	72
8.9	He-Box . . . . .	73

<b>9 Messungen</b>	<b>75</b>
9.1 Neutronenstrahl . . . . .	75
9.2 Einflussfaktoren . . . . .	75
9.3 Setup Optimierung . . . . .	77
9.3.1 Zusammenhang von Führungsfeld & Kompensationsfeld .	79
9.4 Resonator im statischen Betrieb . . . . .	81
<b>10 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>86</b>
<b>A Wirkungsquerschnitte von thermischen Neutronen</b>	<b>88</b>
<b>B 3D Darstellung Magnetfeld-Abschirmung</b>	<b>91</b>
<b>C Pläne &amp; Fotos</b>	<b>95</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>100</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Swimmingpool-Reaktor TRIGA MARK II [23] . . . . .	7
2.2	Hochflussreaktor am ILL in Grenoble [24] . . . . .	8
2.3	Beugung von Neutronen am Kristallgitter [27]. . . . .	9
2.4	beschreibt adiabatische und nicht-adiabatische Spinbewegung [35]. . . . .	12
2.5	Stromblatt aus dicht gewickelten Drähten erzeugt ein alternierendes Magnetfeld, normal zur Neutronenflugrichtung. Vor dem Stromblatt kommt es zu einer adiabatischen und danach zu einer nicht adiabatischen Spinumkehrung [35]. . . . .	12
2.6	Skizze & Funktionsweise des Gradientenflippers [35] . . . . .	13
2.7	Skizze & Resonanzbedingung des RF-Flippers [35] . . . . .	14
2.8	Skizze & Resonanzbedingung des DC-Flippers [35] . . . . .	15
2.9	Schematische Skizze des Drabkinresonators [16]. . . . .	17
2.10	Spinflipwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Neutronen-Wellenlänge $\lambda$ . Ein voller Spinflip wird für Neutronen mit der Resonanzwellenlänge $\lambda_0$ ausgeführt. Die Halbwertsbreite ist dabei durch $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \simeq 1,6a/L = 1,6/N$ gegeben [20]. . . . .	19
2.11	Simulation des transversalen Magnetfeldes des Resonator Prototyps 1.0, ohne Amplituden-Modulation (rectangular shaping) und mit Gauß (Gaussian) -förmiger Amplitude (links). Die numerische Integration der Bewegungsgleichung des Spins führt zum erwartenden Polarisationsgrad des Neutronenstrahls nach dem passieren des Feldes (rechts) [39]. . . . .	19
2.12	Badurekresonator (links) und Resonator 1.0 (rechts) [39]. . . . .	20
2.13	Pulshöhenverteilung eines idealen Neutronendetektors [22]. . . . .	21
3.1	Totaler Wirkungsquerschnitt von AL-27 in Abhängigkeit der Neutronenenergie [47]. . . . .	27
4.1	Resonator 2.0 dargestellt im CST EMS. . . . .	29
4.2	Skizze RmL mit Seitenstages. . . . .	31
4.3	Skizze RohneS ohne Seitenstages. . . . .	32

4.4	Skizze RSmSt. . . . .	32
4.5	Vergleich $B_y$ -Feld bei variablen z-Positionen (a-d). . . . .	33
4.6	Verlauf $B_y$ -Feld (a) in x-Richtung und (b) in z-Richtung für eine Spule. . . . .	34
4.7	Verlauf $B_y$ -Feld (a) in x-Richtung und (b) in z-Richtung für acht Spulen. . . . .	34
4.8	Vergleich $B_y$ -Feld bei variablen z-Positionen (a-d). . . . .	35
4.9	$B_y$ -Feld ([T]) in y-Richtung, bei Variation der Breite [cm] einer Resonatorspule bei konstantem Parameter DSt=6 cm (Durchmesser-Strahlengang). . . . .	36
4.10	$B_y$ -Feld ([T]) in y-Richtung, bei Variation des Parameters DSt einer Resonatorspule bei konstanter Breite=8 cm. . . . .	37
4.11	Vergleich $B_y$ -Feld bei verschiedenen Spulengeometrien. . . . .	37
5.1	Das alternierende Resonator-Feld simuliert (rot) und zum Vergleich ein gerechnetes Ideal-Feld (schwarz). $B_1^{ideal} = 3.8119 \mu T$ und $B_1^{sim} = 3.574 \mu T$ . . . . .	39
5.2	Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden sehr kalten Neutronen. . . . .	40
5.3	Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden (60 Å) Neutronen mit optimierten Parametern: $B_1 = 2.951 \mu T$ und $B_0 = 97.426 \mu T$ . . . . .	41
5.4	Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 60 Å, durch den grob justierten Resonator: $B_1 = 3.189 \mu T$ und $B_0 = 97.446 \mu T$ . . . . .	41
5.5	Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 60 Å, durch den fein justierten Resonator. $B_1 = 2,951 \mu T$ und $B_0 = 97.426 \mu T$ . . . . .	42
6.1	Skizze einer Spule des Resonator Prototyps 3.0. . . . .	44
6.2	Messaufbau für Magnetfeldbestimmung für Resonator Prototy 3.0. . . . .	45
6.3	Messung mittels Hallsonde. . . . .	45
6.4	Zum Halleffekt [42] . . . . .	47
6.5	Resonator 3.0: B-Feld-Vergleich Simulation und Messung für drei und zwei Dimensionen (bei z=0). Die Spule wurde mit 1 A betrieben. . . . .	48
6.6	Resonator 3.1: B-Feld-Vergleich Simulation und Messung für eine mit 5 A durchflossenen Resonatorspule. . . . .	49
6.7	Skizze Prototyp 3.1 im CST EMS. . . . .	50
6.8	Resonator 3.1 mit 48 Spulen im CST EMS. . . . .	51
6.9	Simulation zeigt gesamtes $B_y$ -Feld einer mit 5 A betriebenen Spule. . . . .	51

6.10	Magnetfeldfeld-Vergleich der beiden Resonatorkonzepte für $B_y$ - Feld in x-Richtung und y-Richtung. . . . .	52
6.11	Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden (35 Å) Neutronen mit groben Resonatoreinstellungen. $B_1 = 8.867$ $\mu T$ und $B_0 = 167.13 \mu T$ . . . . .	53
6.12	Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 61 Å, durch den fein justierten Resonator. $B_1 = 5.8677 \mu T$ und $B_0 = 97.494 \mu T$ . . . . .	54
6.13	Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 61 Å, durch den fein justierten Resonator. $B_1 = 5.8677 \mu T$ und $B_0 = 97.494 \mu T$ . . . . .	54
7.1	Abschirmspulen im CST EMS. . . . .	57
7.2	Zur Erdmagnetfeldkompensation im Resonatorvolumen nötige Stromwerte: FF-Spulen( $B_z$ )= 15,71 A; FF2-Spulen( $B_y$ )= 9,09 A; FF3-Spulen( $B_x$ )= 40A. . . . .	58
7.3	Magnetfeldverlauf in den Abschirmspulen im CST EMS (Spulen- breiten in <i>cm</i> ). . . . .	59
7.4	Gradientenvergleich des $B_x$ -Feldes im Resonatorvolumen. Zwei verschiedene Abstände der FF3-Spulen zueinander. . . . .	60
7.5	Erdmagnetfeldverlauf am PF2 in Grenoble. Zur Verfügung gestellt von Peter Geltenbort. . . . .	63
7.6	Stromblatt als Aluplatte mit Kompensationsspulen im CST EMS. . . . .	64
7.7	$B_y(x)$ in $T$ bei $CS=10 A$ . . . . .	64
7.8	Polarisationsverlauf für 11.8 Å Neutronen durch das mit 40 A be- triebene Stromblatt und $FF=167.05 \mu T$ . . . . .	65
7.9	$CS=40 A$ , ohne Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å. . . . .	66
7.10	$CS=100 A$ , ohne Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å. . . . .	66
7.11	$CS=100 A$ , mit Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å. . . . .	67
7.12	$CS$ : rot=40 A, blau=100 A, schwarz=300 A, mit Kompensations- feld, bei Führungsfeldeinstellung $FF=1.6705E-4 T$ . . . . .	67
8.1	Experimentelles Setup an der VCN-Beamline (PF2) am ILL. . . . .	68
8.2	Prinzip VCN-Quelle [24] . . . . .	69
8.3	Skizze Chopper . . . . .	70
8.4	Führungsfeldspulen und Kompensationsspulen . . . . .	71
8.5	Resonatorhalterung . . . . .	72
8.6	Stromblatt plus Kompensationsspulen. . . . .	73

8.7	Anlieferung der He-Box zum PF2 durch Thomas Brenner. . . . .	74
8.8	He-Box ausgerichtet an der VCN-Beamline. . . . .	74
9.1	VCN-Neutronenstrahl in 2D-Darstellung. . . . .	76
9.2	VCN-Neutronenstrahl in 3D-Darstellung. . . . .	76
9.3	Atmosphäre=Luft: CS=100 A, KCS variiert und FF=2 A. . . . .	78
9.4	Atmosphäre=Luft: 6 verschiedene CS-Stromwerte bei KCS=2.88 A und FF=2 A. . . . .	78
9.5	Atmosphäre=He: CS=100 A, KCS variiert und FF=0.6 A. . . . .	79
9.6	Zusammenhang zwischen Führungsfeldstrom und Kompensati- onsstrom. . . . .	80
9.7	Schematische Skizze des experimentellen Aufbaus [16], [20]. . . . .	82
9.8	Gezeigt werden die Teilstrecken der einzelnen Komponenten. Die gesamte Flugstrecke der Neutronen beträgt 2727 mm. . . . .	84
9.9	VCN-Messungen: Die blaue Intensitätskurve zeigt das gemessene VCN-Spektrum. Dazu wurden alle Komponenten ausgeschaltet (bis auf Führungsfeld). Die rote Kurve zeigt den Einfluss des für 60 Å Neutronen optimierten Resonators auf die Neutroneninten- sität. Die grüne Kurve zeigt den Intensitätsverlauf bei einschalte- nem Resonator und Stromblatt. Die türkise Kurve zeigt den ge- messenen Untergrund bei eingeschaltetem Stromblatt. . . . .	85
B.1	$B_x(x, y)$ . . . . .	92
B.2	3D-Darstellung der Felder der aktiven Abschirmung. . . . .	93
B.3	3D-Darstellung der Felder der aktiven Abschirmung. . . . .	94
C.1	Abmessungen der Spulen für Resonator Prototyp 3.0. . . . .	96
C.2	Stromanschlussplättchen für Prototyp 3.1. . . . .	97

# Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifizierung der Neutronen nach deren Energien [48]. . . . .	5
3.1	Streu- und Absorbtiionswirkungsquerschnitte für $^{13}_{27}\text{Al}$ . . . . .	24
3.2	Umrechnung Wellenlänge-Energie für 20 Å Neutronen. . . . .	26
3.3	Transmissionsraten für VCNs durch den Resonator 2.0. . . . .	26
3.4	Transmissionsraten für VCNs bei unterschiedlichen Gesamtma- terialdicken. . . . .	26
4.1	Parameter des simulierten Resonators 2.0. . . . .	30
4.2	Stromwerte für unterschiedliche B-Felder. . . . .	30
4.3	B-Felder für Resonanzbedingung. . . . .	31
7.1	Optimale Parameter für aktive Abschirmung. . . . .	62
8.1	Neutronenpuls in Abhängigkeit der Chopperfrequenz. . . . .	70
9.1	Einflussfaktoren der Neutronenintensität bei CS (Stromblatt- strom)=0 A, KCS (Kompensationsspulenstrom-Stromblatt)=0 A und FF (Führungsfeldstrom) =2 A. . . . .	77
9.2	Vier weitere Messpunkte. . . . .	79
9.3	B-Feldmessungen einer beliebigen Resonatorspule mit unter- schiedlichen Stromwerten. . . . .	81

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Historische Einführung

Zum ersten Mal wurde das Neutron 1920 von Ernest Rutherford in einer Rede vor der Royal Society in London vorhergesagt [1]. Seit der Entdeckung des Neutrons durch James Chadwick 1932 hat sich die Neutronenphysik in mehreren Etappen in einen enorm weit gefächerten Forschungsbereich entwickelt. Das Wissen über die Eigenschaften und die Interaktionen des Neutrons hat mit hohem Tempo zu einer Vielzahl an Anwendungsmöglichkeiten in den Bereichen Naturwissenschaften, Technologie und Industrie geführt. Als Beispiel sei die Entdeckung und das Verständnis der Neutronen induzierten Kernspaltung zur Entwicklung kontrollierter Kernreaktoren für die Stromgewinnung [2] erwähnt.

Im Skriptum zur Vorlesung, des gleichen Themas, herausgegeben 1973 von H. Rauch und Th. Stern, wurden die folgenden drei Stationen in der Entwicklung der Neutronenforschung vorgestellt.

- Nach 1932 wurden vorerst die physikalischen Eigenschaften des Neutrons untersucht. Als Baustein der Atomkerne ist das Neutron der starken Wechselwirkung, d.h. den Kernkräften, unterworfen sowie der schwachen Wechselwirkung, die für den  $\beta$ -Zerfall bestimmter radioaktiver Kerne und des Neutrons selbst verantwortlich ist. Der Schwerpunkt der neutronenphysikalischen Forschung lag innerhalb der sich rasch entfaltenden Kernphysik.
- Nach 1938 verschob das Hauptinteresse der Neutronenphysik sich darauf, physikalische und technische Probleme der Nutzbarkeit der von O. Hahn entdeckten Kernspaltung zu lösen. In

der Atombombe werden durch eine unkontrollierte Kettenreaktion solcher Kernspaltungen riesige Mengen destruktiver Kernenergie freigesetzt. Quasi als Nebenprodukt der forcierten Kriegsforschung wurden auch Reaktoren konstruiert, in denen kontrollierte Kettenreaktionen ablaufen.

- Während seit 1945 die im Zweiten Weltkrieg entwickelten Reaktoren als Energiequellen (Kernkraftwerke) an Bedeutung gewonnen haben, geben sie auch als äußerst leistungsfähige Quellen für langsame Neutronen (Forschungsreaktoren) der neutronenphysikalischen Forschung einen entscheidenden Anstoß und der Beschuss mit Neutronen wurde seither zu einem der wichtigsten Mittel zur Untersuchung der Kernstruktur sowie der Struktur und Dynamik von Festkörpern und Flüssigkeiten.

Heute wird in allen drei oben vorgestellten Bereichen Neutronenforschung betrieben. Das Neutron selbst und seine Eigenschaften sind nach wie vor Gegenstand der Untersuchungen ([22], S. iii, iv).

## 1.2 Magnetische Spinresonanz

Magnetische Neutronenspinresonanz in räumlich periodischen Magnetfeldern wurde erstmals vor 50 Jahren von G. M. Drabkin [3] vorgestellt. Mittlerweile ist sie eine gut verstandene Methode, um einen wellenlängenabhängigen Spinflip von polarisierten, thermischen und kalten Neutronenstrahlen zu erzielen [4], [5]. Kombiniert mit einem Paar Superspiegel-Polarisatoren wurden seit damals eine Reihe von Anwendungen gefunden. Beispielsweise ein Neutronenmonochromator mit variablen Outputwellenlängen bei fixem Ablenkwinkel eines Neutronen-Flugzeit-Spektrometers [6], [7], [8], als ein elektrisch steuerbarer Energieanalysator in umgekehrter Geometrie [9], oder als Experiment zur Neutronen-Flugzeit-Fokussierung [10]. Voran getrieben durch die fortlaufende Entwicklung neuer Generationen von Neutronenquellen, mit höheren Flussdichten, gibt es einen ständigen Fortschritt [11] und erhöhten Bedarf [12], [13] einen Neutronenstrahl zu definieren und zu manipulieren.

G. Badurek verfolgte die Arbeiten von G. M. Drabkin und schlug einen Resonator, basierend auf einer Sequenz von individuell schaltbaren Spulen vor. Seit dem wird dieser Prototyp am Atominstitut der Technischen Universität Wien stetig weiterentwickelt [14], [15], [16]. Die Idee, eine Wellenlängenselektion durch Magnetfelder und damit eine variable Steuerung rein über Stromstärken zu erreichen, verringert Fehlerquellen (z.B.: Ausfall von mechanischen

Bauteilen) erheblich. Vor allem lässt sie den Resonator vielseitig und variabel werden. Außerdem übersteigt die Neutronenintensität des geformten selektierten Strahls, die eines klassischen Choppers bei weitem [17]. Ein möglicher Abnehmer dieses Resonators ist das Experiment PERC (Proton Electron Radiation Channel [18], [19]), durch welches man neue Physik die über das Standardmodell der Teilchenphysik hinaus geht und via ultra-hoch Präzisionsmessungen des Beta-Zerfalls freier Neutronen, untersucht.

### **1.3 Zielsetzung**

Aufgrund der vielversprechenden Ergebnisse, welche beide Resonator-Prototypen (Prototyp 1.0 und 2.0) an der dichromatischen Beamline am TRI-GA Mark II Reaktor in Wien abgeliefert haben (Details dazu siehe [40], [41] und [20]), besteht das Hauptinteresse darin, das volle Potential des Resonators an einem weißen Neutronenstrahl auszuschöpfen. Aus diesem Grund wurden zwei ILL-Anträge für Strahlzeiten an zwei unterschiedlichen Experimentierplätzen gestellt. Ein Antrag für das Experimentieren am Instrument PF1B (Nr. 58129), das den aktuell weltweit stärksten, kalten weißen Neutronenstrahl zur Verfügung stellt und ein zweiter Antrag für Strahlzeit am Instrument PF2B VCN (Nr. 58149), welches Very Cold Neutrons (VCNs) zur Verfügung stellt [20]. Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Vorbereitungen für den Einsatz am VCN-Strahl. Ein nicht zu unterschätzender Faktor der noch abzuklären ist (für den Resonatoreinsatz an VCN-Beamlines), ist die Absorption der VCNs in den Aluminium-Spulen. Daher sollen unbedingt Rechnungen und Simulationen zur Transmission und Polarisation der VCNs durch den Resonator 2.0 durchgeführt werden.

# Kapitel 2

## Theoretische & Experimentelle Grundlagen

### 2.1 Das Neutron

Wichtige Eigenschaften des Neutrons sind neben seiner Masse von  $m = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ , der Spindrehimpuls mit Quantenzahl  $1/2$ , das magnetische Moment  $\mu_n = -1,913\mu_B$  und die elektrische Netto-Ladung von Null [21]. Dadurch, dass die Masse jener des Protons sehr ähnlich ist, eignen sich wasserstoffhaltige Verbindungen wie z.B. Wasser sehr gut für die Moderation der durch die Kernspaltung im Reaktor entstehenden schnellen Neutronen. Je nach Neutronenenergie, welche über die Beziehung von de Broglie auch mit einer Wellenlänge  $\lambda = h/p$  (mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und dem Neutronenimpuls  $p = m \cdot v$ ) assoziiert werden kann, spricht man dann (in Anlehnung an die Temperatur des Moderators) von kalten, thermischen oder schnellen Neutronen (Klassifikation siehe Tabelle 2.1). Die elektrische Neutralität erlaubt es, das Neutron als Sonde für die Festkörperphysik zu verwenden, wie etwa bei der Neutronenstreuung oder auch bei der Radiographie bzw. Tomographie mit Neutronen. Das magnetische Moment des Neutrons erlaubt die Erforschung magnetischer Strukturen in Festkörpern, z.B.: Streuexperimente mit Polarisationsanalyse ([20], S. 25).

ultrakalt	$< 10^{-6} \text{ eV}$
sehr kalt	$2 \cdot 10^{-4} \dots 2 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$
kalt	$< 5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$
thermisch	$5 \cdot 10^{-3} \dots 0,5 \text{ eV}$
epithermisch	$0,5 \dots 10^3 \text{ eV}$
mittel schnell	$1 \dots 100 \text{ keV}$
schnell	$0,1 \dots 100 \text{ MeV}$
ultrakalt	$> 100 \text{ MeV}$

Tabelle 2.1: Klassifizierung der Neutronen nach deren Energien [48].

## 2.2 Neutronenquellen

### 2.2.1 Natürliche Neutronenquellen

Neutronen können in Sternen durch Kernfusionsprozesse oder ( $\alpha$ , n) Kernreaktionen erzeugt werden. Durch Spallationsprozesse in der Atmosphäre als Folge kosmischer Strahlung und nach spontaner Spaltung. Außer diesen Prozessen gibt es keine natürlichen Quellen für Neutronen ([22], S. 157).

### 2.2.2 Künstliche Neutronenquellen

Zur Gewinnung freier Neutronen für Forschungszwecke gibt es eine Vielzahl verschiedener Techniken. Beispiele hierfür sind:

- **Radioaktive Neutronenquellen** (z.B.: Alpha-Beryllium-Neutronenquellen; Spontanspaltung in Californium-252)
- **Kernspaltung** (von Uran-235) in Forschungsreaktoren
- **Spallation**

Radioaktive Neutronenquellen haben den Vorteil kompakt und damit transportabel zu sein. Sie liefern allerdings im Vergleich zu den weiteren Techniken geringe Neutronenquellstärken. In Forschungsreaktoren wird die Tatsache genutzt, dass bei der Spaltung von Uran-235 zwei bis drei Neutronen pro gespaltenem Kern frei werden. Zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion wird allerdings ein Neutron benötigt. Die verbleibenden Neutronen werden zum Teil durch die Regelstäbe absorbiert und zum anderen Teil stehen

sie für die Forschung zur Verfügung. In Spallationsneutronenquellen werden Protonen durch einen Teilchenbeschleuniger auf sehr hohe Energien (mehrere Hundert MeV) beschleunigt und auf ein Spallationstarget gelenkt. Dabei werden Neutronen aus dem Targetkern herausgeschlagen, die schließlich für die Experimente genutzt werden können ([20], S. 1, 2).

### 2.2.3 Kontinuierliche Quellen

#### TRIGA MARK II

Beim TRIGA-Reaktor handelt es sich um einen reinen Forschungsreaktor des Swimmingpool-Typs, der für die Ausbildung, Forschung und Isotopen-Produktion eingesetzt wird (Training, Research, Isotope Production, General Atomic = TRIGA). Der TRIGA-Reaktor Wien hat eine maximale Dauerleistung von  $250 \text{ kW}_{th}$ . Der Reaktorkern besteht aus etwa 83 Brennelementen (Durchmesser 3,75 cm, Länge 72,24 cm), die in einer regelmäßigen Gitterplatte angeordnet sind. Aufgrund der geringen Reaktorleistung ist der Abbrand der Brennelemente so gering, dass bis 2012 noch mehr als 50 der im Jahr 1962 eingesetzten Brennelemente im Reaktorkern verwendet wurden. Innerhalb der Brennelementhülle (Aluminium oder Stahl) befindet sich der Brennstoff in Form einer homogenen Mischung aus 8 gew.% Uran, 1 gew.% Wasserstoff und 91 gew.% Zirkon, wobei das Zirkon-Hydrid den Moderator darstellt. Dieser hat die besondere Eigenschaft, bei hoher Temperatur schlechter zu moderieren. Daher kann am TRIGA-Reaktor Wien auch Impulsbetrieb durchgeführt werden (rasche Leistungserhöhung auf 250 MW für etwa 40 Millisekunden). Mit der Leistung steigt auch die maximale Neutronenflussdichte von  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (bei 250 kW) auf  $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (bei 250 MW). Durch den sogenannten negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität kehrt die Leistung nach der Exkursion wieder auf ungefähr 250 kW zurück. Die Regelung des Reaktors erfolgt mit drei Absorberstäben, die als Absorber Borkarbid enthalten. Tauchen diese Stäbe ganz in den Reaktorkern ein, so werden die Neutronen, die aus einer Startquelle (Sb-Be-Photoneutronenquelle) ständig emittiert werden, in den Stäben absorbiert, und der Reaktor bleibt unterkritisch. Fährt man die Absorberstäbe aus dem Kern aus (zwei Stäbe mittels Elektromotor, ein Stab pneumatisch), dann nimmt die Zahl der Spaltungen im Reaktorkern und damit die Leistung zu. Dieser Anfahrvorgang vom abgeschalteten Reaktor auf 250 kW dauert etwa 1 Minute. Die Abschaltung des Reaktors kann von Hand oder automatisch durch das Reaktorschutzsystem erfolgen. Das Einfallen der Stäbe dauert etwa 1/10 Sekunde. Die vier Neutronenstrahlrohre dienen dem Herausleiten von thermischen Neutronen in abgeschirmte Bereiche der Reaktorhalle, um neutronen-

und festkörperphysikalische Experimente durchzuführen [23].

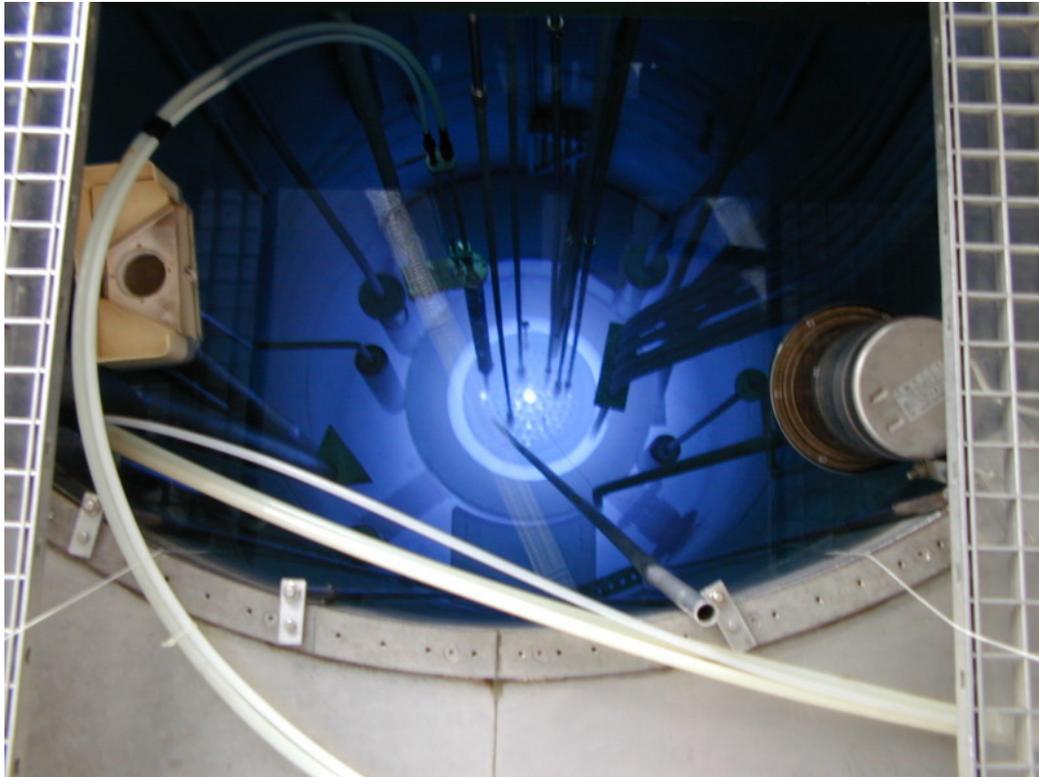


Abbildung 2.1: Swimmingpool-Reaktor TRIGA MARK II [23]

### Hochfluss-Reaktor am ILL

Das Institut Laue-Langevin in Grenoble beherbergt eine der leistungsstärksten Neutronenquellen der Welt. In der Moderatorregion ( $D_2O$  moderiert) werden durch den Hochflussreaktor etwa  $1,5 \cdot 10^{15}$  Neutronen pro Sekunde und  $cm^2$  erzeugt, bei einer thermischen Leistung von 58,3 MW. Der Reaktor wird in Zyklen zu je 50 Tagen betrieben, auf die jeweils ein Shutdown erfolgt, um das Brennelement zu tauschen [24]. Zur Erzeugung verschiedener Neutronenspektren werden unterschiedliche Moderatoren verwendet: zwei mit flüssigem Deuterium gefüllte Moderatorzellen als vertikale bzw. horizontale Quelle für kalte Neutronen [25], ein Graphitblock, der durch Strahlungsheizung (Gammastrahlung vom Reaktorkern) eine Temperatur von ca. 2000 K erreicht als Quelle heißer Neutronen, sowie ein Rohr in dem die Neutronen entgegen der

Schwerkraft aufsteigen können und eine Art abbremsende Turbine mit reflektierenden Schaufelrädern passieren als Quelle für ultrakalte Neutronen ([20], S. 2).

Bevor die Neutronen die Turbine erreichen, wird ein Teil von ihnen abgelenkt und als Quelle sehr kalter Neutronen (VCNs= very cold neutrons) verwendet.



Abbildung 2.2: Hochflussreaktor am ILL in Grenoble [24]

## 2.3 Herkömmliche Methoden zur Wellenlängenselektion

Um Neutronen wellenlängenabhängig zu selektieren, gibt es unterschiedliche Verfahren. Die herkömmlichen Techniken sind unter anderem die Bragg-Reflexion an Kristallen und der Einsatz von Choppern.

### 2.3.1 Kristalline Monochromatoren

Da es sich bei Neutronen um sog. Teilchenwellen handelt, können diese nach dem Welle-Teilchen-Dualismus gebeugt werden. Findet die Beugung an einem Kristallgitter statt, so kann dieser Vorgang durch die Bragg-Gleichung beschrieben werden.

$$n \cdot \lambda = 2d \sin \theta \quad (2.1)$$

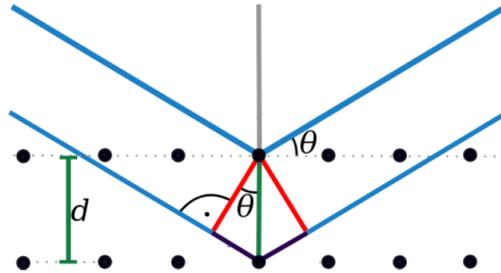


Abbildung 2.3: Beugung von Neutronen am Kristallgitter [27].

$n$  beschreibt die Ordnung der Beugung,  $d$  die Gitterkonstante und  $\theta$  den Winkel zwischen einlaufendem Strahl und der Gitterebene. Die Bragg-Bedingung beschreibt den bekannten Effekt, dass positive Interferenz von Wellen auftritt, wenn der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist [26]. Zur Bragg-Streuung können auch Mosaikkristalle (pyrolytischer Graphit, Kupfer, Beryllium) verwendet werden, deren Streuwinkelverteilung in einem monochromatischen Neutronenstrahl experimentell durch Drehen ausreichend genau bestimmt werden kann. Mosaikkristalle bestehen aus einer Vielzahl kleiner Perfektkristalle (Kristallite), die gegeneinander verkippt bzw. verschoben sind ([27], S. 13).

Bei Kristall-Monochromatoren liegt die Wellenlängenauflösung im Bereich von  $\Delta\lambda/\lambda \sim 1 - 2\%$ . Nachteil dieser Methode ist, dass sie nur für Neutronen im Wellenlängenbereich von etwa 0,5 bis 5,0 Å anwendbar ist [28].

### 2.3.2 Chopper

Mechanische Chopper sind im Allgemeinen sich sehr schnell drehende, magnetisch gelagerte Zylinder aus neutronenabsorbierendem Material mit radialen Kanälen zum Zerhacken des Neutronenstrahls. Diese Bohrungen sind so geformt, dass Neutronen mit einer definierten Geschwindigkeit die Kanäle mit einem konstanten Abstand zu den Wänden durchfliegen können. Auch werden sogenannte Scheiben-Chopper (häufig als Kombination mehrerer Scheiben) eingesetzt (siehe Kap. 8.3). Chopper-Systeme sind flexibel einsetzbar und können Wellenlängenbereiche von  $\Delta\lambda/\lambda \sim 1 - 10\%$  selektieren. Bei Verwendung eines mechanischen Choppers beträgt die Transmissionsrate in etwa 1%. Je höher die Wellenlängenauflösung ist, desto geringer fällt die Strahlintensität aus [28].

## 2.4 Polarisation von Neutronen

Eine etablierte Möglichkeit einen polarisierten Neutronenstrahl zu erzeugen ist mittels Bragg-Reflexion an einem magnetischen Kristall. Wird ein Material gefunden, bei dem der Formfaktor der Einheitszelle für Kernstreuung gleich groß ist wie jener der magnetischen Streuung und dieser Kristall magnetisch ausgerichtet (normal zum Streuvektor) ist, so kann der Streu-Wirkungsquerschnitt für einen Spinzustand ungefähr Null sein, der jeweils andere Spinzustand wird reflektiert [21].

Ein Neutronensuperspiegel nützt eine Anordnung von vielen Schichten (Multilayer) auf einem Glasträger, um den Grenzwinkel der Totalreflexion für die Neutronen zu erhöhen [29]. In einer derartigen Konfiguration wird der Superspiegel als Neutronenleiter verwendet. Wenn man nun für die Schichten z.B. Eisen und Cobalt verwendet und das Material magnetisch (z.B. mit Hilfe von Permanentmagneten) ausrichtet, wird nur mehr jener Spinzustand reflektiert, der parallel zum angelegten Magnetfeld ist. Der antiparallele Spinzustand durchdringt das Material und wird in weiterer Folge absorbiert [30]. Die Polarisationsgrade von  $P = 0.997$  wurden von Kreuz et al. [31] mit einem Paar aus gekreuzten polarisierenden Superspiegeln realisiert [20].

Eine weitere Methode der Neutronen-Polarisation wird von  ${}^3\text{He}$ -Filtern ausgenutzt. Dazu wird eine Glaszelle mit polarisiertem  ${}^3\text{He}$  befüllt, welches einen Spin-abhängigen Wirkungsquerschnitt für die folgende Reaktion besitzt.



Für den antiparallelen Spinzustand ist der Wirkungsquerschnitt sehr hoch, für den parallelen hingegen sehr niedrig [32]. Diese Tatsache wird ausgenutzt, um bei geeigneter Konfiguration dieser Zellen die derzeit höchsten Polarisationsgrade von bis zu  $P = 0,9999$  zu erreichen [33].

Eine völlig neue Art einen Neutronenstrahl zu polarisieren haben Badurek, Rauch und Zeilinger 1980 vorgestellt [34]. Bei dieser Methode könnte im Gegensatz zu den bisher beschriebenen, 100 % der einfallenden Neutronenintensität polarisiert werden. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass Neutronen unterschiedliche Geschwindigkeiten annehmen, wenn sie eine Anordnung aus gekreuzten statischen und zeitunabhängigen magnetischen Feldern

passieren. Somit ist ein Spin-Anteil länger im Feld-Bereich als der andere Anteil. Für einen ausreichend monochromatischen Neutronenstrahl könnte man die Anordnung so einstellen, dass an deren Ende die Neutronen einer Spinrichtung z.B. exakt eine Larmorpräzession mehr als der andere Anteil ausgeführt haben und somit die Spins in dieselbe Raum-Richtung zeigen. Somit kann 100 % der einfallenden Neutronenintensität verwendet werden ([20], S. 6,7).

## 2.5 Spinflipper

Allgemein ist ein Spin-Flipper (Spininverter) eine Vorrichtung, die einen der beiden möglichen Spinzustände mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den jeweils anderen umkehrt und somit die Polarisation des Neutronenensembles invertiert. Ein Spin mit einem magnetischen Moment  $\mu$  präzediert in einem Magnetfeld mit der Larmorfrequenz  $\nu$  um die Richtung des Magnetfeldes  $B$  (=Larmorpräzession). Die Larmorfrequenz  $\nu$  hängt ab vom gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  und von der Stärke  $B$  des Magnetfeldes (im weiteren Führungsfeld  $B_0$ ):

$$\omega = 2\pi\nu = \gamma B_0 \quad (2.3)$$

Das Führungsfeld wird dazu benötigt, um einer Depolarisation des Strahls vorzubeugen. Um einen Spinflip durchzuführen, benötigt man neben einem statischen Führungsfeld noch ein alternierendes Magnetfeld ( $B_1$ ), welches den einen Spinzustand adiabatisch (oder auch nicht-adiabatisch) (siehe Abb. 2.4) in den anderen Spinzustand überführt. Wichtig um den Spinzustand umzukehren ist, dass eine Resonanzbedingung oder Flipbedingung erfüllt wird, welche garantieren soll, dass nach dem Durchgang durch den Flipper der gewünschte Spinzustand erreicht wird. Spinflipper können grob in zwei Kategorien unterteilt werden: In Breitbandflipper und Schmalbandflipper, wobei Erstere ein breites Spektrum an Wellenlängen flippen können, und Letztere darauf ausgelegt sind, den Spinzustand einer Wellenlänge umzukehren [35].

### 2.5.1 Breitbandflipper

#### Stromblatt-Current Sheet

Durch eine äußerst rasche, extrem nicht-adiabatische Umkehr der Richtung des magnetischen Feldes innerhalb einer Distanz, die klein ist im Vergleich zur Strecke, die das Neutron während einer vollen Larmorrotation zurücklegt, kann

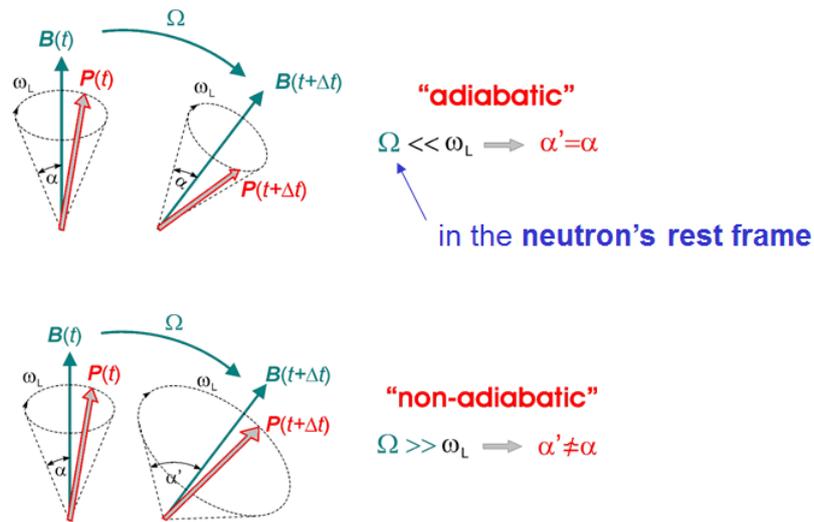


Abbildung 2.4: beschreibt adiabatische und nicht-adiabatische Spinbewegung [35].

ein Spin-Flipper realisiert werden. Da die räumliche Orientierung des Polarisationsvektors erhalten bleibt, ist die Orientierung bezüglich des Magnetfeldes invertiert. Der Wirkungsgrad ist hierbei praktisch unabhängig von der Neutronenwellenlänge. In einer einfachen Bauform besteht dieser Flipper aus einer dünnen, stromdurchflossenen Folie oder aus vielen dicht gewickelten Drähten (siehe Abb. 2.5) [35].

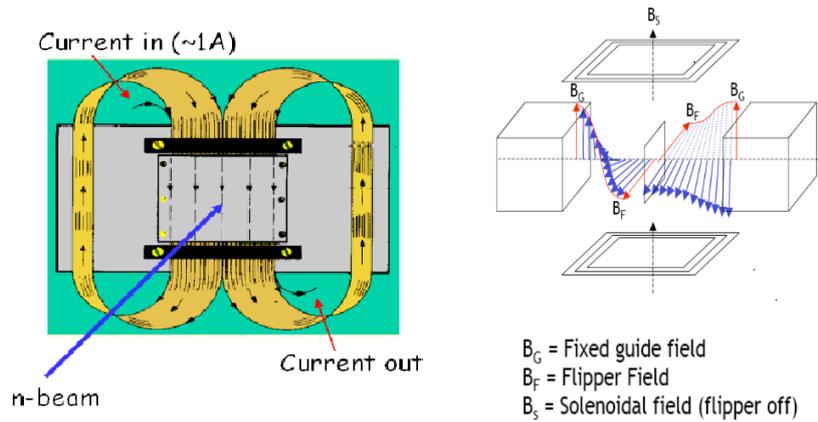


Abbildung 2.5: Stromblatt aus dicht gewickelten Drähten erzeugt ein alternierendes Magnetfeld, normal zur Neutronenflugrichtung. Vor dem Stromblatt kommt es zu einer adiabatischen und danach zu einer nicht adiabatischen Spinumkehrung [35].

## Gradienten-Flipper

Eine Erweiterung des RF-Flippers (siehe Kap. 2.5.2) stellt der Gradienten-Flipper dar. Zusätzlich zu dem für die Zeeman-Aufspaltung verantwortlichen Magnetfeld  $B_0$  wird ein wenige Gauß starkes paralleles Zusatzfeld erzeugt, dessen Stärke räumlich konstant zunimmt. Dies kann zum Beispiel durch eine eigene Spule oder durch geeignete Gradienten-Polschuhe (Permanetmagneten) erreicht werden. Der Feldgradient alleine reicht noch nicht aus um die Polarisationsrichtung des Neutronenstrahls zu ändern. Die eigentliche Änderung der Richtung des Feldes wird durch eine Radiofrequenzspule erzielt. Um einen Spinflip zu erreichen muss die RF-Frequenz der HF-Spule des Flippers ausreichend gut mit der Lamorfrequenz der Neutronen übereinstimmen. Im bewegten Bezugssystem des Neutrons (Rotation mit der RF-Frequenz um die z-Achse) ist das effektive Feld  $B_R$  eine Kombination von zwei Feldern ( $B_1'$  und  $B_0'$ ) mit fixen Richtungen im rotierenden System:

$$B'_R(x) = \left(B_0(x) - \frac{\omega}{\gamma}\right)\hat{z} + B_1\hat{x} \quad (2.4)$$

Im rotierenden Bezugssystem ändert sich  $B_R'$  langsam mit der Position im Flipper. Die Polarisationsrichtung wird somit von Anfangs UP langsam in Richtung DOWN gedreht. Die Resonanzbedingung wird hier für ein breites Spektrum an Wellenlängen erreicht. Der Gradienten-Feld-Flipper zeichnet sich durch eine höhere Wellenlängenunabhängigkeit aus und eignet sich insbesondere für kalte und ultrakalte Neutronen, da hier aufgrund der geringen Intensitäten oft ein breiter Energiebereich verwendet wird [35].

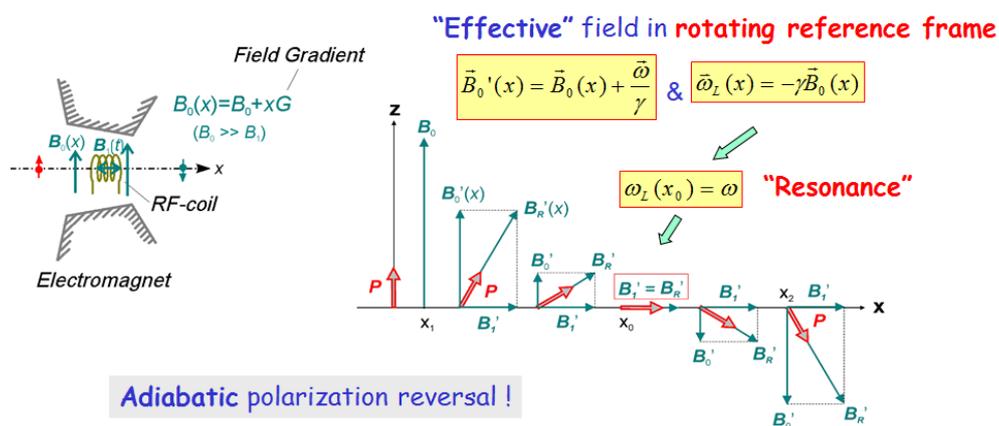


Abbildung 2.6: Skizze & Funktionsweise des Gradientenflippers [35]

## 2.5.2 Schmalbandflipper

### Radiofrequenz-Flipper

Der RF-Spin-Flipper ist der einzige, dem explizit zeitabhängige Wechselwirkung zugrunde liegt. Die zwar die Energie, aber nicht den Bewegungszustand des Neutrons verändert. Beim Eintritt in ein stationäres Führungsfeld wird sowohl der Erwartungswert der kinetischen Energie des Neutrons verändert (Beschleunigung bzw. Abbremsung), als auch jener der potentiellen Energie (Zeemann-Aufspaltung). Findet nun eine Wechselwirkung mit einem zeitabhängigen Potential (durch Wechsel der Zeemann-Niveaus im Fall der RF-Spin-Flips) statt, bleibt die Impulsverteilung konstant, nicht jedoch die potentielle Energie. Die neue Gesamtenergie bleibt beim Verlassen des Führungsfeldes wiederum erhalten. Da die potentielle Energie auf ihr ursprüngliches Niveau zurückgeht, folgt daraus die Änderung der kinetischen Energie. Die Amplitude  $B_1$  muss genau mit der Energie (Geschwindigkeit) des eintreffenden Neutrons abgestimmt sein um einen Spinflip zu erreichen. Die Länge des Flippers ist abhängig von der Adiabazitätsbedingung, die für einen Flip erfüllt sein muss. Aufgrund der Resonanzbedingung ist die Spinflippeffizienz äußerst empfindlich auf Veränderungen des Feldes  $B_0$  [35].

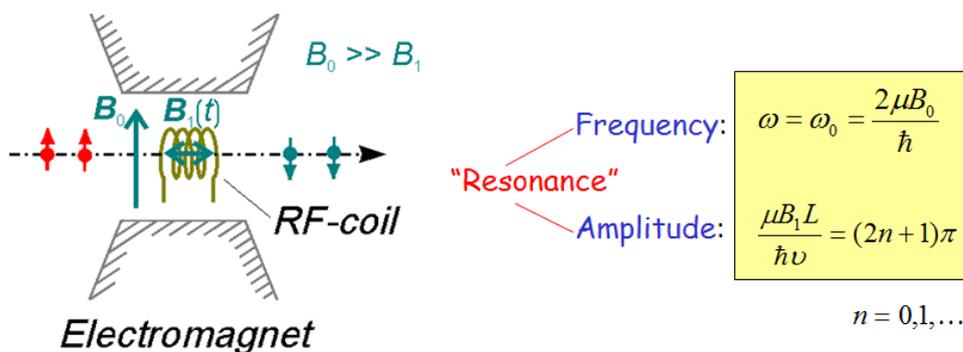


Abbildung 2.7: Skizze & Resonanzbedingung des RF-Flippers [35]

### DC-Flipper

Ein gebräuchlicher Spin-Flipper ist der nach Mezei benannte Gleichstrom-Spin-flipper. In seiner ursprünglichsten Bauform besteht der Flipper aus zwei antiparallel gepolten Spulen mit rechteckigem Querschnitt. Ein anfangs durch ein Führungsfeld in z-Richtung polarisierter Neutronenstrahl dringt entlang

der y-Achse in die erste Spule mit einem gleich großen, normal zum Führungsfeld stehenden Feld, ein. Nach diesem plötzlichen (nicht-adiabatischen) Übergang beginnt der Polarisationsvektor um das 45° geneigte resultierende Magnetfeld zu präzedieren. Vollführt er auf seinem Weg entlang der Spulendicke  $d$  gerade eine halbe Lamorpräzession, zeigt er unmittelbar vor dem Eintritt in die zweite, umgekehrt gepolte Spule in x-Richtung. Analog zur ersten Spulen präzediert der Polarisationsvektor wieder um das resultierende Magnetfeld. Unter der Bedingung:

$$d = \frac{\pi v}{\omega_L} = \frac{\pi v}{|\gamma B_R|}, \quad (2.5)$$

(wobei  $d$  die Ausdehnung der Spule in Neutronenflugrichtung darstellt,  $v$  die Neutronengeschwindigkeit und  $\omega_L$  die Lamor-Präzessionsfrequenz der Neutronen ist, welche wiederum vom magnetischen Feld  $B_R$  [36] abhängt) wird der Neutronenspin in die negative z-Richtung gedreht und somit bezüglich seines ursprünglichen Zustandes invertiert. Vorteile dieses Flippers sind die konstruktive Einfachheit, leichte Ansteuerbarkeit, sowie die Tatsache, dass bei Verwendung dünner Spulen der Ort des Flip-Vorganges genau lokalisiert werden kann.

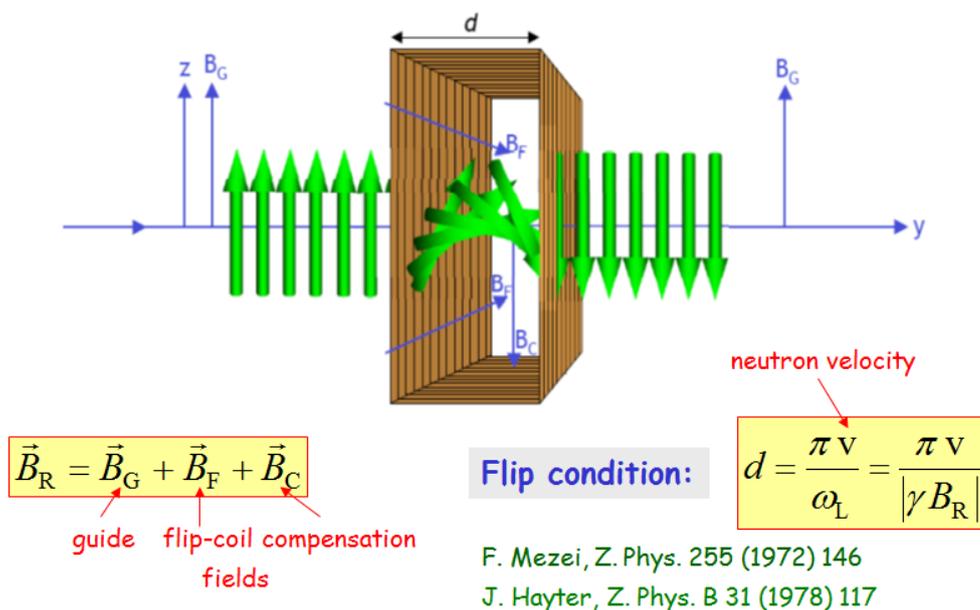


Abbildung 2.8: Skizze & Resonanzbedingung des DC-Flippers [35]

## 2.6 Resonator

Der originale Drabkin-Typ Spinresonator aus dem Jahre 1963 kann dazu benutzt werden, um einen polarisierten Neutronenstrahl (siehe Abb. 2.9) zu monochromatisieren. Eine mit Strom durchflossene, zickzack gefaltete Aluminiumfolie produziert ein räumlich alternierendes transversales statisches Magnetfeld  $\mathbf{B}_1$ . Beim Passieren durch dieses transversale Feld erfährt jedes einzelne Neutron in seinem eigenen Ruhesystem dann ein zeitabhängiges Feld mit einer Rotationsfrequenz

$$\omega(\lambda) = \frac{h\pi}{m} \cdot \frac{1}{a\lambda}, \quad (2.6)$$

die jeweils von der Geschwindigkeit bzw. Wellenlänge abhängt. Hier ist  $h$  die Planck-Konstante,  $m$  die Masse des Neutrons und  $2a$  ist räumliche Periode der Resonatorfolie. In Kombination mit einem homogenen vertikalen Führungsfeld  $\mathbf{B}_0$  (welches als Quantisierungsachse in  $z$ -Richtung dient und gleichzeitig auch das Sektorfeld darstellt), findet für einen Resonator mit einer Gesamtlänge  $L$  eine vollständige Umkehrung des Neutronen-Spins an der Resonanz-Wellenlänge [4]

$$\lambda_0 = \frac{h\pi}{m|\gamma|} \cdot \frac{1}{aB_0} \quad (2.7)$$

statt, wobei  $\omega$  gleich der Lamorfrequenz  $\omega_0 = |\gamma|B_0$  (gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = -1.833 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ ), wenn zusätzlich die Amplitude folgende Bedingung

$$\frac{B_1}{B_0} \cdot \frac{L}{a} = (2k+1) \frac{\pi}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.8)$$

erfüllt. Die relative Wellenlängenverteilung, welche aus so einem Resonator mit kleinster Ordnung ( $k=0$ ) resultiert, ist  $\Delta\lambda/\lambda \approx 1.6a/L = 1.6/N$ , wobei  $N$  die Anzahl der Resonatorperioden ist.

Wie in Abb. 2.9 dargestellt, präpariert der erste Superspiegel (Polarisator) einen Spin-Up polarisierten Neutronenstrahl. Der Resonator flippt wellenlängenabhängig und um jetzt die geflippten Neutronen zu selektieren, verwendet man ein Stromblatt zur Spininversion, um anschließend mit dem zweiten Superspiegel wiederum Spin-Up Neutronen zu selektieren. D.h. durchfliegen die Neutronen das Stromblatt (Current Sheet), werden alle Spins gleich welcher Orientierung (UP/DOWN), einmal geflippt. Der 2. Polarisator (Analysator) lässt nur jene Neutronen durch, welche beim Verlassen des Resonators aufgrund der

Resonanzbedingung eine bestimmte Geschwindigkeit bzw. Wellenlänge aufweisen. Als Ergebnis erhält man polarisierte Neutronen bestimmter Energie.

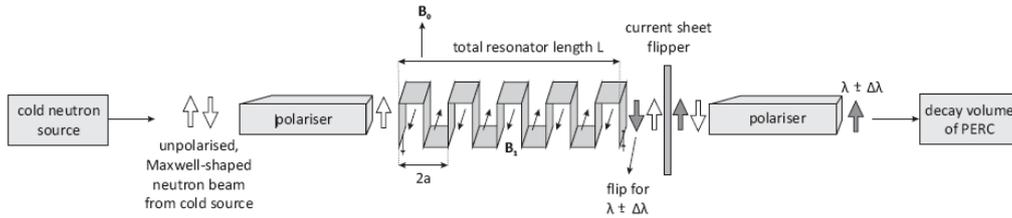


Abbildung 2.9: Schematische Skizze des Drabkinresonators [16].

Dieser Typ des Resonators ist in der Lage im Konstantstrommodus (hier werden kontinuierlich Neutronen mit gewünschter Wellenlänge selektiert) und im Pulsmodus (hier wird der gesamte Resonator ein-/ausgeschaltet) zu arbeiten. Im Pulsbetrieb kann man neben der Energieselektion, gepulste Neutronenpakete erzeugen, welche eine bestimmte zeitliche Verteilung aufweisen.

Im Falle  $B_0 \gg B_1$ , kann die Spinflipwahrscheinlichkeit durch Lösen der Pauli-Gleichung für die Bewegung eines magnetischen Moments in einem räumlich zeitlich abhängigen Magnetfeld bestimmt werden. Für eine detailliertere Beschreibung sei hier auf die relevante Literatur verwiesen [38]. Die Spinflipwahrscheinlichkeit für Neutronen bestimmter Wellenlänge wird durch eine  $(\frac{\sin(x)}{x})^2$  Funktion beschrieben. In der Notation angelehnt an [37] lautet die Spinflipwahrscheinlichkeit  $W(\lambda)$  schließlich

$$W(\lambda) = \frac{\xi^2}{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \xi^2} \cdot \sin^2 \left[ \frac{\pi L \lambda}{2 a \lambda_0} \sqrt{(\Delta\lambda/\lambda)^2 + \xi^2} \right] \quad (2.9)$$

mit

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 \quad (2.10)$$

und der Resonanzwellenlänge

$$\lambda_0 = \frac{\pi h}{am|\gamma| B_0} \quad (2.11)$$

$\xi$  bezeichnet das Verhältnis des alternierenden Resonatorfeldes  $B_1$  und dem senkrecht darauf stehenden Selektorfeld  $B_0$ :

$$\xi = \frac{2 B_1}{\pi B_0} \quad (2.12)$$

$L$  beschreibt die gesamte aktive Länge des Resonators und  $a$  stellt die Länge einer Halbperiode des Resonators dar [20].

### 2.6.1 Resonanzbedingung und Wellenlängenauflösung

Ein voller Spinflip ereignet sich, wenn zusätzlich zur Resonanzbedingung

$$\Delta\lambda = 0 \quad (2.13)$$

die Amplitudenbedingung

$$\frac{L}{a}\xi = 2k + 1 \quad (k = 0, 1, 2, 3\dots) \quad (2.14)$$

erfüllt ist (siehe Abb. 2.10). Die Halbwertsbreite dieser  $\text{sinc}^2$ -förmigen Funktion wird durch folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda} \simeq 1.6 \frac{a}{L} = \frac{1.6}{N}. \quad (2.15)$$

Daraus folgt, dass eine Verringerung der Resonatorperiode bei gleicher Länge bzw. eine Vergrößerung der Resonatorlänge bei gleicher Halbperiode zu einer Erhöhung der Wellenlängenauflösung führt. D.h. wird die Anzahl der Resonatorperioden erhöht, so steigert dies die Auflösung in gleicher Weise [20].

### 2.6.2 Elimination der Seitenmaxima

Um die in Abbildung 2.10 gezeigten Seitenmaxima der Spinflipwahrscheinlichkeit zu eliminieren, kann die Tatsache ausgenutzt werden, dass die Spinflipwahrscheinlichkeit die Fouriertransformierte der räumlichen Feldverteilung des Resonators entspricht. Ein einfaches alternierendes Feld stellt eine Rechteck-Funktion der Feldverteilung entlang der Neutronenflugstrecke dar. Die Fouriertransformierte dieser Rechteckfunktion ergibt genau die  $(\sin(x)/x)^2$ -förmige Funktion, die in Abbildung 2.10 dargestellt ist. Wenn nun anstatt dieser Rechteck-Funktion, wie in [38] vorgeschlagen, eine Gaußförmige Feldverteilung erzeugt wird, so wird nun auch die Fouriertransformierte, d.h. die Spinflipwahrscheinlichkeit, Gaußförmig (siehe Abb.2.11)[20].

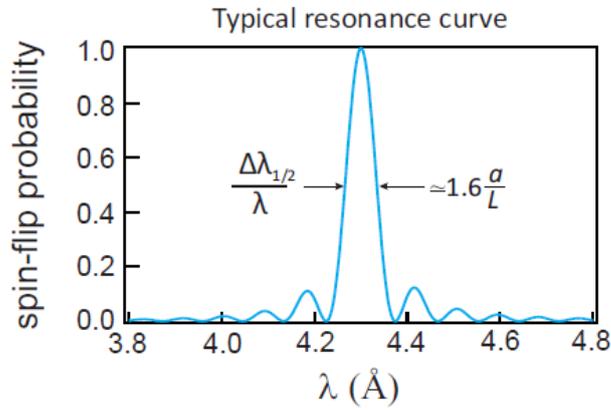


Abbildung 2.10: Spinflipwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Neutronen-Wellenlänge  $\lambda$ . Ein voller Spinflip wird für Neutronen mit der Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$  ausgeführt. Die Halbwertsbreite ist dabei durch  $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \simeq 1,6a/L = 1,6/N$  gegeben [20].

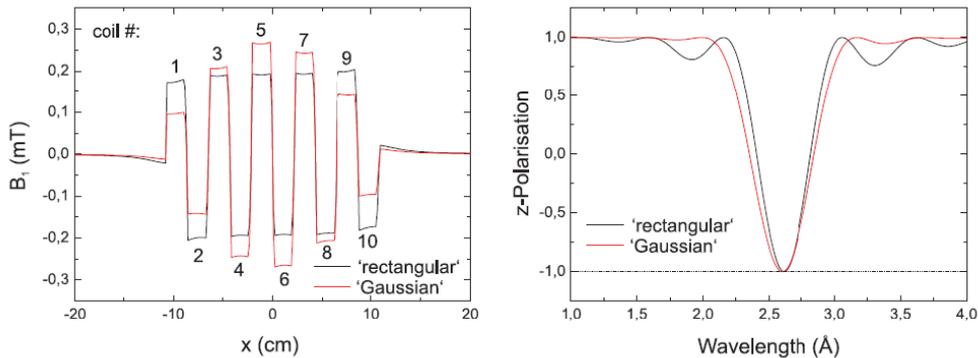


Abbildung 2.11: Simulation des transversalen Magnetfeldes des Resonator Prototyps 1.0, ohne Amplituden-Modulation (rectangular shaping) und mit Gauß (Gaussian) -förmiger Amplitude (links). Die numerische Integration der Bewegungsgleichung des Spins führt zum erwartenden Polarisationsgrad des Neutronenstrahls nach dem passieren des Feldes (rechts) [39].

## 2.7 Weiterentwicklungen

G. Badurek et al. entwickelten basierend auf der Arbeit von Drabkin einen neuen Resonator-Prototypen (siehe Abb.2.12), welcher aus einer Serie individuell schaltbarer Aluminiumplatten besteht [16]. Dieser ist ein alternatives Resonator-Design mit verbesserter Homogenität des transversalen Feldes. Durch die ständige Weiterentwicklung am Atominstitut der TU-Wien konnten mehrere Prototypen entwickelt werden. Durch die Verwendung einer bipolaren Stromversorgung (beim Resonator Prototypen 1.0) kann eine beliebige Amplituden-Modulation einfach realisiert werden. Schnelle elektronische Schaltung stellt aufgrund der extrem niedrigen Induktivität jedes einzelnen Resonatorteilstücks kein Problem dar. Für eine detailliertere Beschreibung sei an dieser Stelle auf die Arbeiten [17],[27] für Resonator 1.0, [40],[41] für Resonator 2.0 und [20] für beide Prototypen hingewiesen.

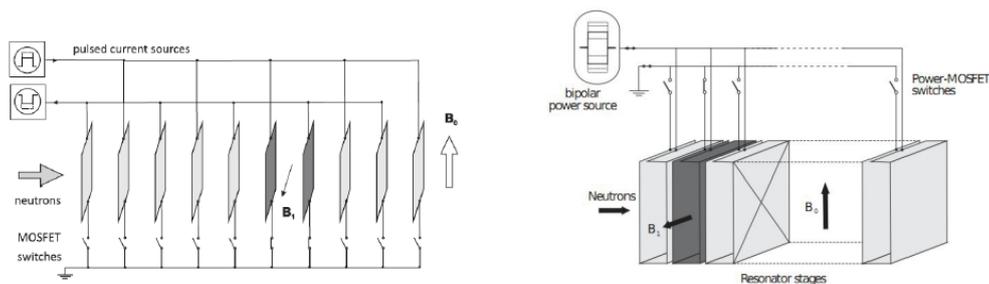


Abbildung 2.12: Badurekresonator (links) und Resonator 1.0 (rechts) [39].

## 2.8 Neutronendetektion

Der Nachweis von Neutronen erfolgt im allgemeinen durch Kernreaktionen, deren prompte, energiereiche geladene Reaktionsprodukte wie Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen detektiert werden. Ein Neutronendetektor besteht daher aus der Kombination eines Konvertermaterials, in dem die Kernreaktion stattfindet, mit einem für geladene Teilchen üblichen Detektor ([22], S. 75).

In dieser Arbeit wird nur auf die Detektion langsamerer Neutronen, deren Energie unter 0.5 eV liegt (sog. Cadmium Cutoff), eingegangen.

Faktoren für Neutronendetektion:

- Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion muss groß sein, um effiziente Detektoren mit kleinen Abmessungen bauen zu können. Dies ist besonders wichtig, wenn das Detektionsmaterial gasförmig vorliegt.
- Die Targetkerne sollten mit großer natürlicher Häufigkeit vorkommen oder es sollte ein ökonomisches Verfahren zur Isotopengewinnung existieren (kostengünstige Detektoren).
- In vielen Fällen müssen Neutronen in einer Umgebung mit starkem  $\gamma$ -Hintergrund detektiert werden. Die verwendete Kernreaktion muss es ermöglichen neutroneninduzierte Ereignisse von  $\gamma$ -induzierten zu diskriminieren. Von genereller Bedeutung ist hier der Q-Wert der Reaktion, der angibt, wie viel Energie bei der Kernreaktion als Folge des Neutroneneinfangs freigesetzt wird. Je höher der Q-Wert ist, desto mehr kinetische Energie wird den Reaktionsprodukten mitgegeben und desto einfacher können neutroneninduzierte und  $\gamma$ -induzierte Ereignisse durch einfache Pulshöhendiskriminierung unterschieden werden ([22], S. 75, 76).

Alle Konversionsreaktionen sind ausreichend exotherm, sodass die kinetische Energie der Reaktionsprodukte allein durch den Q-Wert der Reaktion bestimmt wird. Das aktive Volumen des Detektors muss ausreichend groß sein, um die geladenen Teilchen vollständig abzubremesen. Ist dies erfüllt, dann hat die Pulshöhenverteilung eine sehr einfache Form (siehe Abb. 2.13) und der Detektor wird ein flaches Plateau aufweisen und die Möglichkeit, Ereignisse mit niedriger Amplitude (wie  $\gamma$ -induzierte Ereignisse) zu diskriminieren, wäre maximal.

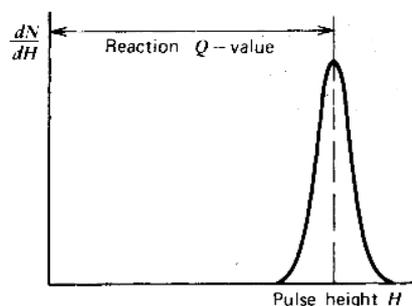


Abbildung 2.13: Pulshöhenverteilung eines idealen Neutronendetektors [22].

In jedem beliebigen Strahlungsdetektor, der einzelne Detektionsereignisse in Form von Signalpulsen auflöst, enthält die Amplitude jedes einzelnen Detektorpulses Information über die Ladung, die ursprünglich bei der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektionsmedium erzeugt wurde. Untersuchen wir eine große Anzahl solcher Pulse, werden wir feststellen, dass ihre Amplituden nicht alle gleich groß sind. Variationen können entweder durch Energieunterschiede in der einfallenden Strahlung oder durch inhärente Fluktuationen in der Detektorantwort auf monochromatische einfallende Strahlung entstehen. Die Pulshöhenverteilung ist eine grundlegende Eigenschaft des Detektionsergebnisses und wird dazu verwendet, Information über die einfallende Strahlung oder die Arbeitsweise des Detektors selbst zu erhalten ([22], S. 76).

# Kapitel 3

## VCN-Rechnungen

### 3.1 Einführung

Das Spektrum am PF2B VCN unterscheidet sich erheblich von jenem am PF1B (kalte Neutronen). Das verwendbare Neutronenspektrum war zu diesem Zeitpunkt nicht genau bekannt und variierte je nach experimentellem Aufbau. Als Ausgangspunkt für die weiteren Berechnungen wurde ein mittlerer Wert der Neutronenwellenlänge von 60 Å angenommen. Der grundlegende experimentelle Aufbau unterscheidet sich nur gering von jenem für kalte Neutronen (siehe dazu Kap. 8). Zum Beispiel musste die elektronische Steuerung angepasst werden, da nun zwar einfacher zu bewerkstellende geringere Ströme gefordert waren, allerdings mussten diese nun mit einer höheren absoluten Genauigkeit bereitgestellt werden können.

Ein nicht zu unterschätzender Faktor, der noch abzuklären war (für den Resonatoreinsatz an VCN-Beamlines), ist die Absorption der VCNs in den Aluminium-Spulen. Daher sollten unbedingt Rechnungen und Simulationen zur Transmission und Polarisation der VCNs durch den Resonator 2.0 durchgeführt werden [20].

### 3.2 Überlegungen

Um die Transmission der VCNs bestimmen zu können, benötigt man unter anderem den totalen Wirkungsquerschnitts des zu untersuchenden Materials für sehr kalte Neutronen.

### 3.2.1 Erste Abschätzung

Aus der Tabelle (Anhang A, [www.ati.ac.at/~neutropt/scattering/table.html](http://www.ati.ac.at/~neutropt/scattering/table.html)) für Neutronen-Streulängen und Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen (1.8 Å) erhält man die Element (Material)-spezifischen gemessenen Daten, um eine erste Abschätzung zur Transmission von VCNs durch den Resonator durchzuführen. Da die Resonatorspulen aus Reinaluminium (99.5%) bestehen, kann man die experimentell bestimmten Werte für  $^{13}_{27}\text{Al}$  (siehe Tabelle 3.1) benutzen.

ZSymbA	$\sigma_{coh}$	$\sigma_{inc}$	$\sigma_{scatt}$	$\sigma_{abs}$
13-Al-27	1.495 b	0.0082 b	1.503 b	0.231 b

Tabelle 3.1: Streu- und Absorbtiionswirkungsquerschnitte für  $^{13}_{27}\text{Al}$ .

Daraus erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot} = \sigma_{scatt} + \sigma_{abs} = 1.734 \text{ b} \quad , \quad (3.1)$$

wobei  $\sigma_{abs}$  ein  $1/v$ -Verhalten aufweist und  $\sigma_{scatt}$  unabhängig von der Energie bzw. Geschwindigkeit ist.

Nun lässt sich mit Hilfe der Formel

$$I = I_0 \cdot e^{-N\sigma_{tot}D} \quad , \quad (3.2)$$

die Transmissionsrate durch den Resonator bestimmen. Wobei

$$D = 48 \cdot 2 \cdot 0.3 \text{ mm} = 28.8 \text{ mm} = 28.8 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad , \quad (3.3)$$

die Dicke des Materials (48 Spulen mit je 0.3 mm Spulendicke) beschreibt, welches sich im Neutronenstrahl befindet. N beschreibt die Anzahl der Teilchen pro Volumseinheit

$$N = \frac{N_A \cdot \rho_{Al}}{A} = 6.02626 \cdot 10^{22} / \text{cm}^3 = 6.02626 \cdot 10^{28} / \text{m}^3 \quad , \quad (3.4)$$

an denen Streuung bzw. Absorption stattfindet. Mit der Dichte für Aluminium (bei Normalbedingungen) von  $\rho_{Al} = 2.7 \text{ g/cm}^3$ , der atomaren Masse  $A = 26.981538 \text{ u (g/mol)}$  und der Avogadrokonstante  $N_A = 6.022141 \cdot 10^{23} / \text{mol}$ .

Aus Gleichung (3.2) folgt für die Transmissionsrate für thermische Neutronen

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-N \cdot \sigma_{tot}(1.8\text{\AA}) \cdot D] = 0.74012 \quad . \quad (3.5)$$

Für VCNs mit 40 Å ergibt sich ein Faktor von  $40\text{\AA}/1.8\text{\AA} \rightarrow 22.2$ .  
Daraus folgt mit

$$\sigma_{abs}(1.8\text{\AA}) = 0.231 \text{ b} \implies \sigma_{abs}(40\text{\AA}) = 5.133 \text{ b} \quad (3.6)$$

und

$$\sigma_{tot}(40\text{\AA}) = \sigma_{scatt} + \sigma_{abs}(40\text{\AA}) = 6.636 \text{ b} \quad , \quad (3.7)$$

schließlich

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-N \cdot \sigma_{tot}(40\text{\AA}) \cdot D] = 0.31609 \quad . \quad (3.8)$$

Das heißt in einer ersten groben Abschätzung gelangen ca. 31.6% der sehr kalten Neutronen durch den Resonator 2.0.

### 3.2.2 Genauere Bestimmung

Für eine genauere Bestimmung der Transmission wird auf die Datenbank des "National Nuclear Data Center", zurück gegriffen (siehe Abb 3.1).

Daraus werden, nach Umrechnung der entsprechenden Wellenlängen der Neutronen in Energieeinheiten, die energieabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte aus der Datenbank erhalten. Damit wird wie in Kap 3.2.1 die Transmissionsrate der VCNs bestimmt.

Umrechnung (für z.B.: 20 Å):

$$E_{Kin} = \frac{p^2}{2m_n} \quad (3.9)$$

mit

$$p = m_n v \iff p = h/\lambda \quad (3.10)$$

und  $h = 6.62607 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ,  $1\text{eV} = 1.60218 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ,  $m_n = 1.67493 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ,  
daraus ergeben sich die in Tabelle 3.2 eingetragenen Werte.

Durch die genauere Bestimmung wird gezeigt, dass die Transmissionsrate bei 40 Å Neutronen (12%) deutlich unter der abgeschätzten 31% liegt.

$\lambda$ [Å]	$p$ [kgm/s]	$E$ [J]	$E$ [eV]	$E$ [MeV]
20	$3.31303 \cdot 10^{-25}$	$3.27662 \cdot 10^{-23}$	$2.04511 \cdot 10^{-4}$	$2.04511 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 3.2: Umrechnung Wellenlänge-Energie für 20 Å Neutronen.

$\lambda$ [Å]	$E$ [MeV]	$\sigma_{tot}$ [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 3.3: Transmissionsraten für VCNs durch den Resonator 2.0.

Um eine Steigerung der Transmissionrate zu erreichen (bei gleichbleibendem Material der Resonatorspulen), muss die Dicke  $D$ , das heißt die Anzahl oder die Wandstärke der einzelnen Aluminiumspulen reduziert werden. In Tabelle 3.4 werden die Auswirkungen einer solchen Reduktion ersichtlich.

$\lambda$ [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
	Gesamtmaterialdicke/1	Gesamtmaterialdicke/2	Gesamtmaterialdicke/3

Tabelle 3.4: Transmissionsraten für VCNs bei unterschiedlichen Gesamtmaterialdicken.

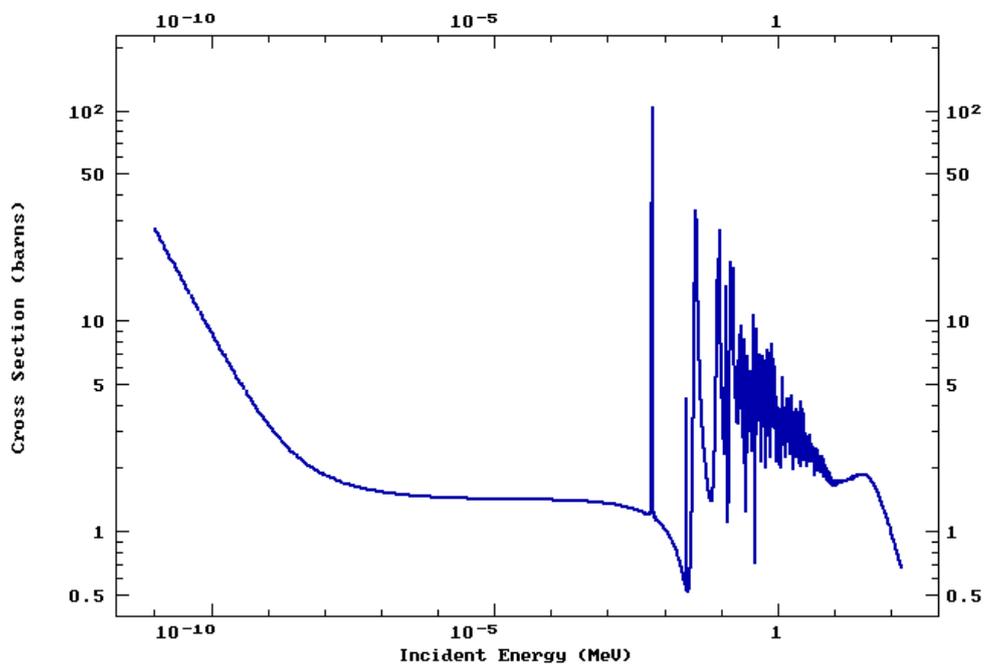


Abbildung 3.1: Totaler Wirkungsquerschnitt von AL-27 in Abhängigkeit der Neutronenenergie [47].

# Kapitel 4

## Magnetfeld-Simulationen

Die in dieser Arbeit verwendete Simulationssoftware CST EM STUDIO®, ist der Simulation von statischen und niederfrequenten elektrischen und magnetischen Feldern gewidmet. CST EMS bietet eine Vielzahl von Solver Modulen um Elektrostatik, Magnetostatik, Stromfluss, Niederfrequenz und sogar stationäre Temperaturprobleme zu simulieren. Zu den Anwendungen gehören: Antriebe, Bremsen, EMC, Generatoren, Motoren, Sensoren, Transformatoren Messtechnik und Abschirmwirkung [45]. Wichtig im Umgang mit CST EM Studio ist die korrekte Bedienung der Solver-Module. Vor jeder Anwendung solcher Module ist es notwendig, den Bereich, in dem die Simulationen stattfinden sollen, zu definieren. Wird dieses Programm, wie in dieser Arbeit, zur Simulation von Magnetfeldern Strom durchflossener Leiter/Spulen verwendet, so ist der 1. Schritt die Aktivierung des Current-Solvers. Nach Beendigung der Berechnungen des E-Feldes, ist es nun möglich, sich die B-Felder darstellen zu lassen. Dazu wird der Magnetic-Solver aktiviert. Beide Solver-Module benötigen eine vorher definierte Anzahl an Netzzellen, welche über die Funktionen lokale und globale Netzzellen (local volume-, local edge-refinement, global Meshcells) eingestellt werden können. Je höher die Anzahl der Metzzellen desto länger wird die Rechenzeit, aber umso genauer werden die Simulationen. Für eine detailliertere Beschreibung der Software sei hier auf [20] verwiesen.

## 4.1 Vorbereitungen

Um das Magnetfeld des Resonators darstellen zu können, müssen die, für die Resonanzbedingung notwendigen Felder, bestimmt werden. Wie in Kapitel 2.6 beschrieben, lautet die Resonanzbedingung für einen Neutronen-Spinflip:

$$\frac{B_1}{B_0} \cdot \frac{L}{a} = \frac{\pi}{2} \quad \text{für } k = 0, \quad (4.1)$$

mit der Resonanzwellenlänge

$$\lambda_0 = \frac{h\pi}{m|\gamma|} \cdot \frac{1}{aB_0}, \quad (4.2)$$

führt dies schließlich zu

$$B_0 = \frac{h\pi}{m|\gamma|} \cdot \frac{1}{a\lambda_0} \quad (4.3)$$

und

$$B_1 = \frac{a\pi}{2L} \cdot B_0, \quad (4.4)$$

wobei  $B_0$  als Führungsfeld und  $B_1$  als Resonatorfeld bezeichnet wird.

Der Resonator 2.0 wird mit Hilfe des in den Diplomarbeiten [40] und [41] entwickelten Macro-Codes, erstellt (siehe Abb.4.1).

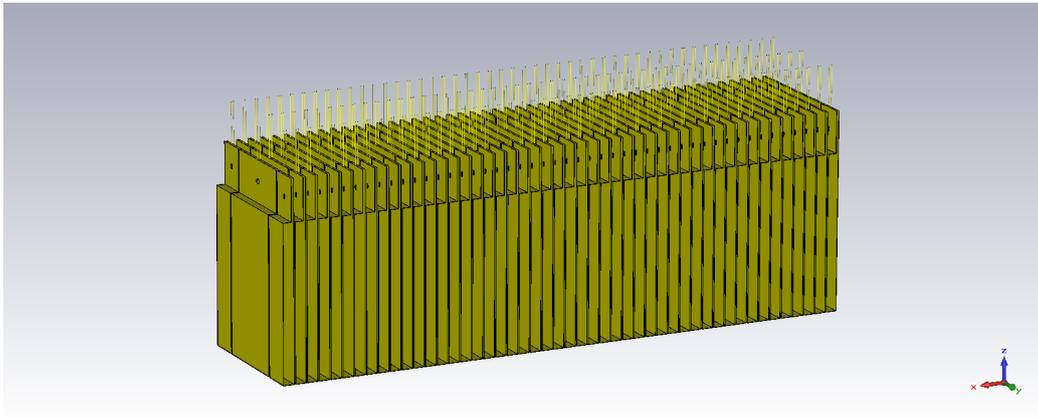


Abbildung 4.1: Resonator 2.0 dargestellt im CST EMS.

In Tabelle 4.1 sind die bei der Simulation verwendeten Parameter eingetragen. Diese ergeben mit der Halbperiode  $a=1.16$  cm, eine Gesamtlänge  $L=55.68$  cm für den Resonator.

Anzahl der Spulen (LAnz)	48
Breite	8 cm
Höhe	15 cm
Dicke	0.03 cm
LAbst	0.1 cm
LLäng	1 cm
Plattenverlängerung	4 cm
Skalierungsfaktor	0.375
Stageabstand	0.1 cm
Stagestromfaktor	0.375
Strom	1A
Zuleitungslänge	4 cm
Zuleitungsradius	0.025 cm
radius-hole	0.25 cm
Öff	0.2 cm

Tabelle 4.1: Parameter des simulierten Resonators 2.0.

Damit das richtige Resonatorfeld  $B_1$  erhalten wird, muss zunächst der lineare Zusammenhang zwischen Resonatorstrom und resultierendem Magnetfeld ermittelt werden. Dafür werden vier Simulationen mit unterschiedlichen Strömen durchgeführt (siehe Tabelle 4.2).

I [A]	$B_1$ [G]
1	0.1639
5	0.8195
10	1.639
15	1.4585

Tabelle 4.2: Stromwerte für unterschiedliche B-Felder.

Daraus folgt

$$B_1 = I \cdot 0.1639 \text{ G/A.} \quad (4.5)$$

Damit ergibt sich der für die Resonanzbedingung notwendigen Zusammenhang, zwischen Resonatorstrom und Magnetfeld (siehe Tab. 4.3).

$\lambda$ [Å]	$B_0(\text{FF})$ [μ T]	$B_1(\text{R})$ [μ T]	I[A]
2.6	2200	73.59	4.48993
20	292.34	9.5666	0.58369
30	194.89	6.3778	0.38913
35	167.05	5.4667	0.33354
40	146.17	4.7834	0.29185
60	97.446	3.1889	0.19456
100	58.468	1.9133	0.11674

Tabelle 4.3: B-Felder für Resonanzbedingung.

## 4.2 Vergleich unterschiedlicher Konzepte

Aufgrund der niedrigen Transmissionsraten für sehr kalte Neutronen sind die Anforderungen des bisherigen Aufbaus zu gering und es werden neue Ansätze benötigt.

### 4.2.1 RmL (Resonator mit Loch)

Die Bezeichnung RmL stammt aus den Diplomarbeiten von Tina Gerstmayr und Sarah Gumpenberger. Das in diesen Arbeiten entwickelte Macro wurde in dieser Arbeit verwendet und modifiziert. RmL beschreibt den zurzeit existierenden Resonatorprototypen 2.0. Dieser besteht aus 0,3 *cm* dicken Aluminiumspulen.

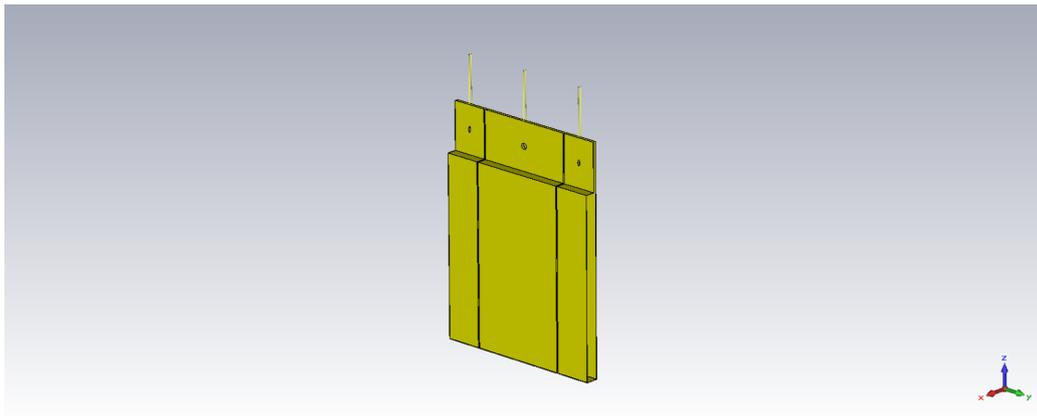


Abbildung 4.2: Skizze RmL mit Seitenstages.

#### 4.2.2 RohneS (Resonator ohne Seitenstages)

Beschreibt den zurzeit existierenden Resonatorprototypen 1.0. Dieser besteht ebenfalls aus  $0,3\text{ cm}$  dicken Aluminiumspulen.

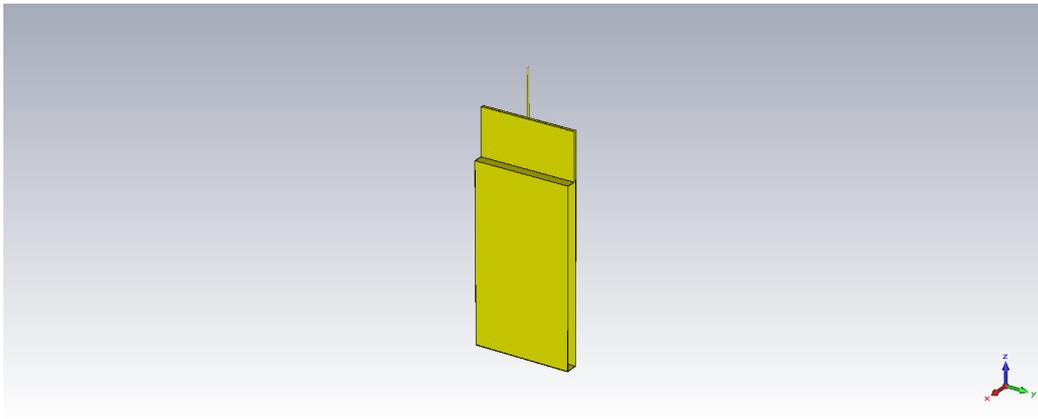


Abbildung 4.3: Skizze RohneS ohne Seitenstages.

#### 4.2.3 RSmSt (Resonator-Spulen mit Strahlengang)

Beschreibt den RohneS mit einer Einfräsung von  $6\text{ cm}$  Länge bzw. Breite und  $0,015\text{ cm}$  Tiefe (Material im Strahlengang auf die Hälfte reduziert).

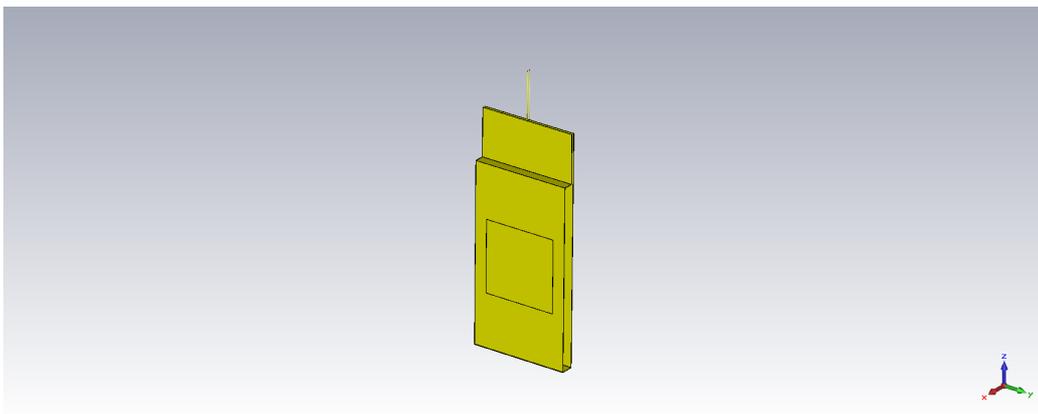


Abbildung 4.4: Skizze RSmSt.

## 4.2.4 B-Feld Vergleich für eine Spule

Zum Vergleich der Magnetfelder wird jeweils ein Strom von 1 A durch die Spulen geschickt. In den Abbildungen 4.5 und 4.6 werden deutlich die unterschiedlichen Stärken und Verläufe der  $B_y$ -Felder in  $y$ -Richtung erkennbar. Der RSmSt weist eine Art "BATMAN" Kurve auf (siehe Abb. 4.5). Der homogene Bereich des Magnetfeldes fällt hier wesentlich geringer aus als bei den anderen beiden Resonatorspulen. Dies liegt daran, dass der RSmSt in diesem Bereich weniger Material besitzt und so der Strom am Rand aufgrund des geringeren Widerstandes stärker fließt. Ebenfalls wird in Abbildung 4.5 ersichtlich, dass dieser Effekt in der Nähe des Randes, der „Einfräsung“ abgeschwächt wird (siehe Abb. 4.5c). Bei Überschreitung des Randes entfällt dieser komplett (siehe Abb. 4.5d).

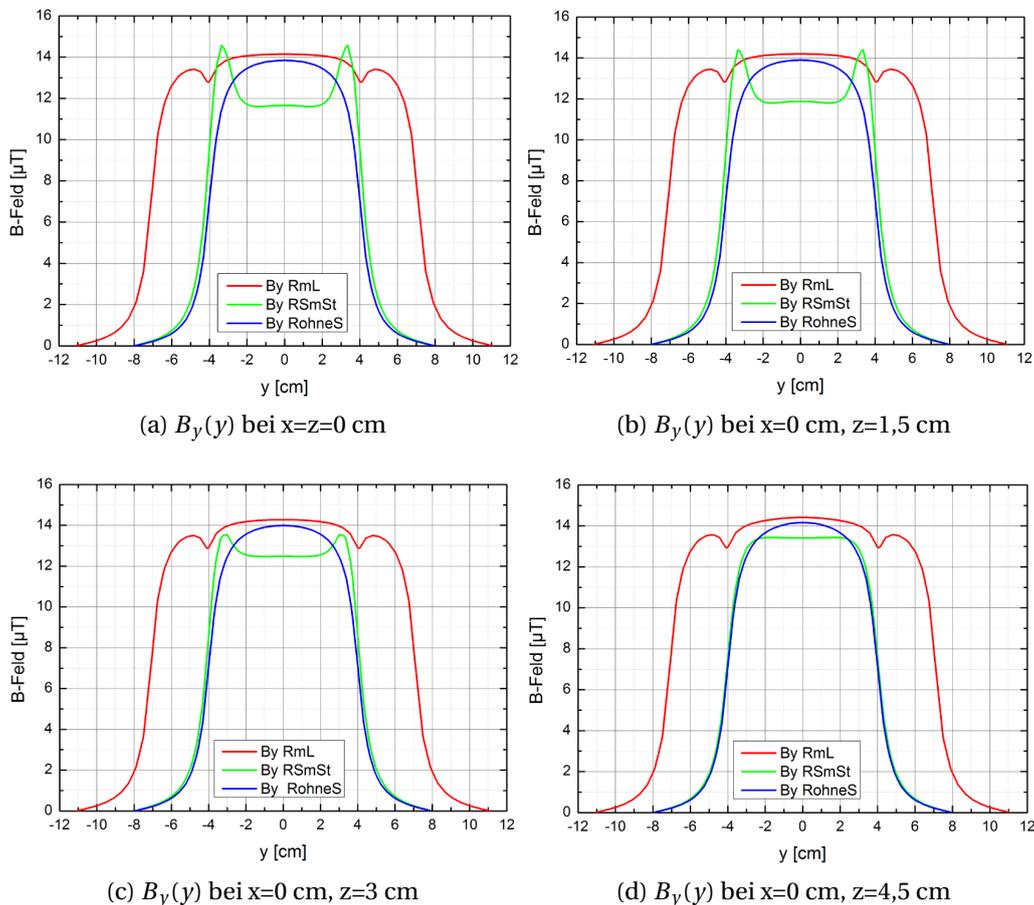


Abbildung 4.5: Vergleich  $B_y$ -Feld bei variablen  $z$ -Positionen (a-d).

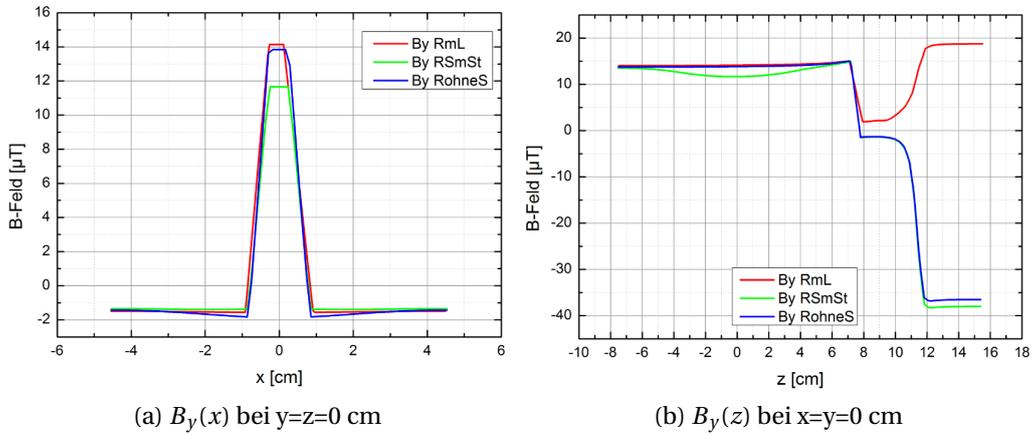


Abbildung 4.6: Verlauf  $B_y$ -Feld (a) in x-Richtung und (b) in z-Richtung für eine Spule.

#### 4.2.5 B-Feld Vergleich für acht Spulen

Anstelle der gesamten 48 Resonatorspulen, werden zu Testzwecken und aufgrund der geringeren Rechenzeiten der einzelnen Simulationen, bloß acht Spulen mit jeweils 1 A simuliert. In Abbildung 4.7 und 4.8 wird erkennbar, dass sich die Stärke des Magnetfeldes für eine höhere Anzahl an Spulen vergrößert, da sich die Felder der einzelnen Komponenten addieren. Die Verläufe hingen sind wie erwartet gleich geblieben (siehe Abb.4.8).

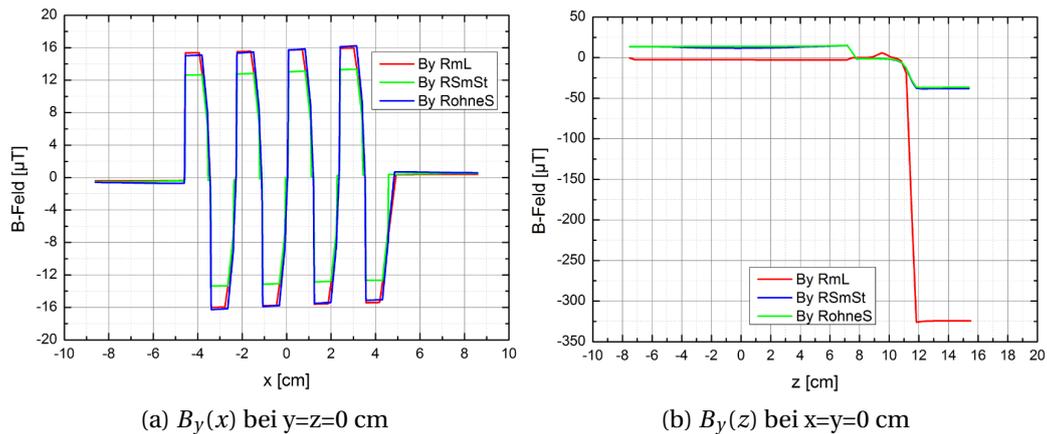
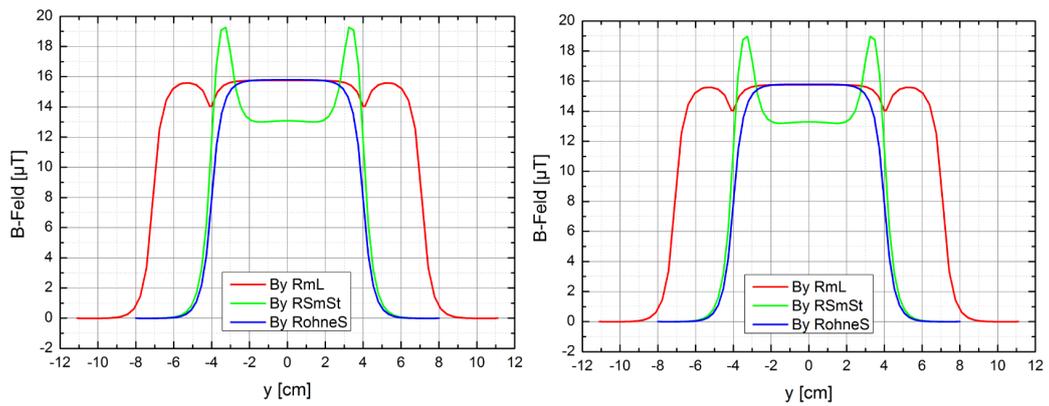
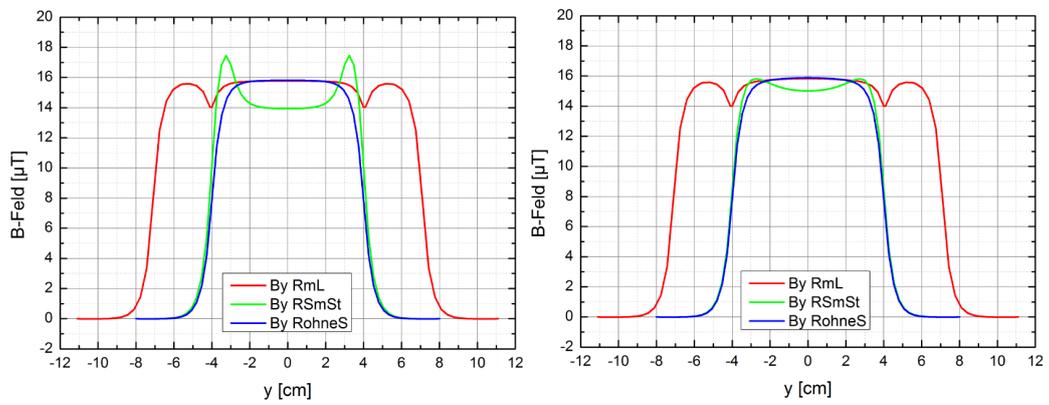


Abbildung 4.7: Verlauf  $B_y$ -Feld (a) in x-Richtung und (b) in z-Richtung für acht Spulen.



(a)  $B_y(y)$  bei  $x=0,5\text{cm}$ ,  $z=0$  cm

(b)  $B_y(y)$  bei  $x=0,5$  cm,  $z=1,5$  cm



(c)  $B_y(y)$  bei  $x=0,5$  cm,  $z=3$  cm

(d)  $B_y(y)$  bei  $x=0,5$  cm,  $z=4,5$  cm

Abbildung 4.8: Vergleich  $B_y$ -Feld bei variablen  $z$ -Positionen (a-d).

### 4.3 Anpassungen

Das Fazit aus diesen Simulationen ist, dass der RSmSt im Bereich des Neutronenstrahlengangs ( $6 \times 6 \text{ cm}^2$ ) ein geringeres Magnetfeld im Vergleich zum RmL generiert. Zusätzlich erstreckt sich die Konstanz des Feldes nur über einen Bereich von  $3 \text{ cm}$ . Daraus folgt, dass die Geometrie des RSmSt an die Anforderungen angepasst werden muss. Dazu wird zunächst nur die Breite der Spule verändert (siehe Abb.4.9). Anschließend wird die Breite auf einem konstanten Wert belassen und nur der Parameter DSt (Durchmesser-Strahlengang) verändert (siehe Abb.4.10).

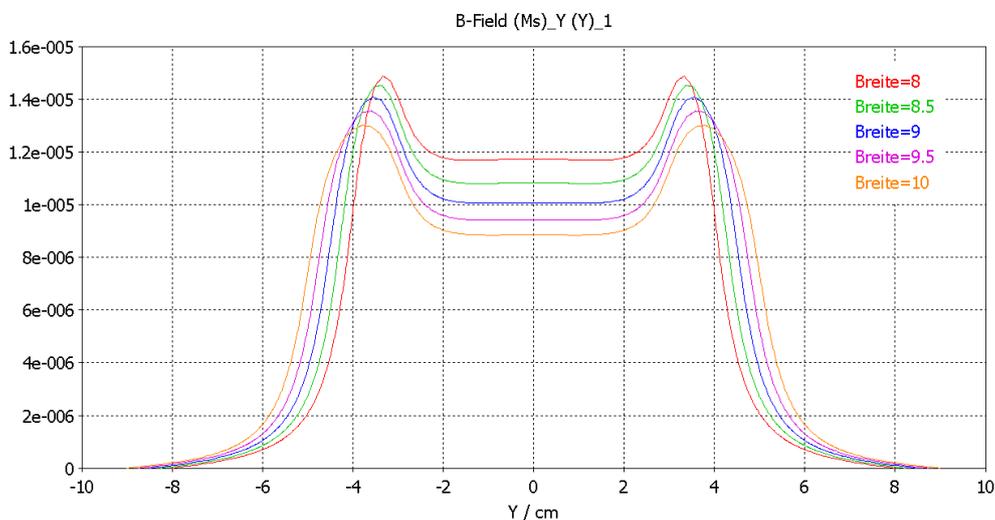


Abbildung 4.9:  $B_y$ -Feld ([T]) in y-Richtung, bei Variation der Breite [cm] einer Resonatorspule bei konstantem Parameter DSt=6 cm (Durchmesser-Strahlengang).

Aufgrund dieser Simulationen besteht die optimale Beziehung für die Stärke und Konstanz des Magnetfeldes zwischen den Parametern Breite und DSt bei  $\rightarrow \text{Breite} = \text{DSt} + 2 \text{ cm}$ .

Nun müssen die optimalen Parametereinstellungen für einen Neutronenstrahl mit  $6 \text{ cm}$  Strahlquerschnittseitenlänge gefunden werden. Dazu werden die Parameter mit dem entsprechenden Verhältnis variiert und es wird betrachtet ob der konstante Bereich in etwa  $6 \text{ cm}$  entspricht (siehe Abb.4.11).

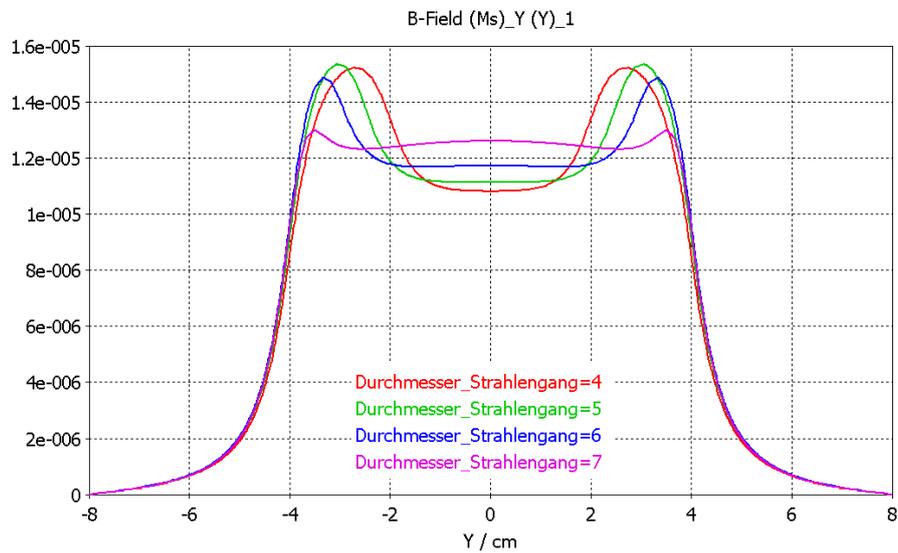


Abbildung 4.10:  $B_y$ -Feld ([T]) in y-Richtung, bei Variation des Parameters DSt einer Resonatorspule bei konstanter Breite=8 cm.

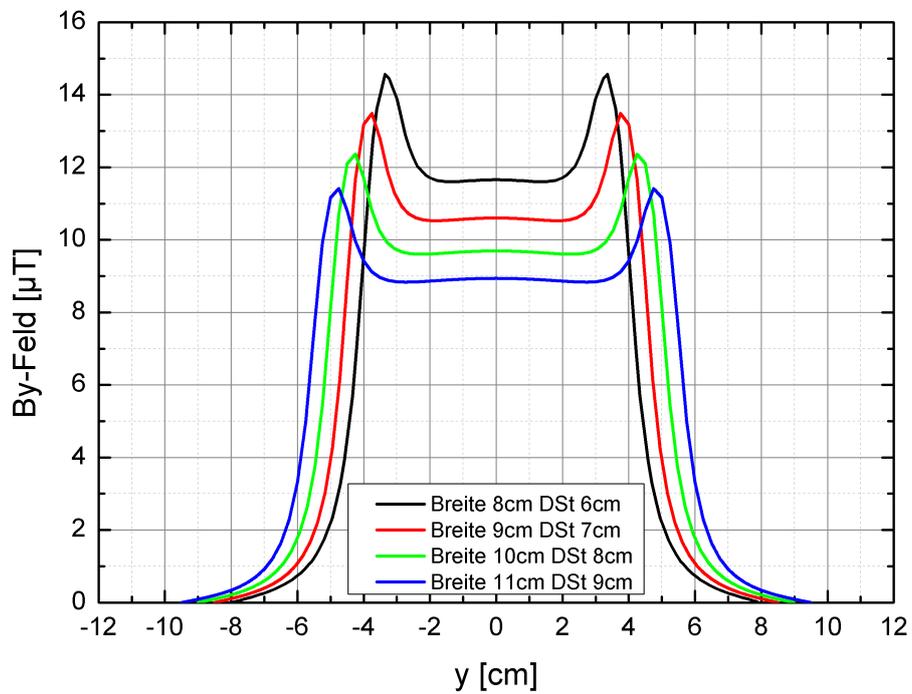


Abbildung 4.11: Vergleich  $B_y$ -Feld bei verschiedenen Spulengeometrien.

# Kapitel 5

## Neutronenflug-Simulation mit SPARTAN

### 5.1 Simulationen des Normalbetriebes (Resonator 2.0)

Zur Analyse des Resonators im Normalbetrieb wird zuerst das magnetische Resonatorfeld, welches durch 48 Resonatorstufen von Prototyp 2.0 erzeugt wird, in CST EM Studio 2012 simuliert. Die Abweichung der Simulation vom idealen Fall im dargestellten x-Bereich (siehe Abb. 5.1), ergibt sich vor allem durch die Abstände der einzelnen Resonator-Elemente von ca. 1 mm und die Wandstärke des verwendeten Aluminiums von 0,3 mm. Der absolute Wert der einzelnen Felder ist im Idealfall exakt gleich groß. Bei der Simulation, als auch in der Realität, kommt aber noch der Effekt der linearen Superposition der magnetischen Felder hinzu. Die Anzahl der Nachbarelemente ist im Realfall abhängig von der Position des Resonator-Elements. Die errechneten B-Feldwerte für eine bestimmte Resonatoranordnung sind daher auch immer nur eine erste, grobe Näherung, liefern aber dennoch einen guten Ausgangspunkt für das anschließende Fein-Tuning.

In einem weiteren Schritt wird die simulierte Magnetfeldverteilung als Input für SPARTAN-Simulationen genommen und damit die Lösung der Bloch-Gleichung für die Polarisation der Neutronen berechnet. Der Effekt, den diese Abweichung vom Idealfall erzeugt, ist vor allem bei den Spinflipwahrscheinlichkeiten für Neutronen mit Wellenlängen der höheren Ordnungen zu sehen. Durch Anpassung von  $B_0$  und  $B_1$  kann die oftmals am meisten gewünschte erste Ordnung auf nahezu beliebige Genauigkeit optimiert werden (im konkreten Fall wurde eine Polarisation für die Zielwellenlänge  $\lambda_0 = 60 \text{ \AA}$  von -0.999999 erreicht). Das Tunen der beiden B-Feld-Werte  $B_0$  und  $B_1$  hat großen Einfluss

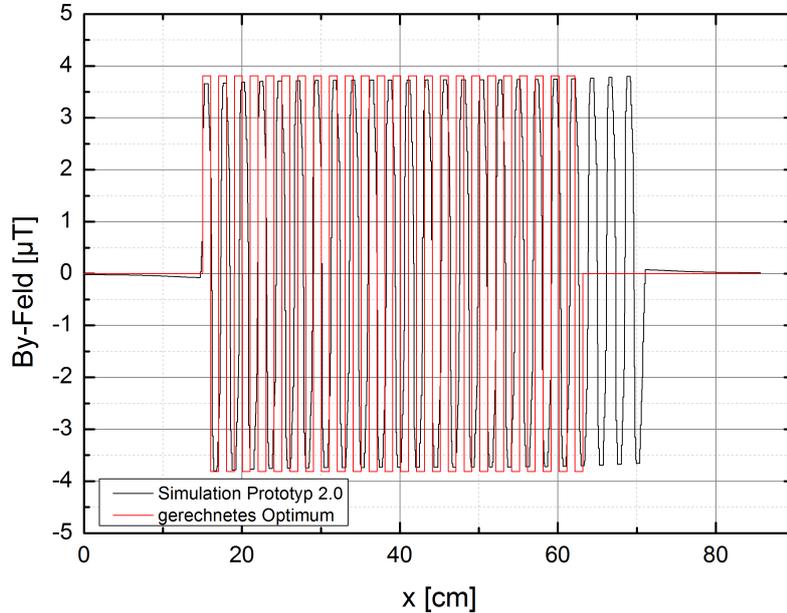


Abbildung 5.1: Das alternierende Resonator-Feld simuliert (rot) und zum Vergleich ein gerechnetes Ideal-Feld (schwarz).  $B_1^{ideal} = 3.8119 \mu T$  und  $B_1^{sim} = 3.574 \mu T$

auf die erreichbaren Polarisationswerte der wellenlängenselektierten Zielneutronen. Der größere Hebel ist dabei die genaue Justage von  $B_0$ , da durch das Selektorfeld die gewünschte Wellenlänge eingestellt wird. Dieser Sachverhalt wird klar, wenn die Form der Spinflipwahrscheinlichkeit vergegenwärtigt wird (siehe z.B. Abbildung 5.2). Die  $(\frac{\sin x}{x})^2$ -förmige Kurve liefert nur für eine ganz bestimmte Wellenlänge (und deren höhere Ordnungen) eine Polarisation von exakt -1. Bereits kleine Abweichungen können hier zu deutlich kleineren Polarisationen führen [20].

Die Abbildungen 5.2 (a-d) zeigen wellenlängenabhängige Polarisationsverläufe der VCNs, für nicht optimierte (sondern nur aus der Resonanzbedingung bestimmte) Resonator-Felder.

## 5.2 Polarisationsverlauf im Resonator

Um ein besseres Verständnis für die Funktionsweise des Resonators zu bekommen, wird in den folgenden Simulationen der Verlauf der Polarisation in-

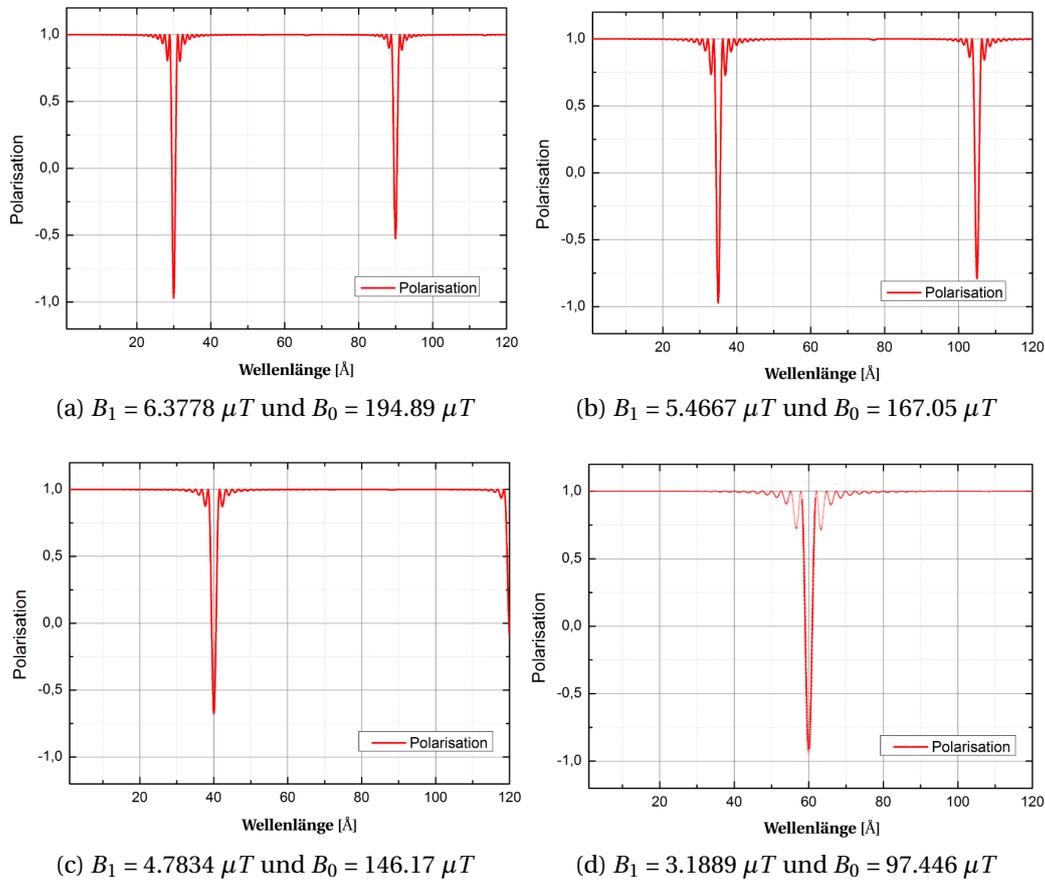


Abbildung 5.2: Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden sehr kalten Neutronen.

nerhalb des Resonators dargestellt. In Abbildung 5.4 wird der Polarisationsverlauf von Neutronen mit einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 60 \text{ \AA}$  beim Durchqueren der 48 Resonatorspule gezeigt. Man erkennt hier den Verlauf aller drei Polarisationrichtungen für einen nicht optimierten ( $P_z = -0.97$ ) Resonator. Die z-Komponente der Polarisation sinkt nahezu linear im Resonatorinneren von +1 am Eintritt auf -1 am Austritt. Nicht so die anderen beiden Komponenten, welche Oszillationen der Polarisation in der xy-Ebene aufweisen. Bei nicht optimierten Einstellungen verbleiben auch nach dem Austritt aus dem Resonator noch erhebliche Oszillationen der Polarisation in x- und y-Richtung.

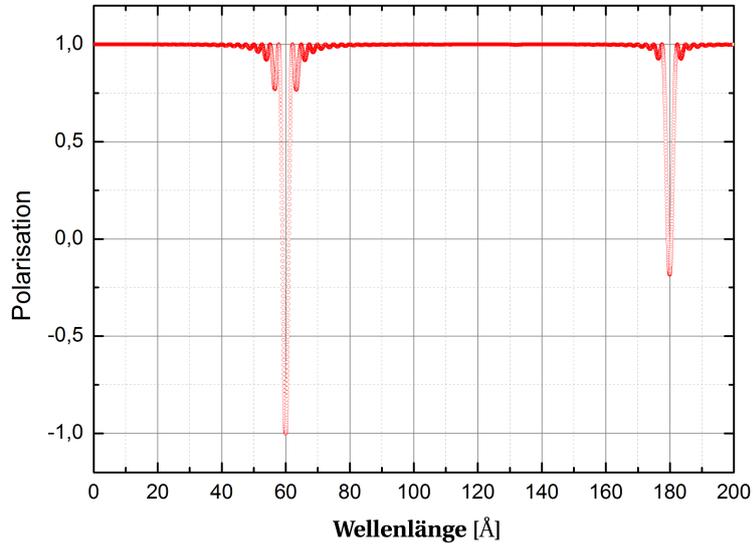


Abbildung 5.3: Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden (60 Å) Neutronen mit optimierten Parametern:  $B_1 = 2.951 \mu T$  und  $B_0 = 97.426 \mu T$

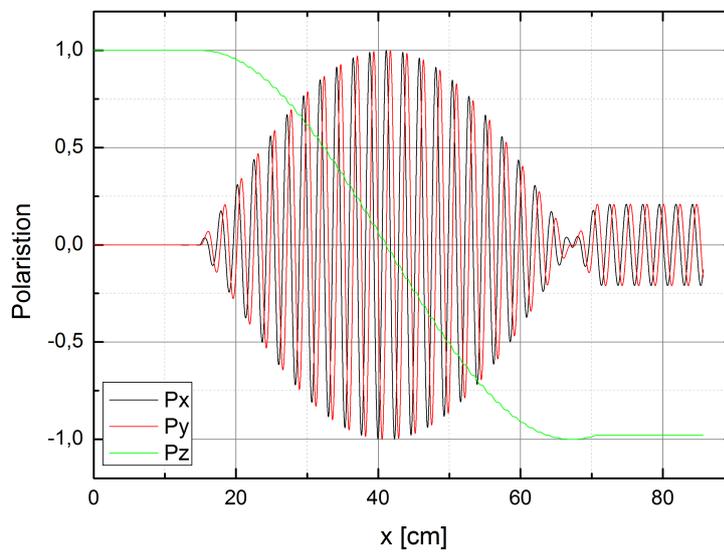


Abbildung 5.4: Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 60 Å, durch den grob justierten Resonator:  $B_1 = 3.189 \mu T$  und  $B_0 = 97.446 \mu T$

Durch Anpassung der Parameter, ein sogenanntes Feintuning, konnte in den Simulationen eine deutliche Verbesserung auf  $P_z = -0.999999$  erreicht werden. Dem entsprechend verschwinden auch am Ausgang die Oszillationen für  $P_x$  und  $P_y$  für einen optimierten Resonator. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen wie genau die Magnetfelder aufeinander abgestimmt sein müssen.

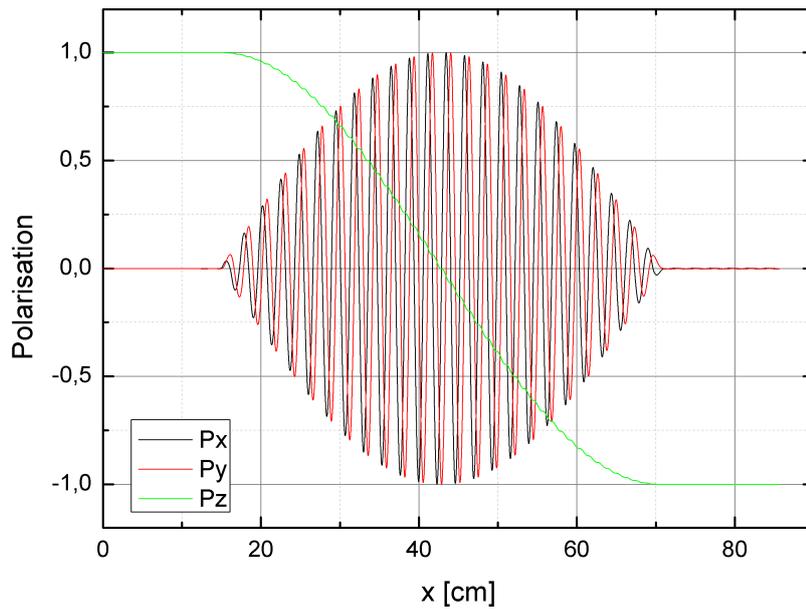


Abbildung 5.5: Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von  $60 \text{ \AA}$ , durch den fein justierten Resonator.  $B_1 = 2,951 \mu T$  und  $B_0 = 97.426 \mu T$

# Kapitel 6

## Neues Design

### 6.1 Resonator Prototyp 3.0

#### 6.1.1 Eine Frage der Technik

An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick über die technische Umsetzung der simulierten Spulen gegeben. Ausgangspunkt für die Simulationen ist eine Wandstärke von 0.3 mm für die aus Reinaluminium (99.5%) gebogenen Resonatorspulen. Der Grund dafür ist, dass kein dünneres Aluminiumblech im Fachhandel erhältlich ist. Noch dazu bietet eine Wandstärke von 0.3 mm noch genügen Stabilität um Stromkabel direkt an den Spulen zu befestigen ohne dabei die Form des Alublechs zu beeinflussen.

Nach Konsultation unseres Technikers Roman Gergen sei es nicht möglich, Material in der Größe des Strahlengangs aus dem herkömmlichen Alublech abzutragen, um so die Wandstärke zu reduzieren, ob durch Fräsen, Ätzen oder durch andere Verfahren.

Nach Hinweis von Bernhard Berger könnte man als Ausgangsmaterial eine geringere Dicke des Aluminiums verwenden und dieses an den Rändern mit sog. Falzen zu versehen. D.h. wenn man eine 0.1 mm dicke Aluminiumfolie verwendet und diese an den Rändern so umbiegt, sodass zwei Streifen mit jeweils 0.2 mm Stärke entstehen, müsste dies den erwünschten Effekt erzielen und zusätzlich für ausreichend Stabilität sorgen.

Aus dieser Idee heraus resultiert der Resonator Prototyp 3.0 (siehe Abb.6.1 und C.1). Die Firma Friedrich Petzolt Ges.m.b.H in 1070 Wien vertreibt Aluminiumbänder (Aluminiumfolie 99.5%) mit den Dimensionen 500 x 0.1 mm.



Abbildung 6.1: Skizze einer Spule des Resonator Prototyps 3.0.

### 6.1.2 Magnetfeld-Messungen

Um erste Magnetfeldmessungen einer von Hand gebogenen Spule durchzuführen, wurde diese mittels einer provisorischen Halterung vor einer Hallsonde fixiert. Mit Hilfe eines Schrittmotors können Teilbereiche der Spule vermessen werden. Um Störfelder zu vermeiden werden  $\mu$ -Metallplatten um die Messapparatur platziert. Die von einem Gaußmeter aufgenommenen Daten werden mittels Labview-Programm (das von Christoph Gösselsberger geschrieben wurde) elektronisch erfasst und als Werte in einer Tabelle gespeichert. An der Stelle möchte ich mich bei den Projektstudenten Andreas Hawlik, Bernhard Hinterleitner und Michael Bacak bedanken, welche die Magnetfeldmessungen durchgeführt haben.

#### Hall-Effekt

Die Lorentzkraft bewirkt eine Ablenkung der Ladungsträger eines Leiters senkrecht zum Magnetfeld und zur Stromrichtung (siehe Abb. 6.4). Das Magnetfeld soll hier so schwach sein, dass es die Ladungsträger nur wenig ablenkt. Diese Ablenkung führt zu einer Ladungstrennung, die wiederum ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}_H$  erzeugt. Die Ladungstrennung schreitet so lange fort, bis das sich aufbauende elektrische Feld eine Lorentzkraft  $\mathbf{F}_L = n \cdot q(\mathbf{v}_D \times \mathbf{B})$  entgegengerichtete gleich große elektrische Kraft  $\mathbf{F}_C = n \cdot q \cdot \mathbf{E}_H$  bewirkt.

Bei einem Leiter mit rechteckigem Querschnitt  $A = b \cdot d$  führt dies zu einer Hall-Spannung

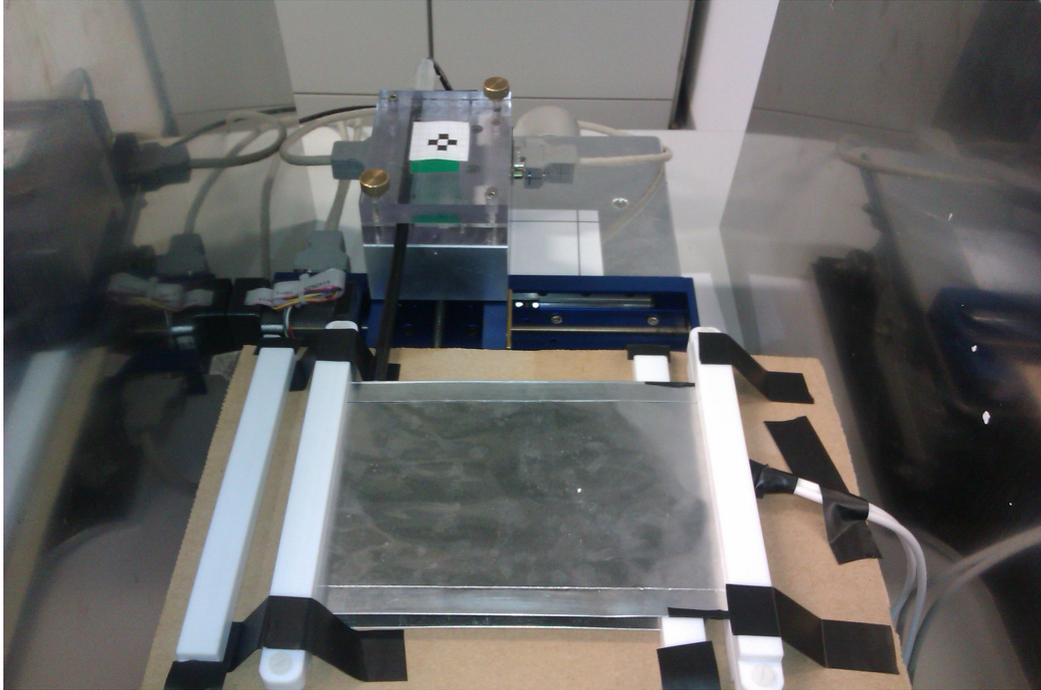


Abbildung 6.2: Messaufbau für Magnetfeldbestimmung für Resonator Prototy 3.0.

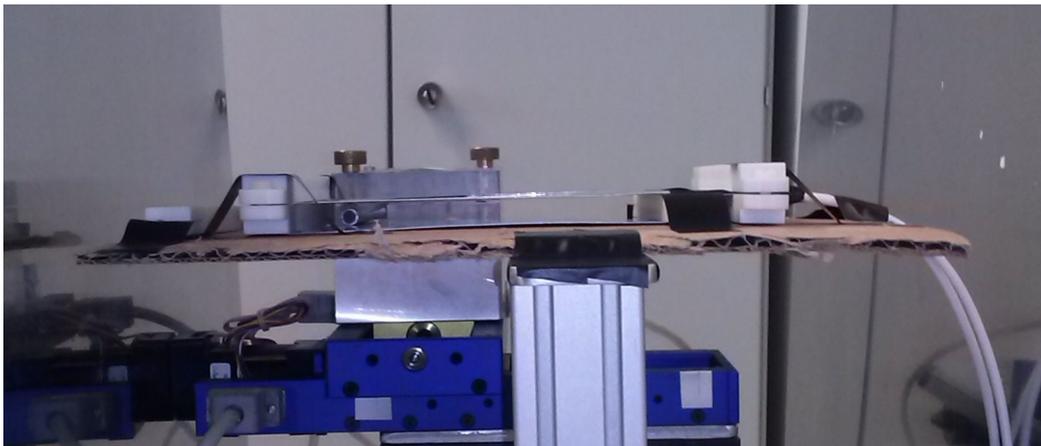


Abbildung 6.3: Messung mittels Hallsonde.

$$U_H = \int \mathbf{E}_H \cdot d\mathbf{s} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{E}_H \quad (6.1)$$

zwischen den gegenüberliegenden Seitenflächen im Abstand  $b$ .  $U_H$  soll hier die Spannung zwischen oberer und unterer Seitenfläche sein. Der Vektor  $\mathbf{b}$  zeigt also von oben nach unten. Aus der Relation

$$q \cdot \mathbf{E}_H = -q \cdot (\mathbf{v}_D \times \mathbf{B}) \quad (6.2)$$

folgt mit  $\mathbf{j} = n \cdot q \cdot \mathbf{v}$  für die Hall-Spannung

$$U_H = -\frac{(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{b}}{n \cdot q}. \quad (6.3)$$

Das Vektorprodukt  $\mathbf{j}_D \times \mathbf{B}$  zeigt in Abb. 6.4 nach unten (in Richtung von  $\mathbf{b}$ ), unabhängig davon, ob positiv oder negativ geladene Teilchen den Strom  $I = j \cdot b \cdot d$  transportieren. Man kann daher schreiben:

$$U_H = -\frac{j \cdot B \cdot b}{n \cdot q} = -\frac{I \cdot B}{n \cdot q \cdot d}. \quad (6.4)$$

In Metallen und in den meisten Halbleitern sind die Ladungsträger Elektronen mit der Ladung  $q = -e$ , sodass man eine positive Hallspannung

$$U_H = \frac{I \cdot B}{n \cdot e \cdot d} \quad (6.5)$$

misst. Manche Halbleiter zeigen jedoch eine negative Hallspannung! Dies lässt sich folgendermaßen verstehen: Bei diesen Halbleitern tragen überwiegend Elektronen-Fehlstellen (Löcher) zur Leitung bei. Ein Elektron besetzt bei seiner Bewegung im elektrischen Feld ein Loch neben seinem bisherigen Platz. Das Loch welches dieses Elektron hinterlässt, wird von einem anderen Elektron besetzt usw. Das Loch wirkt wie ein positives Teilchen, welches sich mit einer Driftgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_D^+$  bewegt, die entgegengesetzt zur Driftgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_D^-$  der Elektronen ist und deren Betrag sich von  $|\mathbf{v}_D^-|$  unterscheidet.

Die Messung der Hall-Spannung ist eine empfindliche Methode, Magnetfeldstärken zu bestimmen. Dazu benutzt man geeichte Hall-Sonden mit bekannter Sondenempfindlichkeit  $S = U_H/B$ .

Bei vorgegebener Stromdichte  $j$  wird die Hall-Spannung umso größer, je kleiner die Ladungsträgerdichte  $n$  ist! Dann ist nämlich die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und damit die Lorentzkraft größer. Halbleiter haben etwa  $10^6$ -mal kleinere Werte für  $n$  als Metalle. Als Hallsonden werden deshalb durchwegs Halbleiter verwendet.

Bei sehr kleinen Magnetfeldern braucht man einen Spannungsverstärker, um auch Spannungen im Nanovoltbereich und damit Feldstärken im Bereich  $B < 10^{-6} T$  noch messen zu können ([42], S. 101, 102)

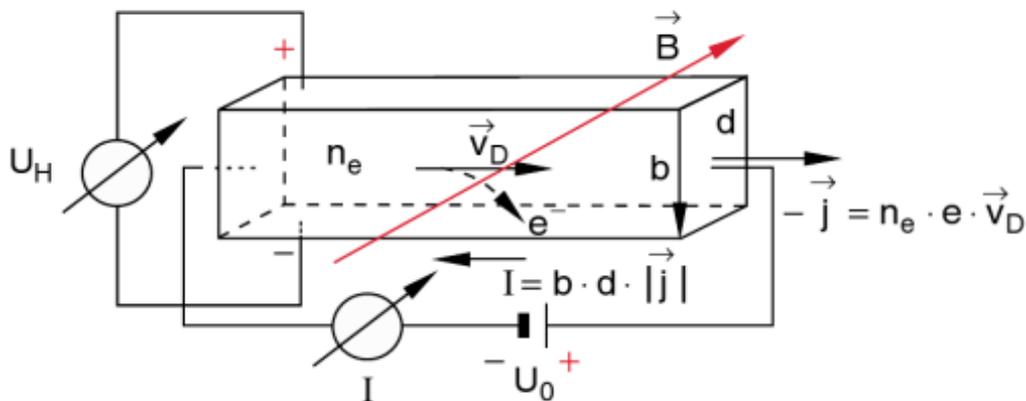


Abbildung 6.4: Zum Halleffekt [42]

### 6.1.3 Vergleich Messung-Simulation

Aufgrund der eingeschränkten Reichweite kann mit Hilfe des Schrittmotors nur ein Teilbereich der Spule vermessen werden. Nichts desto trotz liefern diese Messungen wichtige Erkenntnisse. Die Auswertung der Daten zeigt einen ähnlichen Magnetfeld-Verlauf wie bei den Simulationen (siehe Abb. 6.5). Die Unterschiede in der Stärke ergeben sich daher, dass experimentell nicht die Ebene gemessen wird, wie sie in den Simulationen betrachtet wird. Zum Beispiel dadurch, dass die Spule nicht perfekt in allen drei Raumrichtungen ausgerichtet ist. Genauso muss der Tatsache Rechnung getragen werden, dass die Hallsonde eine leichte Krümmung aufweist. Dieser Umstand führt ebenfalls zu einer Verstärkung des Feldes. Abgesehen davon stimmt der Koordinatenursprung der Messung trotz starker Bemühungen nicht exakt mit dem der Simulation überein.

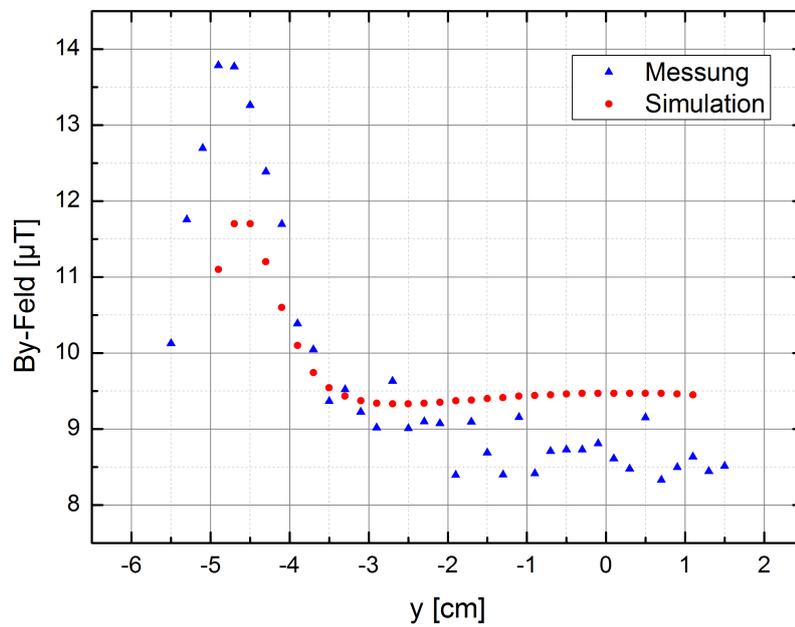
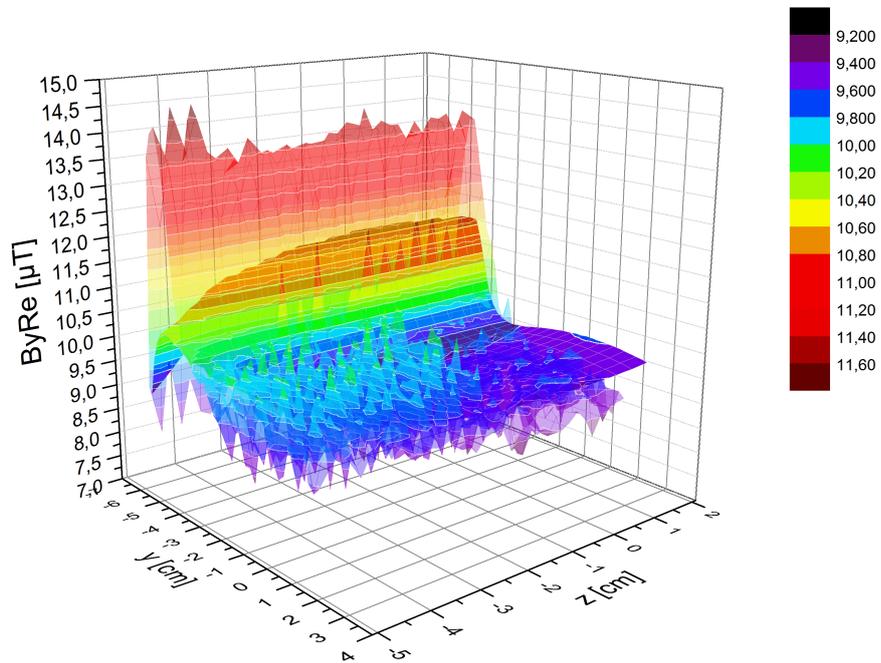


Abbildung 6.5: Resonator 3.0: B-Feld-Vergleich Simulation und Messung für drei und zwei Dimensionen (bei  $z=0$ ). Die Spule wurde mit 1 A betrieben.

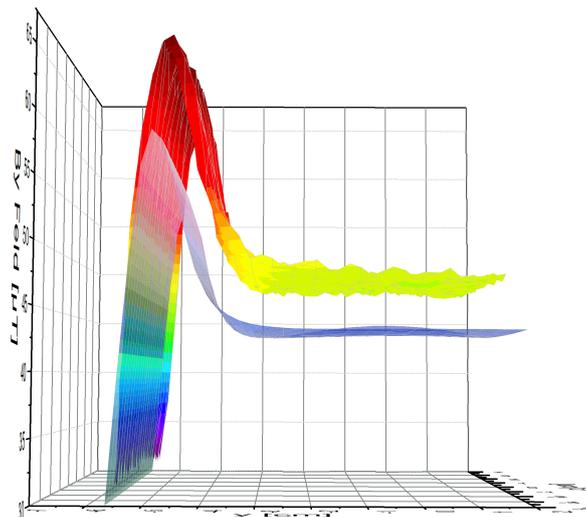
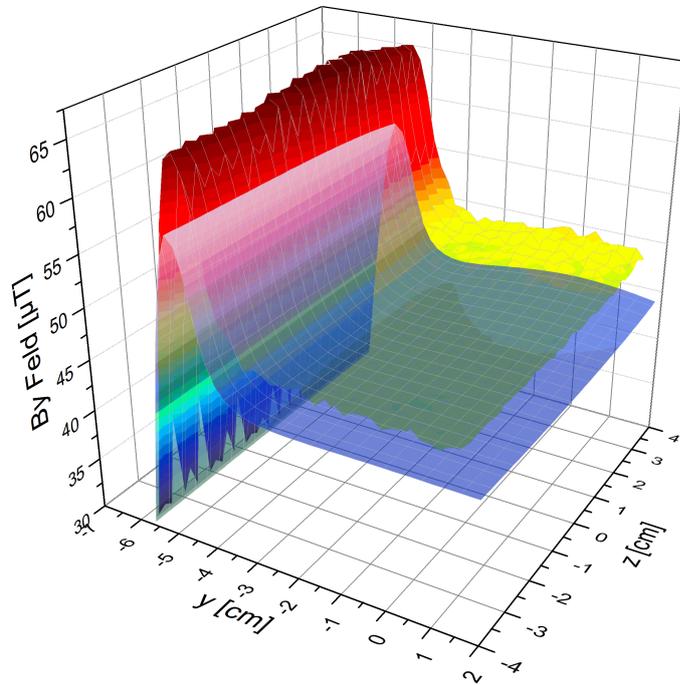


Abbildung 6.6: Resonator 3.1: B-Feld-Vergleich Simulation und Messung für eine mit 5 A durchflossenen Resonatorspule.

## 6.2 Resonator Prototyp 3.1

### 6.2.1 Magnetfeld

Der einzige aber wichtige Unterschied zum Prototypen 3.0, liegt in der symmetrischen Biegung der Anschlussplatten der Spule (siehe Abb. 6.7).

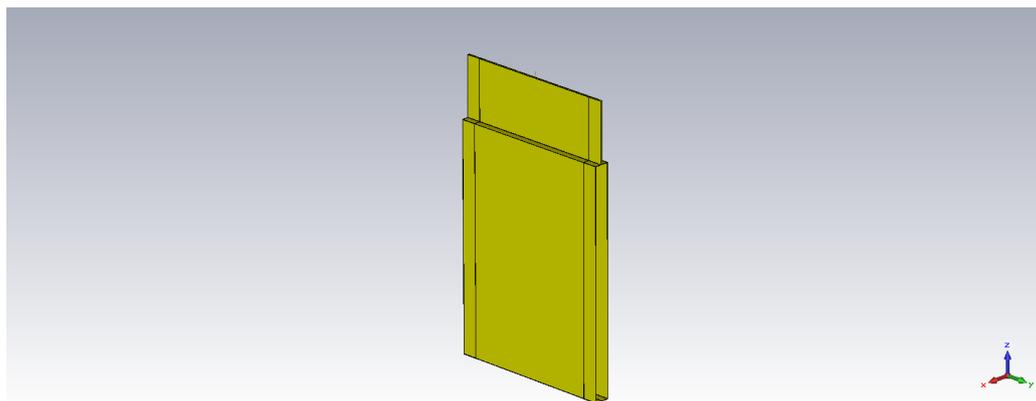


Abbildung 6.7: Skizze Prototyp 3.1 im CST EMS.

Diese erlauben es bei der Planung der Halterung der Resonatorelemente, zusätzliche stabilere Stromanschlussplättchen einzubeziehen. Das Konzept für diese Stromplättchen wurde nach den Anforderungen an die Resonatorsteuerung von Bernhard Berger entwickelt und von Michael Bacak mit Autodesk Inventor Professional 2013 gezeichnet (siehe Anhang C.2). Werden die Messungen und Simulationen aus Kapitel 6.1.2 wiederholt so wird wieder ein Vergleich der  $B_y$ -Felder ersichtlich. Auch hier gelten wieder die selben Argumente, warum die Kurven nicht exakt übereinander liegen. Zum Einen weil die Messung entlang einer Ebene sehr unwahrscheinlich ist (durch Verkippung der Spule) und zum Anderen weil die Koordinatenursprünge nicht perfekt übereinstimmen (siehe Abb. 6.6). In Abbildung 6.9 wird eine 3D-Darstellung, des gesamten simulierten Feldes einer Spule des Prototyps 3.1, aufgezeigt.

## 6.3 Resonator 3.1 vs. 2.0

Nun können die beiden unterschiedlichen Konzepte für einen kompletten Resonator mit 48 Spulen verglichen werden (siehe Abb. 4.1 und 6.8). Beide liefern ähnliche alternierende  $B_y$ -Felder in Neutronenflugrichtung (siehe Abb.??). Um die nötige Homogenität des erzeugten Magnetfeldes für einen Neutronenstrahl mit Seitenlänge von 6 cm zu erreichen, benötigt der Prototyp 3.1 um 62% mehr

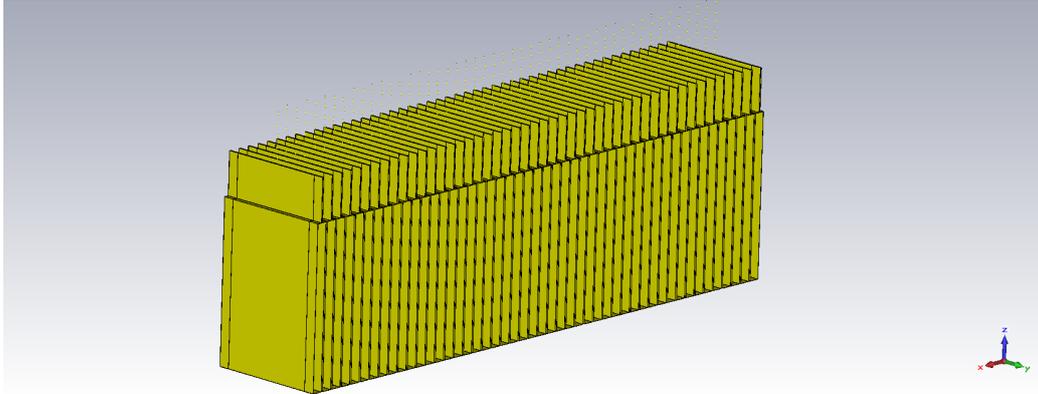


Abbildung 6.8: Resonator 3.1 mit 48 Spulen im CST EMS.

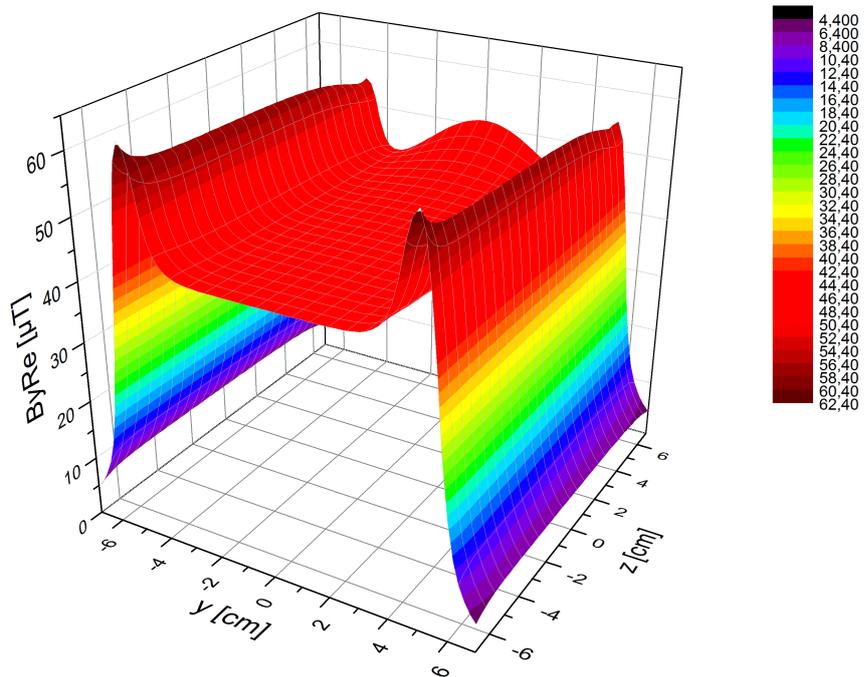


Abbildung 6.9: Simulation zeigt gesamtes  $B_y$ -Feld einer mit 5 A betriebenen Spule.

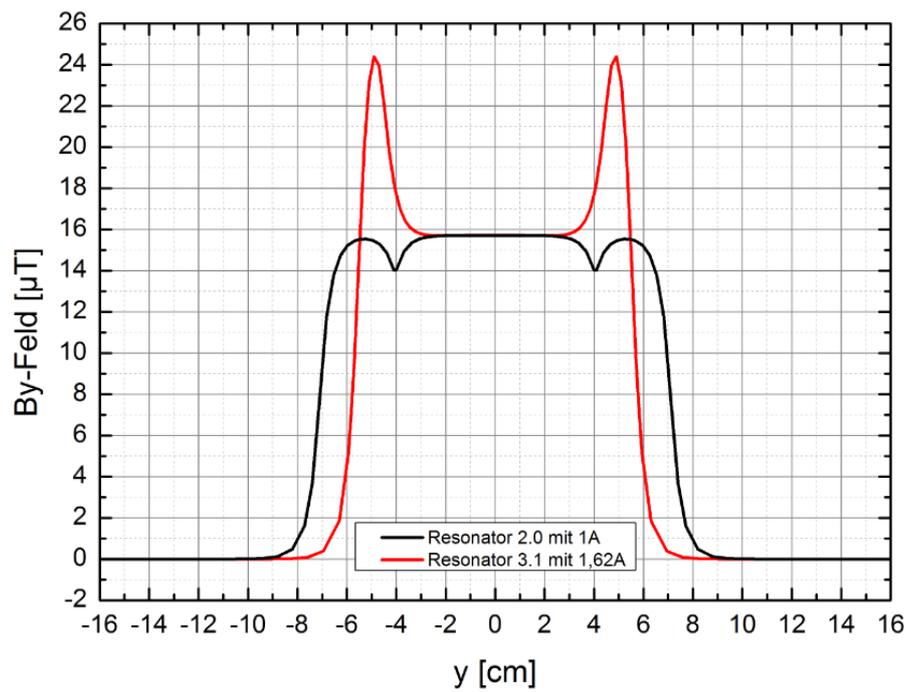
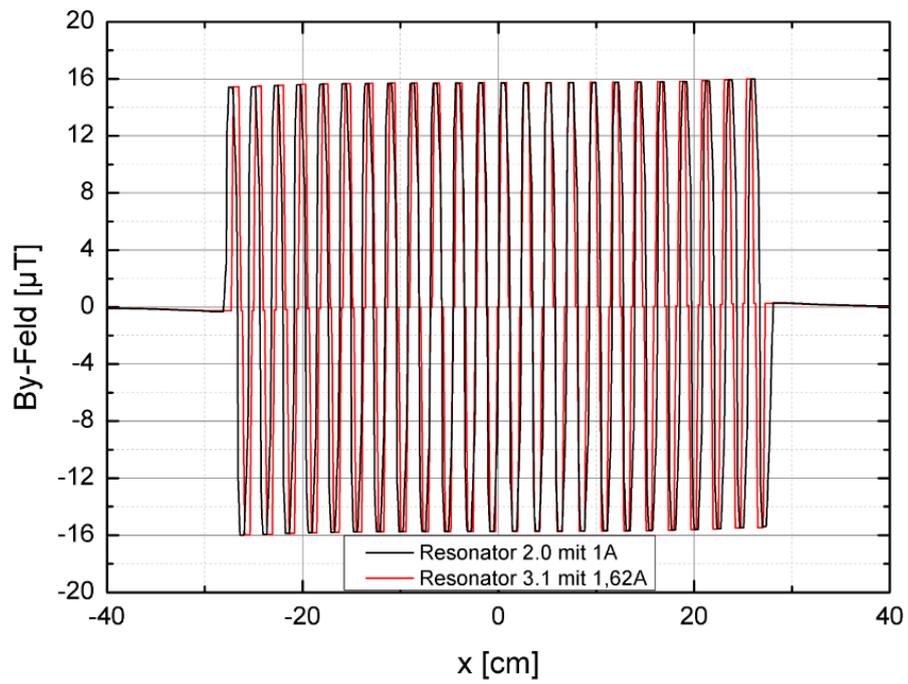


Abbildung 6.10: Magnetfeldvergleich der beiden Resonatorkonzepte für  $B_y$ -Feld in x-Richtung und y-Richtung.

Strom als der bisherige Prototyp 2.0 (siehe Abb. 6.10). Der Vorteil für die Steuerung ist, dass nur mehr eine und nicht drei Spulen mit Strom versorgt werden müssen. Details dazu finden Sie in der Diplomarbeit von Bernhard Berger [42].

### 6.3.1 Simulation des Normalbetriebes (Resonator 3.1)

Hier wurden die in Kap. 5.1 durchgeführten Simulationen wiederholt. Als Beispiel sei hier das Spinflipverhalten der Neutronen mit einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 35 \text{ \AA}$  eines ungenau eingestellten Resonators betrachtet (siehe Abb. 6.11). Für einen auf  $\lambda_0 = 61 \text{ \AA}$  Neutronen optimierten Resonator ( $P_z = -0.999994$ ) zeigen Abb.6.11 und 6.12 das Spinflip-Verhalten sowie Abb.6.13 den Polarisationsverlauf im Inneren.

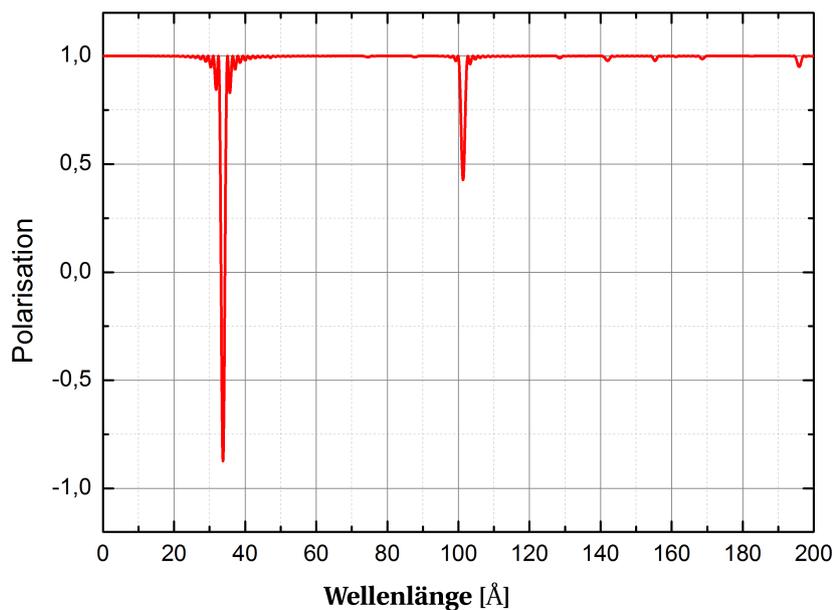


Abbildung 6.11: Polarisation der durch das simulierte Resonator-Feld fliegenden ( $35 \text{ \AA}$ ) Neutronen mit groben Resonatoreinstellungen.  $B_1 = 8.867 \mu T$  und  $B_0 = 167.13 \mu T$

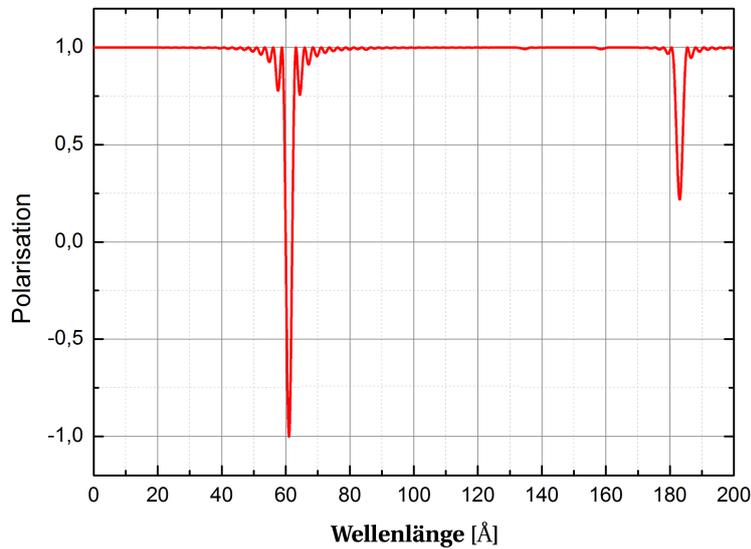


Abbildung 6.12: Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 61 Å, durch den fein justierten Resonator.  $B_1 = 5.8677 \mu T$  und  $B_0 = 97.494 \mu T$

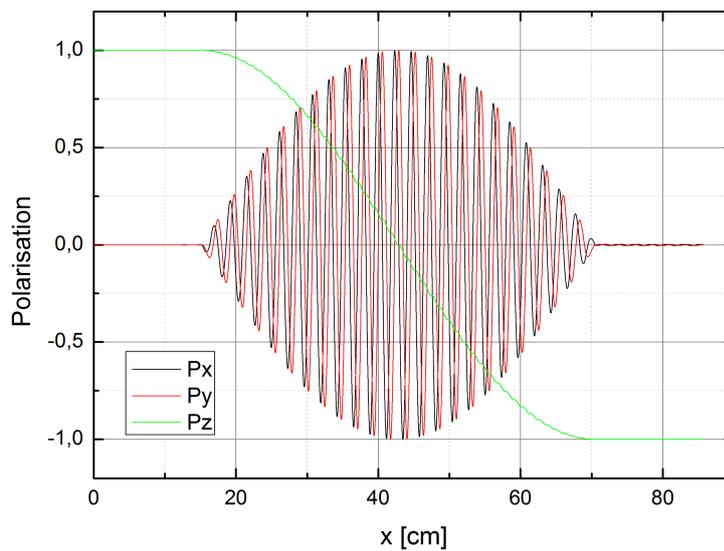


Abbildung 6.13: Polarisationsverlauf entlang der Flugrichtung der Neutronen mit einer Wellenlänge von 61 Å, durch den fein justierten Resonator.  $B_1 = 5.8677 \mu T$  und  $B_0 = 97.494 \mu T$

# Kapitel 7

## Vorbereitungen für VCN Experiment

### 7.1 Magnetfeld-Abschirmung

Ein zusätzlicher Faktor für unser Experiment mit sehr kalten Neutronen ist die Tatsache, dass die vom Resonator erzeugten und für die Resonanzbedingung notwendigen Magnetfelder deutlich unterhalb der Stärke des Erdmagnetfeldes liegen. In Mitteleuropa beträgt der Wert des Erdmagnetfeldes ca.  $48 \mu\text{T}$ , wobei die maximalen Werte bei ca.  $20 \mu\text{T}$  in der horizontalen und ca.  $44 \mu\text{T}$  in der vertikalen Richtung auftreten [46]. Um diesem Umstand gerecht zu werden, benötigt man eine Magnetfeldabschirmung, welche nicht nur das Erdmagnetfeld, sondern auch sämtliche am Standort des Experiments befindlichen Störfelder (erzeugt durch z.B.: Eisenträger im Boden, Stromquellen, usw.) abschirmt.

#### 7.1.1 Passive Magnetfeld-Abschirmung

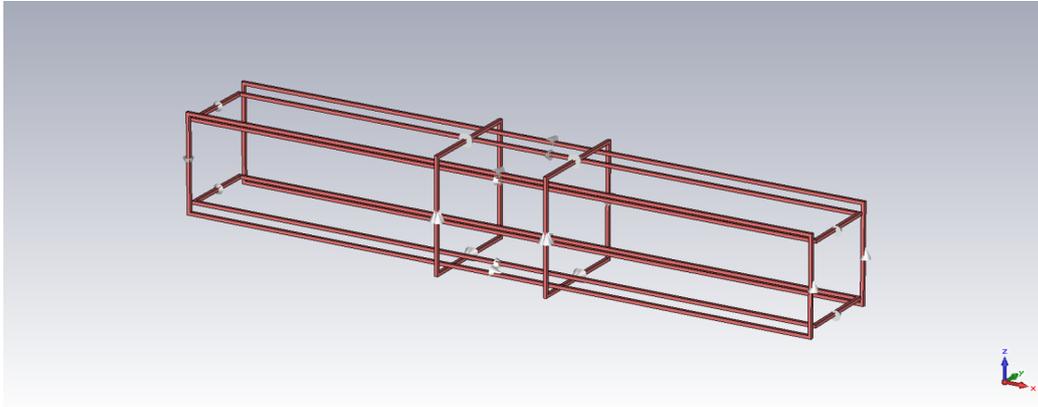
Für eine genaue Beschreibung der passiven Magnetfeld-Abschirmung sei hier auf die Diplomarbeit von Bernhard Berger verwiesen [44].

#### 7.1.2 Aktive Magnetfeld-Abschirmung

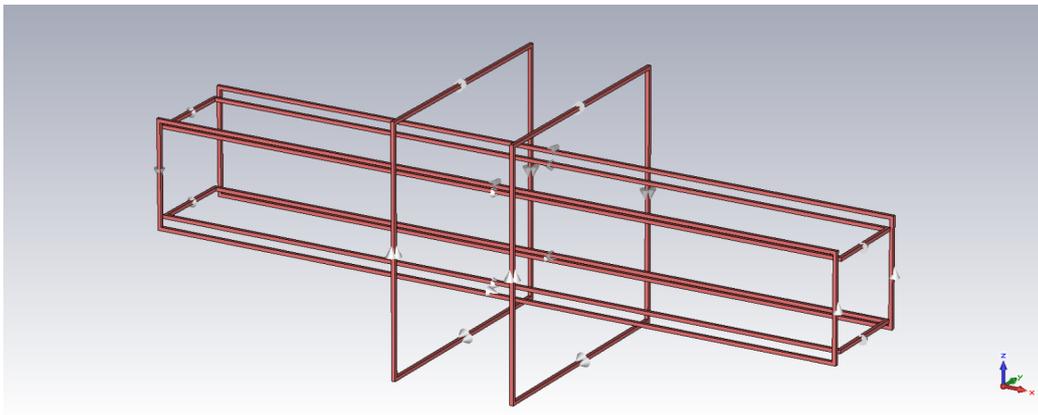
Als Ausgangspunkt für eine aktive Abschirmung nimmt man die Stärke der zu kompensierenden Felder in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes ( $20 - 40 \mu\text{T}$ ) an. Von entscheidender Bedeutung für die Entwicklung der Kompensationsspulen ist die Orientierung des Erdmagnetfeldes (zum Neutronenstrahl) am Standort des Experimentes. Die Felder in z-Richtung lassen sich durch Anpassung des Stromes (sog. Offset) der bestehenden Führungsfeldspulen kompensieren. Für die Felder in x- und y-Richtung werden neue Spulen benötigt. Für die optimalen Parameter dieser Spulen werden wieder Rechnungen und

Magnetfeld-Simulationen im CST EMS durchgeführt. Um die Störfelder in y-Richtung in der gesamten Strecke des Experiments zu kompensieren, kann ein zweites Paar Führungsfeldspulen welche um  $90^\circ$  gekippt sind, eingesetzt werden. Schwieriger gestaltet sich eine Lösung für die Felder in x-Richtung. Hier wird versucht, die Felder innerhalb des Resonatorvolumens zu kompensieren. Aufgrund der Einschränkung in der Dimensionierung der FF3-Spulen, ist das erzeugte Magnetfeld keineswegs konstant über das Resonatorvolumen. Hier gilt es, den kleinst möglichen Gradienten des Magnetfeldes zu erreichen (siehe Abb.7.4). Es werden Simulationen mit unterschiedlichen Abmessungen (siehe Abb.7.1) durchgeführt. Die erzeugten Felder von runden im Vergleich zu quadratischen Spulenpaaren ergeben keinen signifikanten Unterschied in den Spulengeometrien. Der Vorteil der rechteckigen Form ist die geringere Ausdehnung (nimmt weniger Platz in Anspruch), sowie eine einfachere Konstruktion einer Halterung.

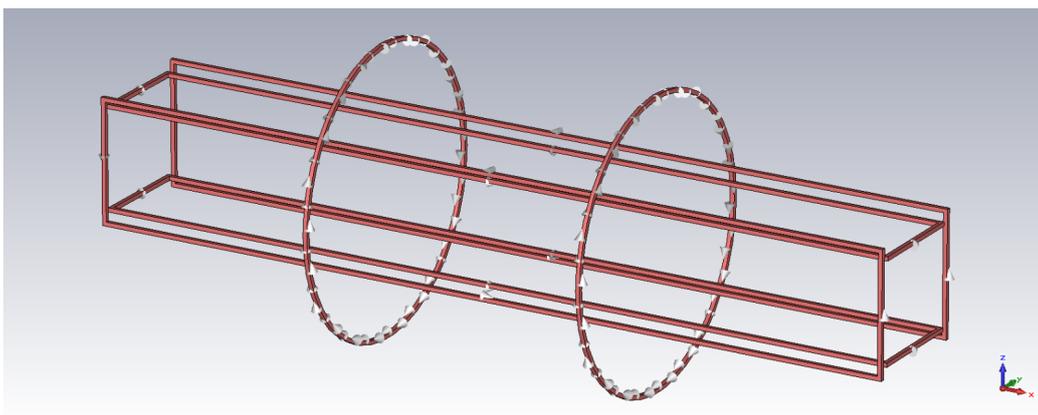
Auf der Suche nach den optimalen Parametern für die Kompensation des Erdmagnetfeldes werden die Simulationen einfachheitshalber mit einem Spulenquerschnitt von  $1 \text{ cm}^2$  und einer Windung durchgeführt. Dabei werden die Abmessungen der FF-Spulen (Führungsfeldspulen für Felder in z-Richtung) und der FF2-Spulen (für Felder in y-Richtung) als gegeben (konstant) angenommen. Nur die FF3-Spulen (für Felder in x-Richtung) werden durch Variation des Abstandes zueinander, sowie der Größe der Spulen untersucht. Durch Simulationen der Spulen mit  $1 \text{ A}$  (siehe Abb.7.3) stellt man fest, wie viel Strom für die Kompensation des Erdmagnetfeldes in x-Richtung ( $\sim 20 \mu\text{T}$ ) notwendig ist. Abbildung 7.2 zeigt die für die Kompensation des Erdmagnetfeldes nötigen Ströme bzw. Felder in x- und y-Richtung innerhalb des Resonatorvolumens. Im Anhang B sind die einzelnen Komponenten der Felder in allen Raumrichtungen dargestellt.



(a) FF3-Spulen mit Länge = Abstand = 35 cm.



(b) FF3-Spulen mit Länge 70 cm und Abstand = 35 cm.



(c) FF3-Spulen rund mit Durchmesser = 70 cm und Abstand = 70 cm.

Abbildung 7.1: Abschirmspulen im CST EMS.

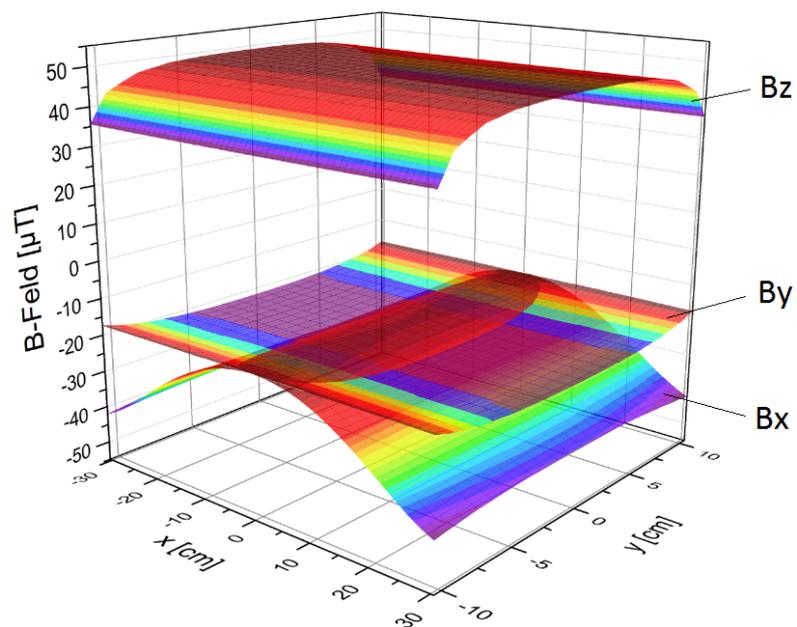
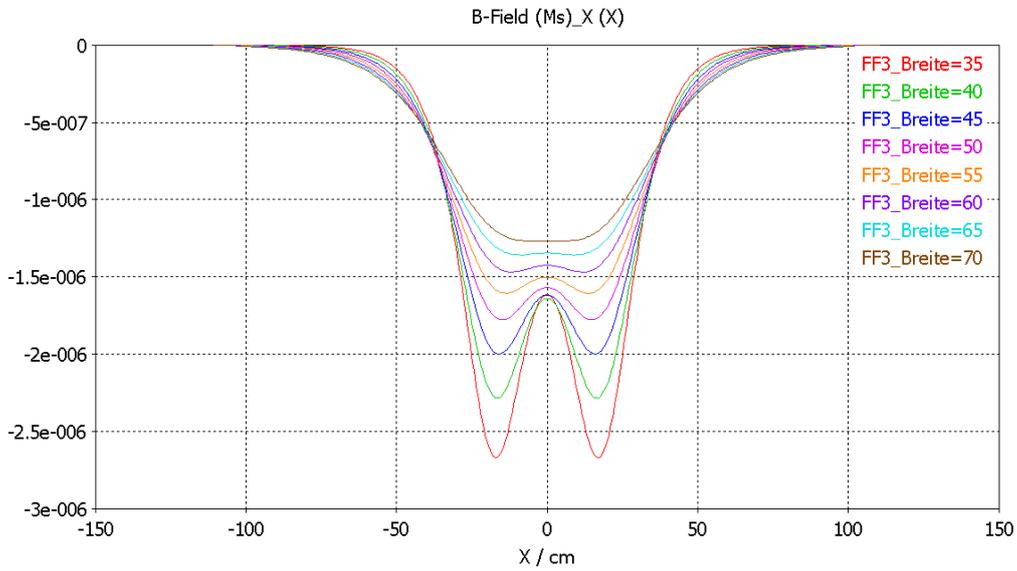
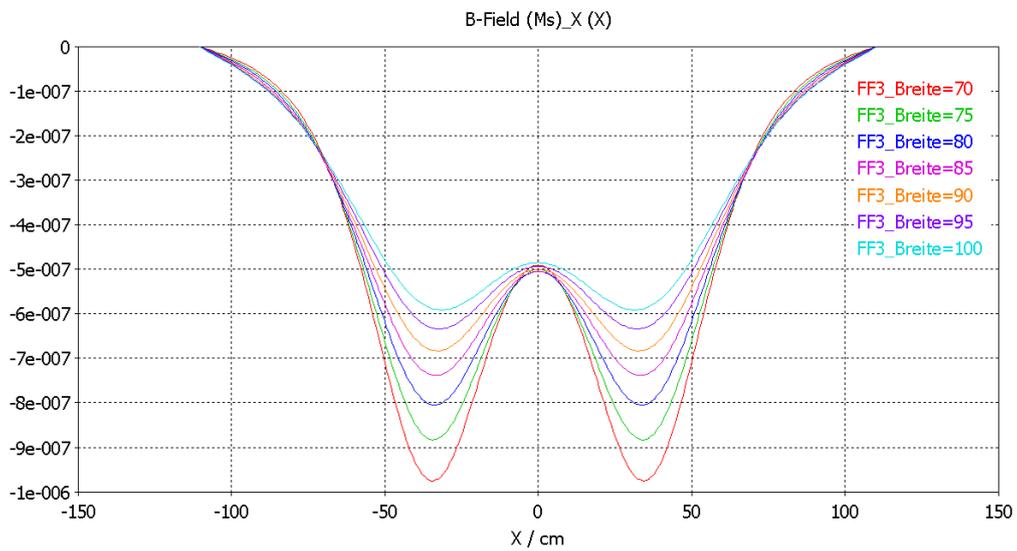


Abbildung 7.2: Zur Erdmagnetfeldkompensation im Resonatorvolumen nötige Stromwerte: FF-Spulen( $B_z$ )= 15,71 A; FF2-Spulen( $B_y$ )= 9,09 A; FF3-Spulen( $B_x$ )= 40A.



(a) FF3-Spulen mit Abstand = 35 cm. Größe wird varriert bei 1 A Strom.



(b) FF3-Spulen mit Abstand = 70 cm. Größe wird varriert bei 1 A Strom.

Abbildung 7.3: Magnetfeldverlauf in den Abschirmspulen im CST EMS (Spulenbreiten in *cm*).

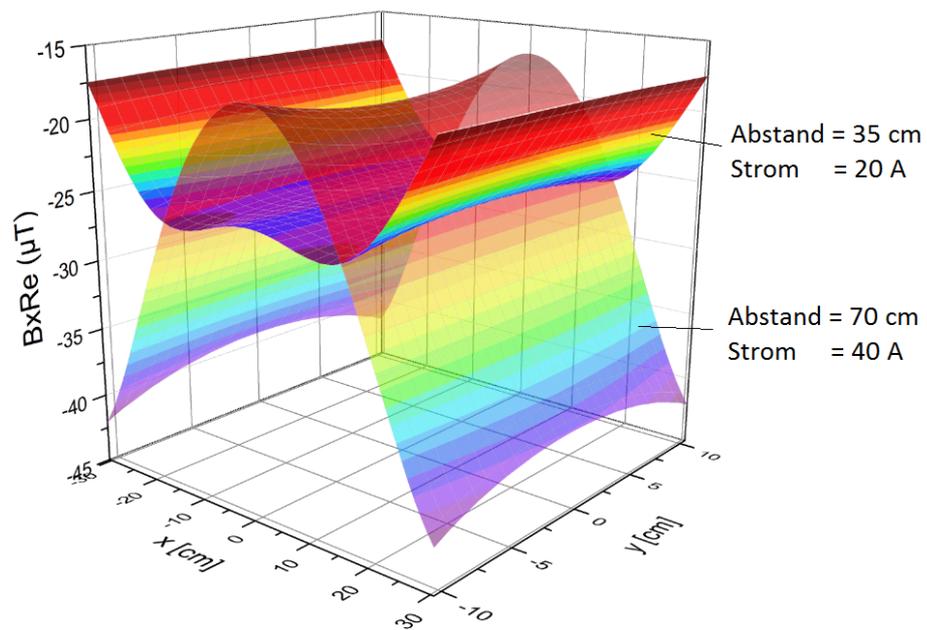


Abbildung 7.4: Gradientenvergleich des  $B_x$ -Feldes im Resonatorvolumen. Zwei verschiedene Abstände der FF3-Spulen zueinander.

## 7.2 Spezifikationen

### 7.2.1 Rechnung-Leistungsverlust-Windungszahl

Die Mindestanforderung an die aktive Abschirmung ist ein Wert von ca.  $20 \mu\text{T}$  für die Spulen in x- und y-Richtung. Es gilt herauszufinden, welche Windungszahl und welcher Drahtquerschnitt zu einer optimalen Arbeitsweise der Spulen führt.

Mit

$$B = \mu_r \mu_0 I \cdot \frac{n}{l} \quad (7.1)$$

folgt

$$n = \frac{Bl}{\mu_r \mu_0 I}, \quad (7.2)$$

wobei  $\mu_r$  eine vom Material (Kupferdraht) abhängige Konstante,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/m} = \text{const}$ ,  $n$  die Windungszahl,  $l$  die Leiterlänge und  $I$  die Stromstärke, welche das Magnetfeld  $B$  erzeugt.

Nun setzt man die Werte der Spulen ein:

$$l_{FF2} = 2 \times 30 \text{ cm} + 2 \times 200 \text{ cm} = 460 \text{ cm} = 4,6 \text{ m} \quad (7.3)$$

$$I_{FF2} = 9,09 \text{ A} \quad \text{für } (n = 1) \quad (7.4)$$

$$l_{FF3} = 4 \times 70 \text{ cm} = 280 \text{ cm} = 2,8 \text{ m} \quad (7.5)$$

$$I_{FF3} = 20 \text{ A} \quad \text{für } (n = 1) \quad (7.6)$$

für den Leistungsverlust gilt:

$$R = \rho_{20^\circ\text{C}} \cdot \frac{l}{A}, \quad (7.7)$$

sowie

$$P = U \cdot I = R \cdot I^2, \quad (7.8)$$

wobei  $\rho_{20^\circ\text{C}} = 17,8 \cdot 10^{-3} \frac{\Omega\text{mm}^2}{\text{m}}$  der spezifische Widerstand von Kupfer bei einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  ist und  $A$  den Leiterquerschnitt darstellt.

Daraus ergibt sich schließlich für die Spulen, ausgelegt auf eine Feldstärke von  $2 \text{ G}$  ( $=200 \mu\text{T}$ ), folgende optimalen Parameter (siehe Tabelle 7.1):

Bei diesen Werten kommt es hauptsächlich auf den Leistungsverlust an. Dieser sollte so gewählt werden, dass sich eine Erwärmung der Spulen in einer gasartigen Atmosphäre in Grenzen hält und somit eine Kühlung mittels Flüssigkeit nicht notwendig ist. Alle anderen Parameter sind untereinander variabel.

FF2-Spulen	Länge	46 [m]
	Strom	10 [A]
	Windungszahl	10
	Drahtquerschnitt	1,669 [ $mm^2$ ]
	Leistungsverlust	37,4 [W]
FF3-Spulen	Länge	28 [m]
	Strom	10 [A]
	Windungszahl	20
	Drahtquerschnitt	1,669 [ $mm^2$ ]
	Leistungsverlust	45,6 [W]

Tabelle 7.1: Optimale Parameter für aktive Abschirmung.

Aufgrund der großen Ausdehnung der Spulen, der Inhomogenität der Magnetfelder innerhalb des Resonatorvolumens und der Tatsache, dass das Erdmagnetfeld fast senkrecht zur Neutronenflugrichtung verläuft (siehe Abb.7.5), wird auf die aktive Kompensation in x-Richtung verzichtet. Stattdessen wird auf eine Kombination aus aktiver Abschirmung in y-Richtung und passiver Abschirmung durch 1 mm dicke  $\mu$ -Metallplatten zurückgegriffen, um zusätzlich Störfelder von außen abzuschirmen.

### 7.3 VCN-Breitband-Spinflipper

Es existiert kein Breitband-Spinflipper für PF2 am ILL, der mit dem Resonatoraufbau verwendbar wäre. Dieser Umstand machte es notwendig einen geeigneten Spinflipper mit entsprechender Effizienz ausfindig zu machen. Die am Atominstytut vorhandenen Instrumente eignen sich nicht für den Einsatz mit VCNs. Der Gradientenflipper ist nicht funktionsfähig und aufgrund seiner RF-Abschirmung ein zu großer Neutronenabsorber. Die Halterung des Stromblattes besteht aus 2x5 mm dickem Aluminium und ist deshalb ebenfalls ungeeignet. Auch Anfragen an Heidelberg führen zu keinem Erfolg. D.h. es bleibt nur mehr die Möglichkeit einen Breitband-Spinflipper selbst zu konstruieren. Dazu werden wie schon in [43] eine stromdurchflossene Aluplatte im CST-EM-Studio simuliert (siehe Abb. 7.6 und 7.7) und danach der Neutronenflug im SPARTAN betrachtet.

Zu Beginn der Simulationen zeigt dieser Spinflipper, ohne geeignete Kompensation des Führungsfeldes, nicht die gewünschte Bandbreite (siehe Abb. 7.10). Für eine Wellenlänge von 11.8 Å sei hier der Polarisationsverlauf dargestellt

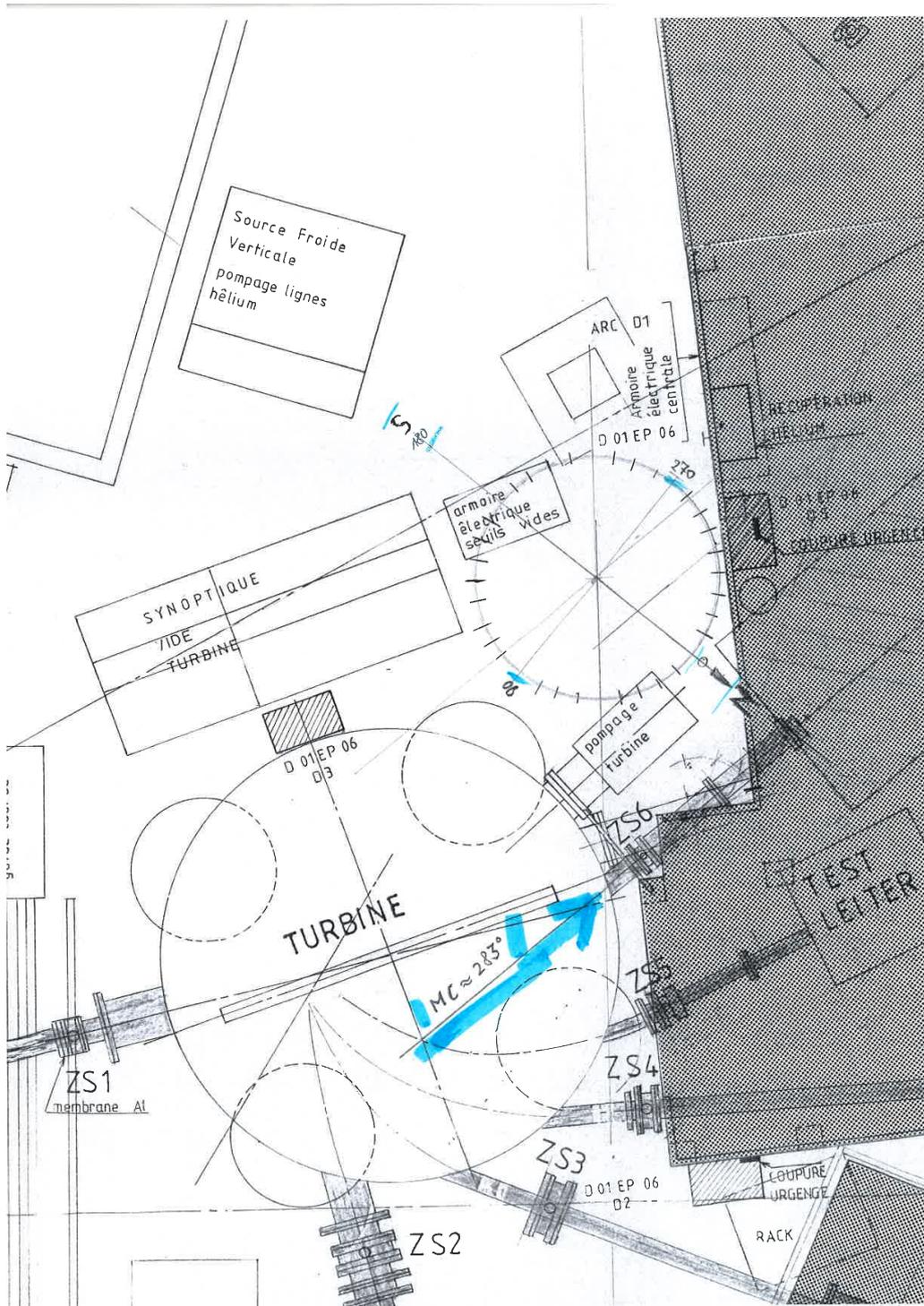


Abbildung 7.5: Erdmagnetfeldverlauf am PF2 in Grenoble. Zur Verfügung gestellt von Peter Geltenbort.

(Abb. 7.8). Durch Einstellen des optimalen Kompensationsstromes, wird hingegen die erwartete Effizienz und Bandbreite des Stromblattes erreicht (siehe Abb. 7.12). Aufgrund dieser Simulationen wurde der in Abbildung 8.6 gezeigte Breitband-Spinflipper gefertigt.

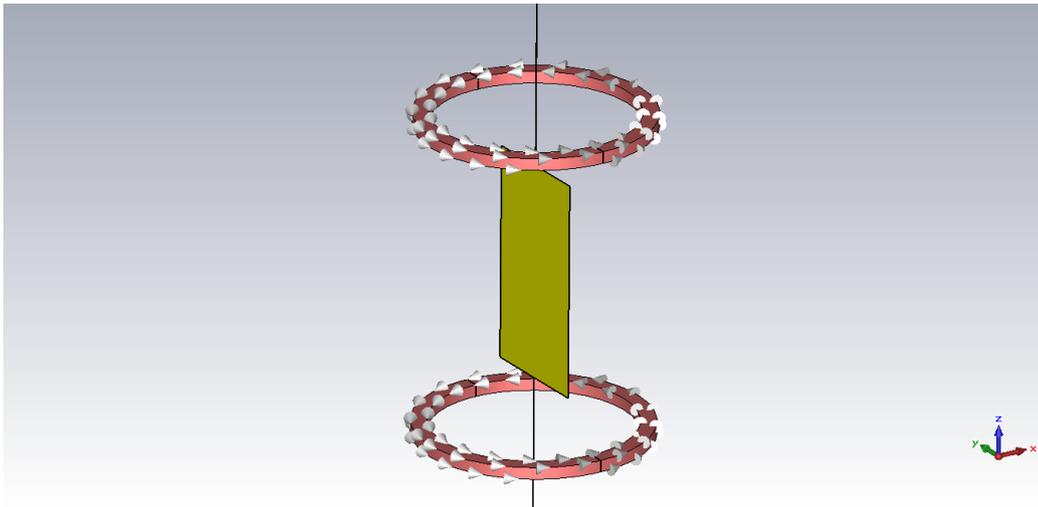


Abbildung 7.6: Stromblatt als Aluplatte mit Kompensationsspulen im CST EMS.

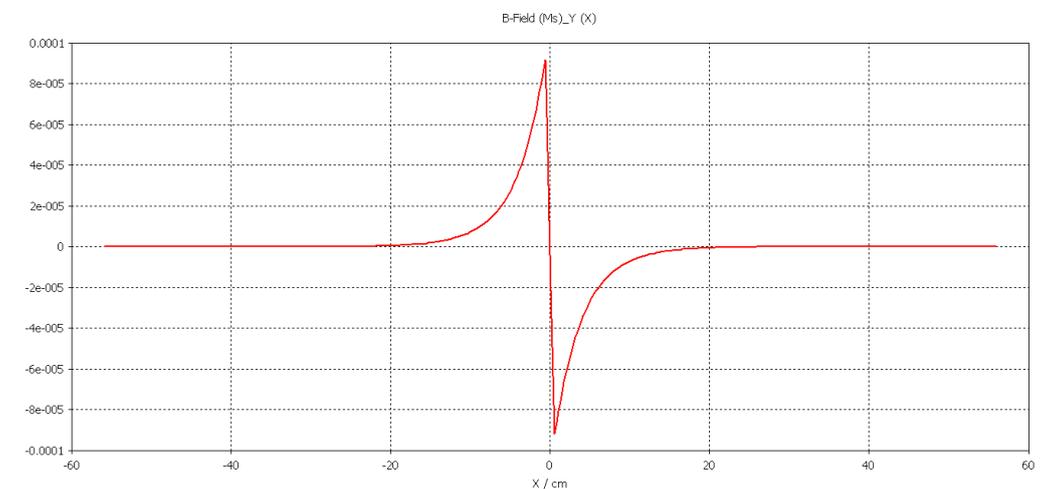


Abbildung 7.7:  $B_y(x)$  in T bei CS=10 A.

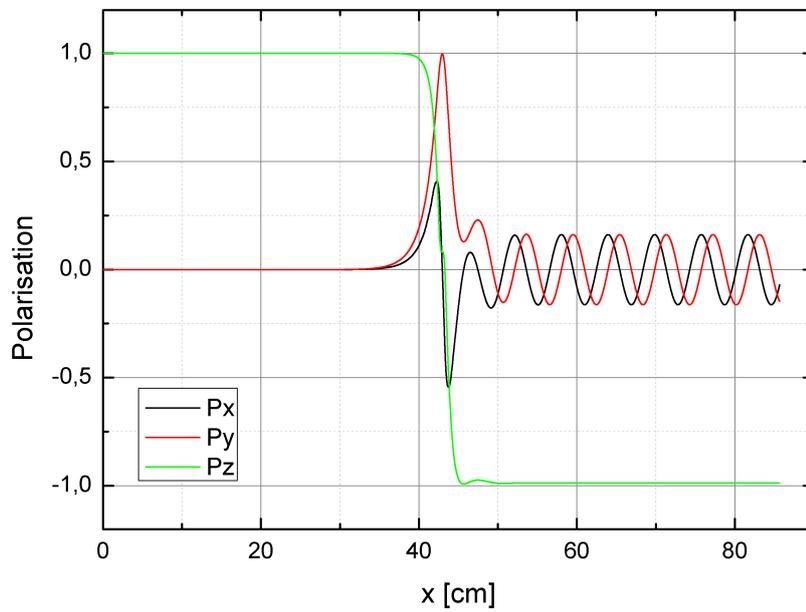


Abbildung 7.8: Polarisationsverlauf für 11.8 Å Neutronen durch das mit 40 A betriebene Stromblatt und  $FF=167.05 \mu T$ .

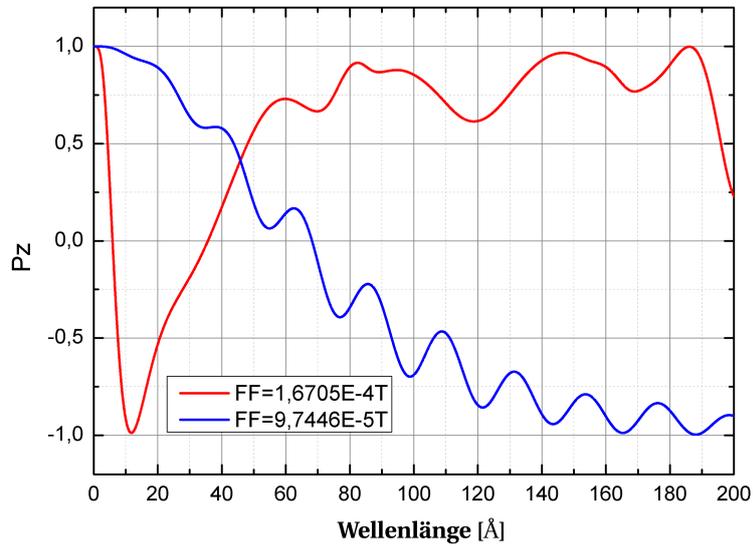


Abbildung 7.9: CS=40 A, ohne Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å.

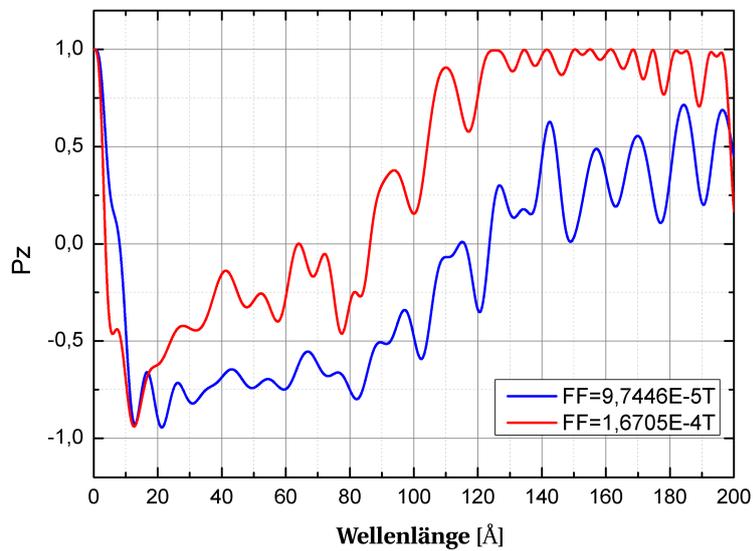


Abbildung 7.10: CS=100 A, ohne Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å.

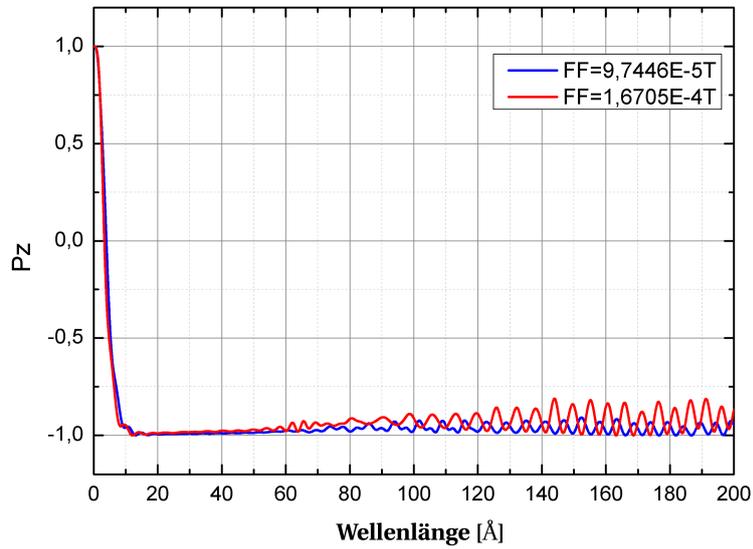


Abbildung 7.11: CS=100 A, mit Kompensationsfeld, Führungsfeld: rot = 35 Å und blau = 60 Å.

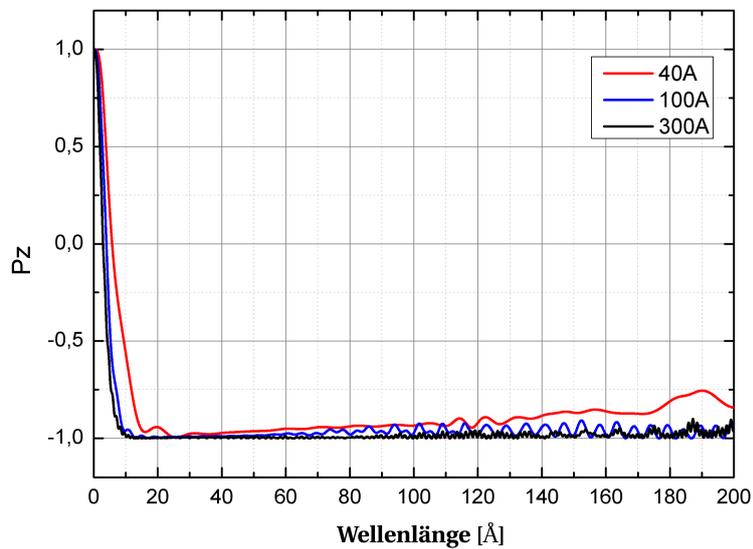


Abbildung 7.12: CS: rot=40 A, blau=100 A, schwarz=300 A, mit Kompensationsfeld, bei Führungsfeldeinstellung FF=1.6705E-4 T.

# Kapitel 8

## VCN-Experiment

### 8.1 Versuchsaufbau

In Abbildung 8.1 wird die prinzipielle Versuchsanordnung dargestellt. Als Polarisatoren werden zwei baugleiche Superspiegel verwendet.

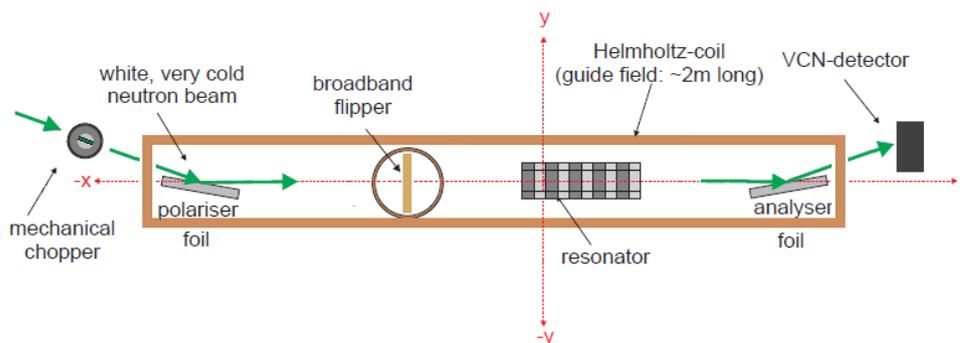
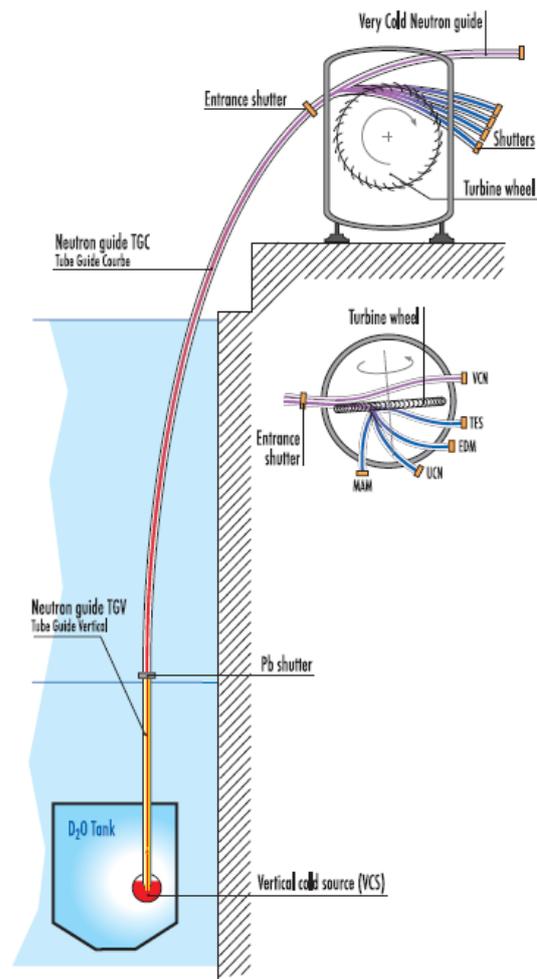


Abbildung 8.1: Experimentelles Setup an der VCN-Beamline (PF2) am ILL.

### 8.2 VCN-Quelle

Das Prinzip dieser Quelle in Abbildung 8.2 zu sehen. Die hohe Intensität der UCNs/VCNs im Experimentierbereich stammt aus einer Kombination von mehreren Design-Merkmalen, welche diese Quelle zur stärksten weltweit machen. Ein Strahl von sehr kalten Neutronen wird von der vertikalen kalten ILL-Quelle, durch ein optimiertes Neutronenleiter-System, welches in flüssiges Deuterium eintaucht, extrahiert. Der obere Teil ist ein gekrümmter Neutronenleiter (Radius= 13 m) von 12,8 m Länge. Die Neutronen-Spiegel bestehen

aus qualitativ hochwertigen Ni Oberflächen. Diese Neutronenleiter befördern einen Strahl von etwa  $7 \times 7 \text{ cm}^2$  mit Wellenlängen  $20 < \lambda < 400 \text{ \AA}$  bis zum Niveau D der Reaktorhalle. Innerhalb des Turbinengehäuses wird der Strahl in zwei Hälften geteilt. Eine Hälfte umgeht das Turbinenrad und liefert den VCN Strahl, die andere Hälfte wird unter der Wirkung der Neutronen-Turbine in die UCN Region verschoben (Dopplereffekt) [24].



web: [www.ill.eu/pf2/](http://www.ill.eu/pf2/)

Abbildung 8.2: Prinzip VCN-Quelle [24]

### 8.3 Chopper

Der verwendete mechanische Chopper besteht aus einer rotierenden (10-30 Hz) Scheibe mit einer Öffnung und einer Blende, welche sich unmittelbar vor dem Chopper (auf Höhe der Öffnung) befindet. Bewegt sich die Öffnung des Choppers an der Blende vorbei so ergibt sich unter Berücksichtigung der Öffnungsgeometrie, die Pulsdauer des Neutronenpakets in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz (siehe Abb. 8.3). Weiters hat der Chopper einen Triggerausgang welcher es ermöglicht den Detektor mit dem Chopper zu synchronisieren.

Frequenz [Hz]	Pulsdauer [ms]
10	4.88
20	2.44
30	1.63

Tabelle 8.1: Neutronenpuls in Abhängigkeit der Chopperfrequenz.

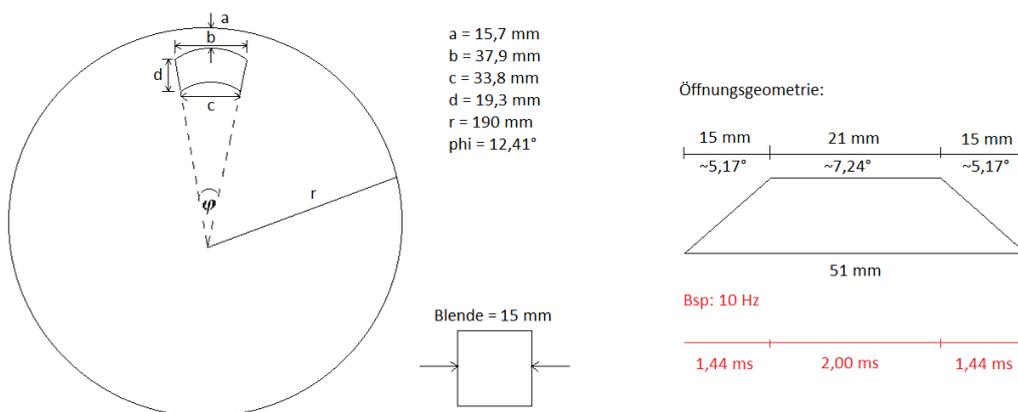


Abbildung 8.3: Skizze Chopper

### 8.4 Führungsfeldspulen

Hierbei handelt es sich um ein Helmholtzspulenpaar, welches ein konstantes Magnetfeld (Führungsfeld/Selektorfeld  $B_0$ ) in z-Richtung erzeugt. Dies ist notwendig, um den von den Superspiegeln ausgerichteten Spin der Neutronen beizubehalten und um die Effizienz des Resonators sicherzustellen (siehe Kap. 2.6). Für genauere Details sei hier auf die Arbeiten von Tina Gerstmayr [40], Sarah Gumpenberger [41], sowie Christoph Gösselsberger [20] verwiesen.

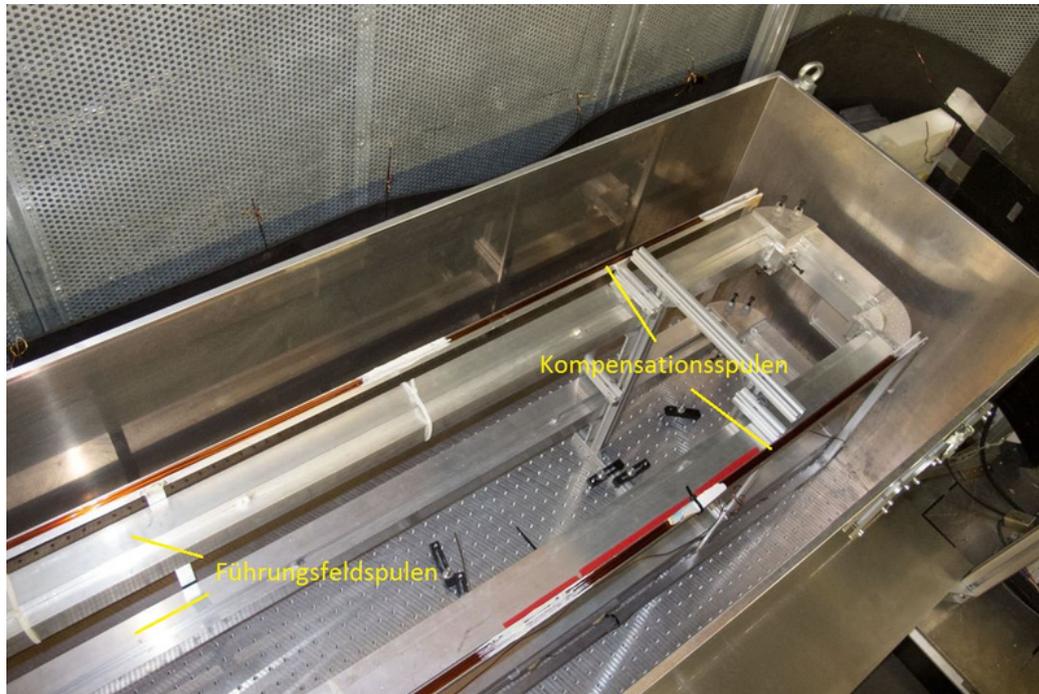


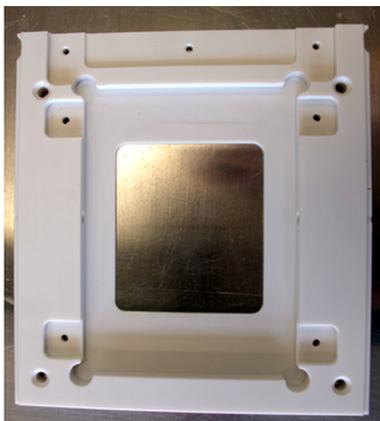
Abbildung 8.4: Führungsfeldspulen und Kompensationsspulen

## 8.5 Superspiegel

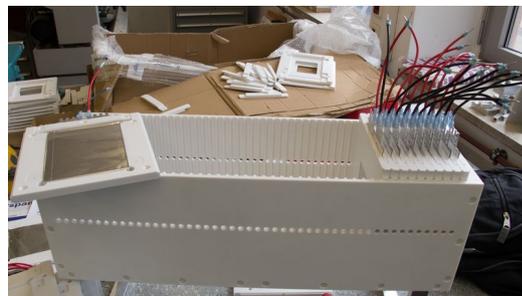
Ein Neutronensuperspiegel ist ein Spiegel, welcher in der Neutronenleitung Anwendung findet und den maximalen Reflexionswinkel der Neutronen vergrößert. Dabei kommt die Reflexion bis zum Grenzwinkel des obersten Schichtmaterials, durch die eigentliche Totalreflexion zustande. Daran schließen sich die Maxima der Braggreflexion an, die mit zunehmendem Einfallswinkel abfallen. Der Spiegel ist aus mehreren Schichten unterschiedlicher Metalle, die auf Glas- oder Siliziumsubstrat aufgebracht werden aufgebaut. Man verwendet z.B. Silizium, Nickel, Titan oder Legierungen daraus. Neutronensuperspiegel können so beschaffen sein, dass man mit ihnen Spin-UP- und Spin-DOWN-Neutronen trennen kann. Dafür muss eines der Schichtmaterialien ferromagnetisch sein und der Superspiegel sich in einem Magnetfeld befinden. Der dabei ausgenutzte Effekt ist die Aufspaltung der Streulängendichte des magnetischen Materials [35]. Die im Experiment verwendeten Superspiegel bestehen aus Fe/SiGe-Schichten.

## 8.6 Resonator

Der Resonator Prototyp 3.1 (aus Kap. 6.2) besteht aus 48 von einander isolierten Spulen, bestehend aus einer Windung um sehr kurze elektronische Schaltzeiten im Mikrosekundenbereich zu ermöglichen. Details dazu finden Sie in der Diplomarbeit von Bernhard Berger [44]. Jede dieser Spulen ist aus einer Aluminiumfolie (99,5 %) per Hand gebogen und mittels eines Kunststoffrahmens in einer Halterung fixiert.



(a) Segmenthalterung



(b) Fertige Resonatorelemente in Kunststoffbox.

Abbildung 8.5: Resonatorhalterung

## 8.7 Stromblatt + Kompensationspulen

Wie in den Kapiteln 2.5.1 und 7.3 beschrieben, besteht das für das Experiment verwendete Stromblatt, aus einem  $0,3 \text{ mm}$  dicken Aluminiumblech, inklusive Kompensationsspulen (siehe Abb. 8.6). Der Strom fließt in diesem Leiter immer senkrecht ( $z$ -Richtung) und erzeugt dadurch ein Magnetfeld, welches vor dem Stromblatt in positive  $y$ -Richtung und nach dem Stromblatt in negative  $y$ -Richtung (oder umgekehrt) zeigt. Dieses alternierende Magnetfeld flippt die durchquerenden Neutronen, unabhängig ihrer Spinausrichtung genau einmal.

## 8.8 Detektor

Der Detektor besitzt eine individuelle Auslese einer quadratischen Vieldrahtproportionalkammer (Multi-Wire-Proportional Chamber MWPC) mit einem

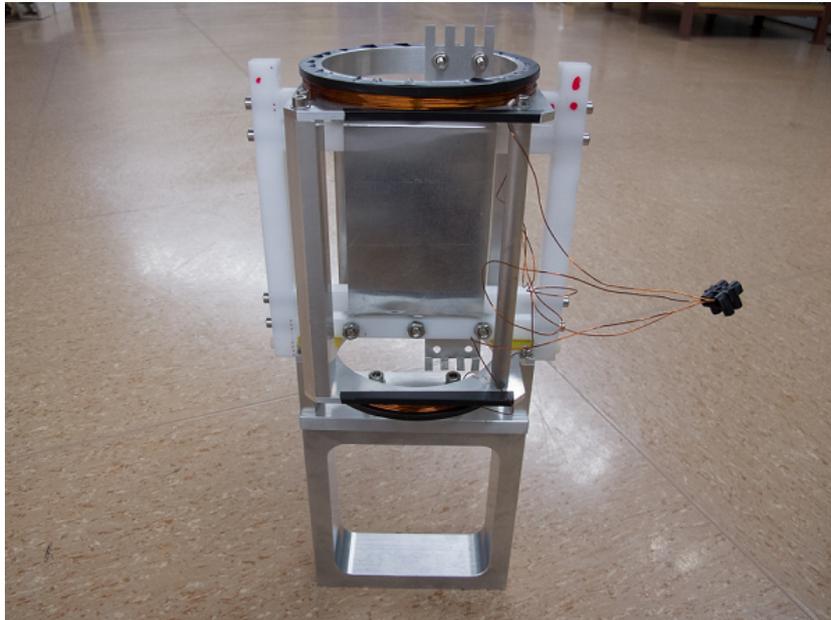


Abbildung 8.6: Stromblatt plus Kompensationsspulen.

einigen Gasvolumen. Er verwendet einzelne Ablesungen anstatt der allgemein verwendeten Delay-Line Auslese, da dies eine bessere Leistung in Bezug auf die Zählrate darstellt und für größere Stabilität sowie für höhere räumlicher Auflösung sorgt. Dieser 2D-Detektor verfügt über eine sensible Fläche von  $26\text{ cm} \times 26\text{ cm}$  (128 x 128 Kanäle) und eine Ortsauflösung von 2 mm [24].

## 8.9 He-Box

Neben der Absorption in den Resonatorspulen (vgl. Abschnitt 3.2.2) trägt auch die Absorption und Streuung der Neutronen in Luft zur Neutronentransmission bei. Ein bewährtes Mittel für VCN Experimente ist es, einen Teil der Experimentierstrecke mit He zu fluten. In diesem speziellen Fall wurde das gesamte Experiment in einer He-Atmosphäre betrieben. Ich danke Hanno Filter, der mich zum ersten Mal auf die Tatsache aufmerksam gemacht hat, dass es notwendig ist die Messungen mittels He-Atmosphäre durchzuführen. Grund dafür sei die zu hohe Verlustrate der VCNs an Luft. Die Transmissionsrate in zwei Meter Luft liegt bei nur mehr ca. 20-25 %, aufgrund der großen Streuung und Absorption von Sauerstoff und Stickstoff bzw. wahrscheinlich auch Wasserstoff in der Luft. Aus diesem Anlass wird das gesamte Setup innerhalb einer Helium dichten Box fixiert, welche gleichzeitig auch als Transportbox fungiert.



Abbildung 8.7: Anlieferung der He-Box zum PF2 durch Thomas Brenner.



Abbildung 8.8: He-Box ausgerichtet an der VCN-Beamline.

# Kapitel 9

## Messungen

### 9.1 Neutronenstrahl

Um Neutronen zu detektieren, müssen die beiden Superspiegel zueinander und zu den Ein- bzw. Austrittsfenstern der He-Box ausgerichtet werden. Dafür eignet sich der am PF2 befindliche Neutronen-Handmonitor. Dieser liefert ein Bild der Neutronen mittels CCD-Kamera auf einen separaten Bildschirm. Befindet sich der Handmonitor in der Mitte der Führungsfeldspulen direkt hinter dem ersten Superspiegel, so erscheint bei geeigneter Einstellung des Polarisators der Neutronenstrahl sehr deutlich. Nun wird die Distanz zum Superspiegel stetig vergrößert und darauf geachtet, dass der Neutronenstrahl weiterhin in der Mitte des Handmonitors erscheint. Dies wird durch ständiges nachjustieren des Polarisators in x-, y-Richtung, sowie um den Drehwinkel  $\varphi$  erreicht. Diese Methode stößt allerdings nach wenigen Dezimetern an ihre Grenzen, da der Neutronenstrahl im Untergrund verschwindet. An diesem Punkt, kommt der am PF2 befindliche Laser zum Einsatz. Dieser wird vor dem Eintrittsfenster der He-Box so positioniert, dass der von dem Polarisator reflektierte Laserstrahl genau zentral auf den Handmonitor auftrifft. Anschließend wird der Handmonitor entfernt und der zweite Superspiegel mit Hilfe des Laserstrahls ausgerichtet. Ist der Analysator optimal eingestellt so erscheint der VCN-Neutronenstrahl am Detektor (siehe Abb. 9.1 und 9.2). Für die Winkeleinstellungen der Superspiegel gilt:

$$\varphi_{Polarisator} = 201.20^\circ \text{ und } \varphi_{Analysator} = 237.20^\circ.$$

### 9.2 Einflussfaktoren

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen sind mit einer Messzeit von jeweils 300 Sekunden versehen. Um die optimalen Einstellungen der einzel-

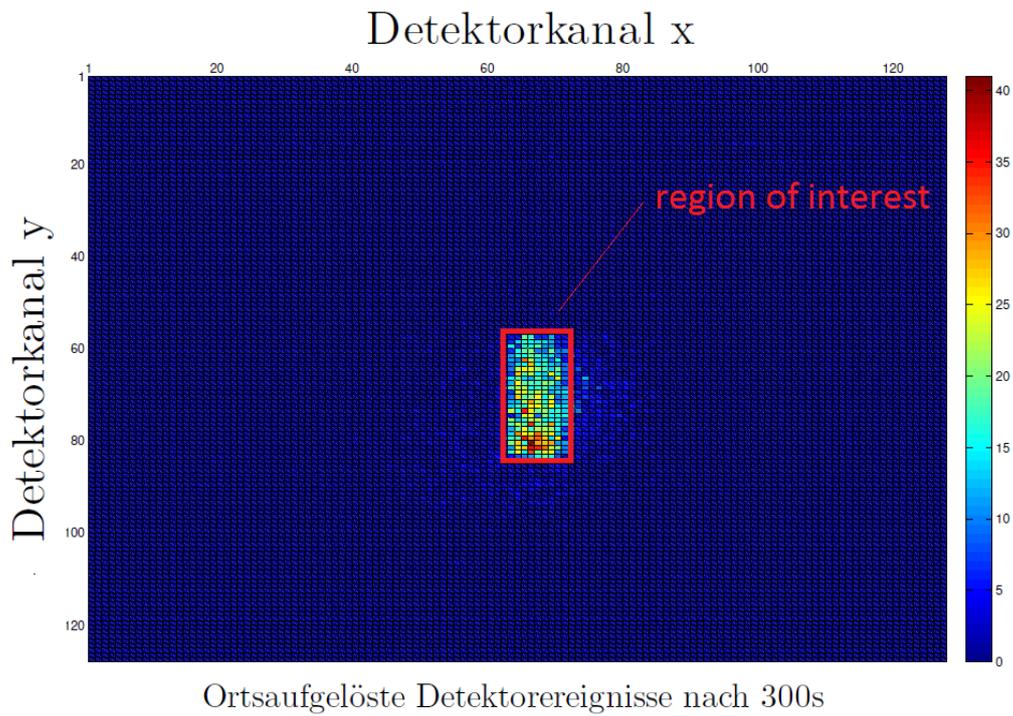


Abbildung 9.1: VCN-Neutronenstrahl in 2D-Darstellung.

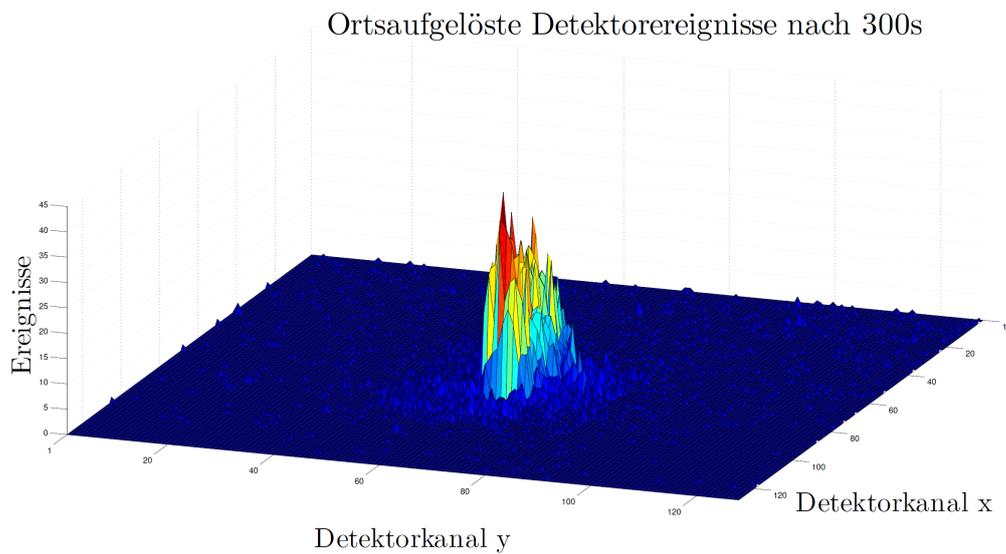


Abbildung 9.2: VCN-Neutronenstrahl in 3D-Darstellung.

nen Komponenten zu finden, werden unterschiedliche Einflüsse (Luft, He, Aluminium usw.) betrachtet (siehe Tab. 9.1). Daraus ergibt sich für VCNs an Luft gegenüber Helium eine Transmissionsrate von 21,12 %. Befindet sich der Resonator im Strahlengang, so werden nur mehr 24.29 % (vgl. Abschnitt 3.2.2) der gesamten Neutronen innerhalb einer Heliumatmosphäre transmittiert. Als  $I_{roi}$ =region of interest intensity wird die gemessene Neutronenintensität innerhalb der markierten Fläche in Abbildung 9.1 bezeichnet.

$I_{roi}$ [n/300s]	$I_{tot}$ [n/300s]	Atmosphäre	Notiz
46681	50851	Luft	ohne Alufenster, Deckel, & Resonator
46635	51053	Luft	mit Alufenster, ohne Deckel & Resonator
45101	48731	Luft	mit Alufenster & Deckel, ohne Resonator
213558	226766	He	mit Alufenster & Deckel, ohne Resonator
51872	57079	He	mit Alufenster, Deckel & Resonator

Tabelle 9.1: Einflussfaktoren der Neutronenintensität bei CS (Stromblattstrom)=0 A, KCS (Kompensationsspulenstrom-Stromblatt)=0 A und FF (Führungsfeldstrom) =2 A.

### 9.3 Setup Optimierung

Für die optimalen Einstellungen des Breitbandspinflippers werden zunächst Messungen in Luft und anschließend in Helium bei konstantem CS-Stromwert und Führungsfeld durchgeführt. Dabei wird der notwendige Kompensationsstrom der Kompensationsspulen (K-Spulen) ermittelt. In Abbildung 9.3 wird ersichtlich, dass ein optimaler Kompensationsstrom von 2.88 A für die Kompensation des Führungsfeldes (Führungsfeldstrom=2 A) notwendig ist. Des Weiteren wird in Abbildung 9.4 die Stärke des CS-Stromes bei optimaler Kompensation des Führungsfeldes gezeigt. Daraus ergibt sich, dass das Stromblatt wie schon in den Simulationen in Kapitel 7.3 beschrieben, ab 40 A entsprechend funktioniert. Für die weiteren Messungen wird jedoch der aus der Stromquelle maximal erreichbare Wert von 100 A verwendet.

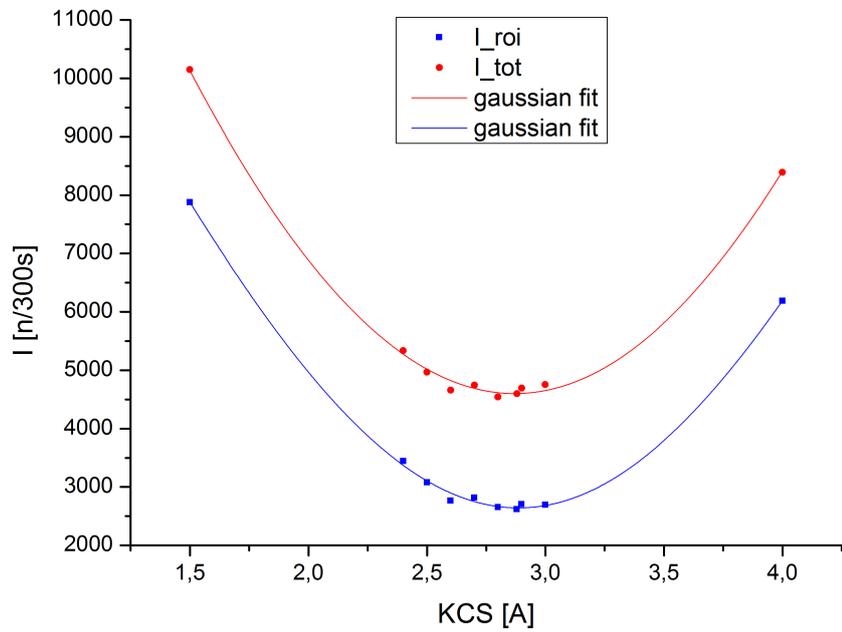


Abbildung 9.3: Atmosphäre=Luft: CS=100 A, KCS variiert und FF=2 A.

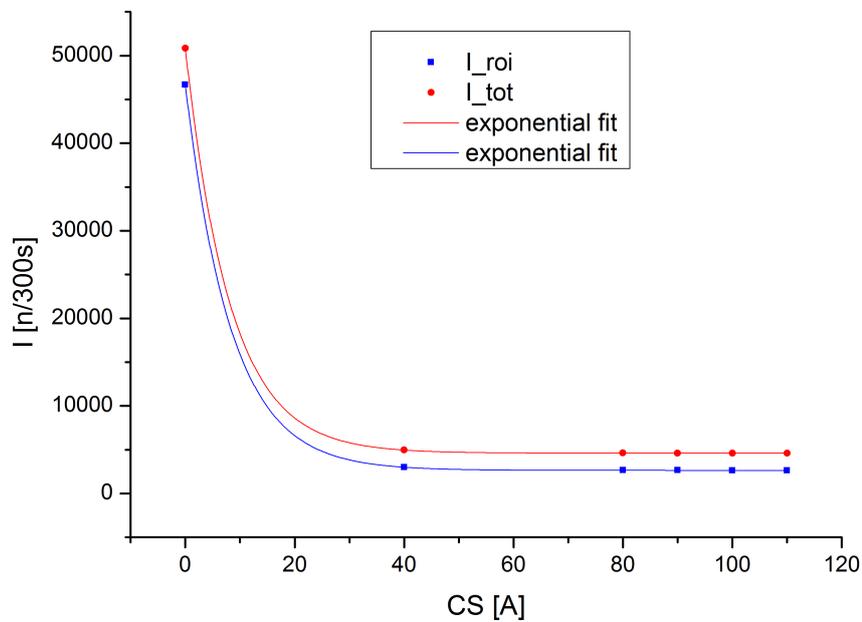


Abbildung 9.4: Atmosphäre=Luft: 6 verschiedene CS-Stromwerte bei KCS=2.88 A und FF=2 A.

### 9.3.1 Zusammenhang von Führungsfeld & Kompensationsfeld

Für diese Messreihe werden vier weitere Messpunkte der K-Spulen bei unterschiedlichem FF-Feld und konstantem CS-Strom von 100 A bestimmt.

Führungsfeldstrom [A]	Kompensationsfeldstrom[A]
0.18	0.25
0.30	0.49
0.36	0.55
0.48	0.72
0.60	0.89

Tabelle 9.2: Vier weitere Messpunkte.

Diese Werte wurden geplottet und linear gefittet (siehe Abb. 9.6). Aufgrund der Geradengleichung wird jedem FF-Stromwert ein exakter K-Stromwert zugeordnet. Dadurch kann bei jeder weiteren Messung das Kompensationsfeld des Stromblattes an das gewünschte Führungsfeld angepasst werden. Somit wird das Stromblatt mit der größtmöglichen Effizienz betrieben.

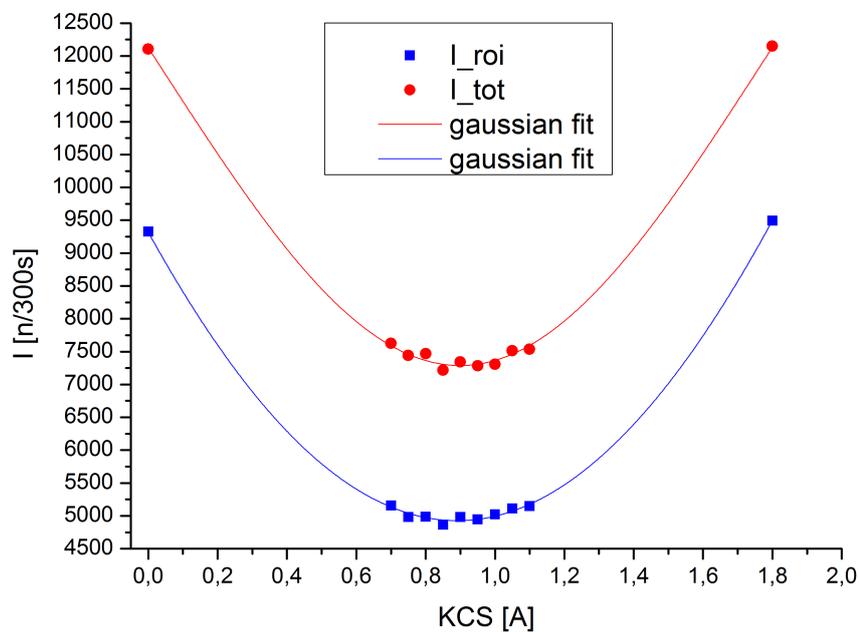


Abbildung 9.5: Atmosphäre=He: CS=100 A, KCS variiert und FF=0.6 A.

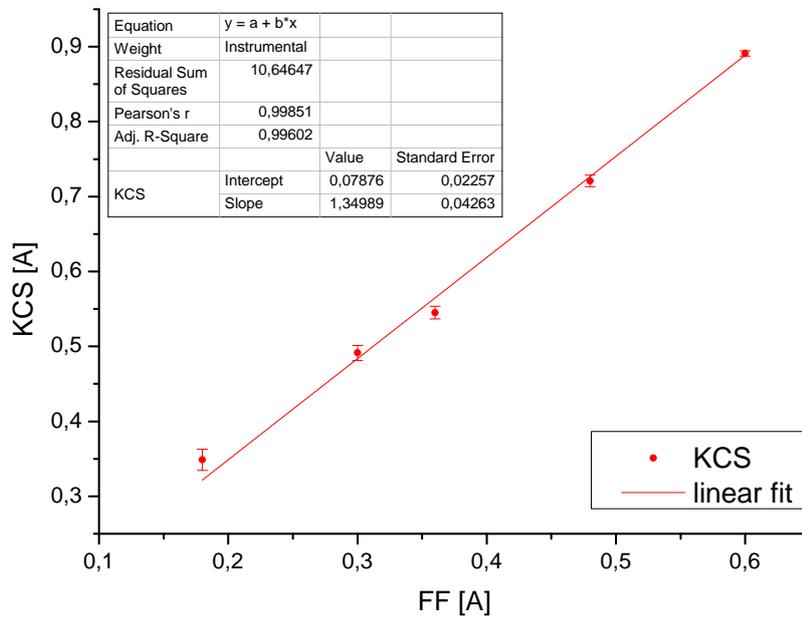


Abbildung 9.6: Zusammenhang zwischen Führungsfeldstrom und Kompensationsstrom.

## 9.4 Resonator im statischen Betrieb

Für die Resonatormessungen ist es unerlässlich den genauen Zusammenhang zwischen Resonatorstrom und erzeugtem Resonatorfeld zu kennen. Dies bezüglich wurden drei Magnetfeldmessungen mit unterschiedlichen Strömen durchgeführt (siehe Tabelle 9.3)

I [A]	$B_1$ [G]
0	-0.1600
1.7	-0.0020
3.3	+0.1520

Tabelle 9.3: B-Feldmessungen einer beliebigen Resonatorspule mit unterschiedlichen Stromwerten.

Daraus folgt

$$B_1 = I \cdot 0.0945 \text{ G/A.} \quad (9.1)$$

Wird dieser Faktor mit 1.62 multipliziert (vgl. dazu siehe Abb. 6.10), so ergibt sich ein mit Gleichung 4.5 vergleichbarer Wert  $B/I=0.1532 \text{ G/1.62A}$ .

Um die prinzipielle Funktionalität des Resonators zu überprüfen, ist es erforderlich das Spektrum des VCN-Strahls genau zu kennen. Hierzu wird mit einem Chopper, welcher mit einem Frequenzgenerator mit 10 Hz betrieben wird und dem Detektor, ein Flugzeitspektrum aufgenommen. Der Grund für die Rotationsfrequenz des Choppers von 10 Hz ist folgender. Bei dieser Frequenz erreichen alle Neutronen innerhalb einer Umdrehung des Choppers den Detektor. Würde die Rotationsfrequenz erhöht werden, so könnten schnellere Neutronen der nächsten Chopperumdrehung die langsameren der vorherigen Chopperumdrehung einholen. Dies würde zu einer Verfälschung des tatsächlichen Neutronenspektrums führen. Die Flugstrecke zwischen Chopper und Detektor beträgt insgesamt 2727mm (siehe Abb. 9.8). Herkömmliche Flugzeit-Messungen verwenden mechanische Chopper zum Zerhacken eines Neutronenstrahls. Mittels eines Triggersignals in Verbindung mit einem zeitauflösenden Detektor werden die Flugzeiten dieser Neutronenpakete bestimmt. Ist die genaue Flugstrecke bekannt so lässt sich die Geschwindigkeit und damit die Wellenlänge der Neutronen mit einer gewissen Unschärfe bestimmen. Ursache für diese Unschärfe ist die endliche Öffnungszeit des Chopperfensters (siehe Kap. 8.3). Gleichung 9.2 beschreibt den formalen Zusammenhang zwischen Flugzeit  $t$  und Wellenlänge der Neutronen  $\lambda$ , (für eine unendlich kleine Öffnungszeit)

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l \cdot m_n \cdot \lambda}{h}, \quad (9.2)$$

wobei  $l$  die Länge der Flugstrecke,  $v$  die Geschwindigkeit,  $m_n$  die Neutronenmasse und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum darstellt.

Für eine tatsächliche Extraktion der Wellenlängenverteilung müsste die Faltung der ankommenden Wellenlängenverteilung mit der Chopperöffnungszeit berücksichtigt werden. Dabei gilt es die Zeitverbreiterung aufgrund der Wellenlängendispersion im gesamten Aufbau, die Neutronenflugzeit durch ein Resonatorelement während seines Einschaltens und die zeitliche Unsicherheit im Detektor zu berücksichtigen. Aus diesem Grund geht z. B.: die in Abbildung 9.9 gezeigte grüne Intensitätskurve nicht bis zum blauen Spektrum hinauf oder die rote Kurve nicht bis zum Untergrund (türkise Kurve) hinunter. Es gibt eben Neutronen, die aufgrund der Chopperöffnungszeiten zu diesen Zeitpunkten im Detektor ankommen und nicht die Resonanzbedingung im Resonator erfüllen. Die genaue Behandlung wird Gegenstand der Diplomarbeiten von Bernhard Berger [44] und Stefan Baumgartner sein.

Sobald der weiße Neutronenstrahl den Chopper passiert, sendet dieser ein Triggersignal an die Detektorelektronik, welche den Detektor den Befehl zur Aufnahme erteilt. Nun erreicht dieses gepulste Neutronenpaket den Polarisator, welcher nur für eine Spinrichtung durchlässig ist (z.B.: Spin-UP, siehe Abb. 9.7). Das Führungsfeld sorgt dafür, dass die Polarisation der Neutronen entlang der Flugstrecke erhalten bleibt, sofern alle anderen Komponenten ausgeschaltet sind. Anschließend durchfliegen die Neutronen den Analysator, welcher wie der Polarisator nur Spin-UP Neutronen durchlässt und werden am Detektor gemessen (siehe Abb.9.9 blaue Kurve). Wird zusätzlich zu dem mechanischen Chopper das Stromblatt inkl. Kompensationsspulen betrieben, so lässt sich sehr umfassend die Wirkung des Stromblattes bei idealer Kompensation demonstrieren (siehe Abb. 9.9 türkise Kurve). Alle Neutronenspins werden durch diesen Breitbandspinflipper einmal invertiert und somit vom zweiten Superspiegel (Analysator) absorbiert.

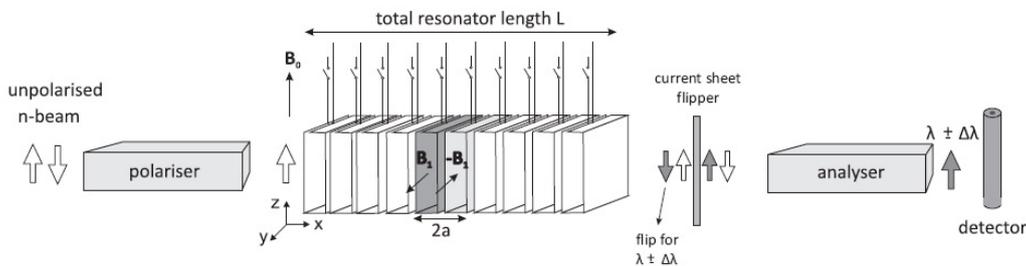


Abbildung 9.7: Schematische Skizze des experimentellen Aufbaus [16], [20].

Laut Gleichung 9.2 befindet sich das Maximum des Flugzeitspektrums bei ca.  $60 \text{ \AA}$ . Aufgrund dessen wird der Resonator und das Führungsfeld auf  $60 \text{ \AA}$  Neutronen eingestellt. In Abbildung 9.9 rote Kurve wird der Einfluss des Resonators für eine bestimmte Wellenlänge ersichtlich. Die in Abbildung 9.9 grüne Kurve zeigt die Kombination von Resonator und Stromblatt. Die durch den Resonator nicht geflippten Spin-UP Neutronen, werden im Anschluss durch das Stromblatt invertiert und vom Analysator absorbiert. Nur jene Neutronen welche die Resonanzbedingung innerhalb des Resonators erfüllen werden geflippt und erreichen das Stromblatt als Spin-DOWN Neutronen. Diese werden nun durch das Stromblatt wieder invertiert und gelangen durch den Analysator zum Detektor (siehe Abb.9.7).

Für weitere Messungen, sowie der genauen Datenanalyse sei hier auf die Diplomarbeiten von Stefan Baumgartner und Bernhard Berger verwiesen.

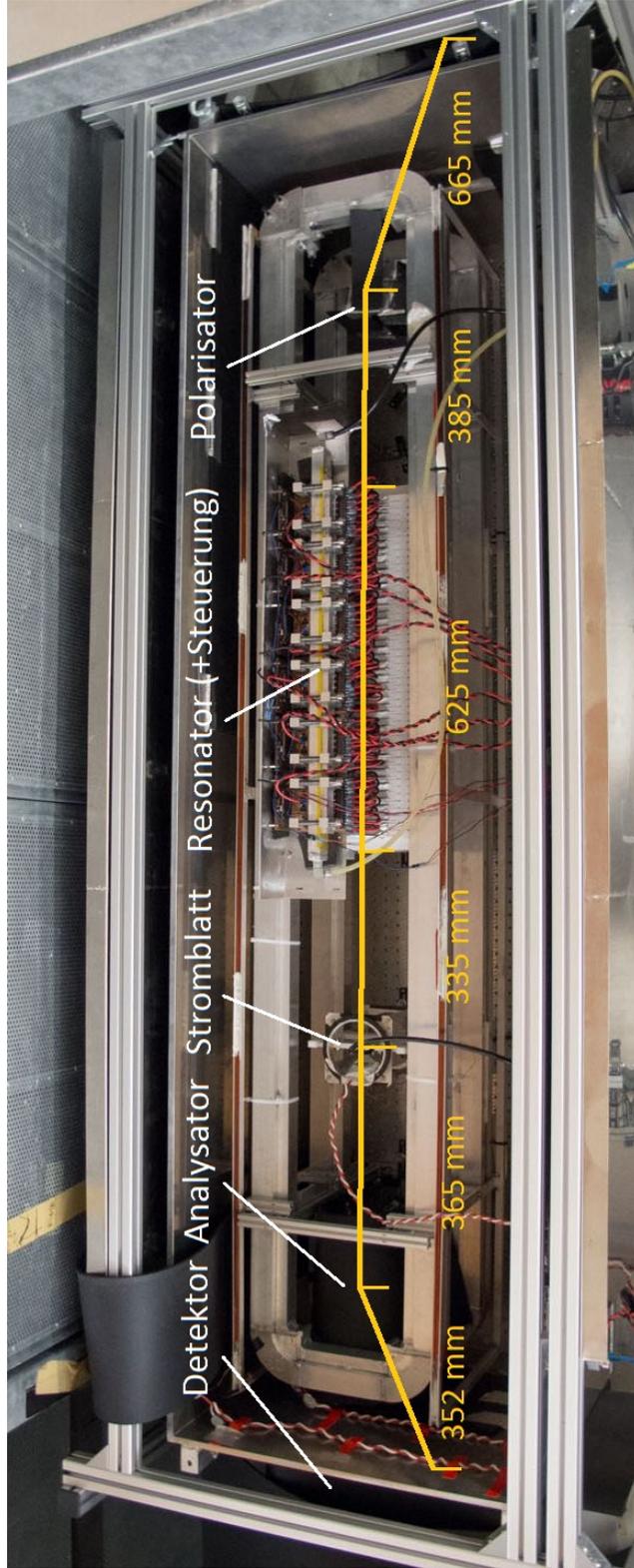


Abbildung 9.8: Gezeigt werden die Teilstrecken der einzelnen Komponenten. Die gesamte Flugstrecke der Neutronen beträgt 2727 mm.

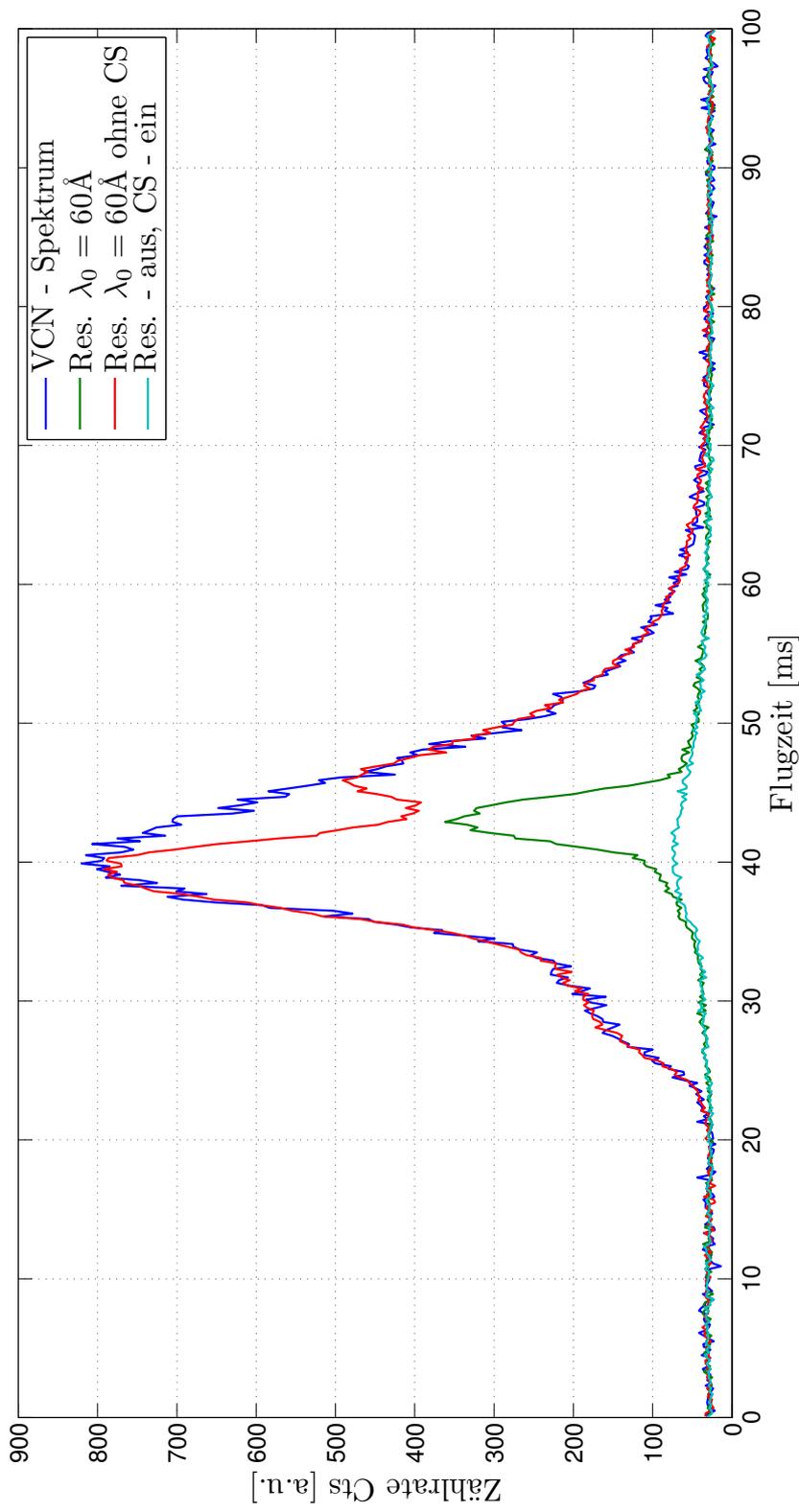


Abbildung 9.9: VCN-Messungen: Die blaue Intensitätskurve zeigt das gemessene VCN-Spektrum. Dazu wurden alle Komponenten ausgeschaltet (bis auf Führungsfeld). Die rote Kurve zeigt den Einfluss des für 60 Å Neutronen optimierten Resonators auf die Neutronenintensität. Die grüne Kurve zeigt den Intensitätsverlauf bei eingeschaltetem Resonator und Stromblatt. Die türkise Kurve zeigt den gemessenen Untergrund bei eingeschaltetem Stromblatt.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung und Ausblick

Eine effektive, alternative Methode zur Wellenlängenselektion und Neutronenpulserzeugung polarisierter Neutronen wird durch die Manipulation der Neutronenspins mittels statischer Magnetfelder erreicht. Dabei erfolgt die Wahl der Wellenlänge, sowie der Pulsdauer, allein durch Variation der Magnetfeldstärke und kann deshalb an einem breitbandigen Neutronenspektrum angewendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Wanderwellen-Neutronenspinresonator zur Erzeugung nahezu beliebig geformter wellenlängenselektierter polarisierter Neutronenpulse weiterentwickelt. Dafür wurden Rechnungen und Simulationen zur Transmission und Polarisation von sehr kalten Neutronen (VCNs) durch den Resonator Prototypen 2.0 durchgeführt. Basierend auf der Tatsache, dass dieser Resonator einen zu großen Beamstop für VCNs darstellt, wurde zu diesem Zweck ein neuer Prototyp eines magnetischen Wanderwellenresonators speziell für sehr kalte Neutronen (VCNs) entwickelt. Das neue Design, welches die gleichen Anforderungen wie der Prototyp 2.0 an die Homogenität des Magnetfeldes in einem Bereich von  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  erfüllt, wurde mittels CST EM Studio entworfen. Weiters erfolgten die technische Umsetzung des Prototypen, sowie die für die experimentelle Untersuchung notwendigen Komponenten des Messaufbaus. Dazu wurde die, für den Einsatz am VCN-Strahl notwendige Magnetfeldabschirmung untersucht. Es wurden zusätzliche Spulen im CST EMS entworfen und deren Magnetfeldverlauf simuliert. Anschließend wurden die Spezifikationen dieser Spulen berechnet. Daraus ergab sich ein Kompromiss aus aktiver und passiver Abschirmung ( $\mu$ -Metallplatten). Auch wurden Simulationen über die Funktionsfähigkeit und Effizienz eines stromdurchflossenen Alublechs als Stromblatt durchgeführt. Aus diesen Ergebnissen wurde ein VCN geeigneter Breitbandspinflipper konstruiert. Die neu entwickelten Komponenten wurden am sehr kalten, weißen Neutronenstrahl des Hochflussforschungsreaktors am ILL (Institut Laue-Langevin) in Betrieb genommen. Der neu designte Wanderwellenresonator (inklusive ei-

gener Steuerung), welcher speziell für sehr kalte Neutronen entwickelt wurde, konnte erstmals an einem weißen Neutronenstrahl erfolgreich getestet werden. Die Messergebnisse bestätigen nicht nur die Funktionalität des Resonators, sondern zeigen auch ganz deutlich den Einfluss von Luft, Helium und Aluminium auf die Neutronentransmissionsrate.

Für eine geringere Absorption der Neutronen durch das im Strahlengang befindliche Material, könnte man als Breitbandspinflipper einen Gradientenflipper verwenden. Dieser stellt dem Neutronenstrahl im Idealfall kein zusätzliches Material in den Weg. Auch könnte man, ein mit dünnen Aluminiumdrähten gewickeltes Stromblatt verwenden, dessen Halterung eine Aussparung in der Größe des Strahlquerschnitts besitzt. Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der Transmissionsraten, wäre die Verwendung neuer Resonatorspulen aus der Aluminiumlegierung AlMg3 bzw. AlMg5. Grund dafür ist der geringere Absorptionswirkungsquerschnitt von Magnesium gegenüber Aluminium (siehe Anhang A).

## **Anhang A**

# **Wirkungsquerschnitte von thermischen Neutronen**

# Neutron scattering lengths and cross sections



ZSymbA	p or T <sub>1/2</sub>	I	b <sub>c</sub>	b <sub>+</sub>	b <sub>-</sub>	c	σ <sub>coh</sub>	σ <sub>inc</sub>	σ <sub>scatt</sub>	σ <sub>abs</sub>
<b>0-N-1</b>	<b>10.3 MIN</b>	<b>1/2</b>	<b>-37.0(6)</b>	<b>0</b>	<b>-37.0(6)</b>		<b>43.01(2)</b>		<b>43.01(2)</b>	<b>0</b>
<b>1-H</b>			<b>-3.7409(11)</b>				<b>1.7568(10)</b>	<b>80.26(6)</b>	<b>82.02(6)</b>	<b>0.3326(7)</b>
1-H-1	99.985	1/2	-3.7423(12)	10.817(5)	-47.420(14)	+/-	1.7583(10)	80.27(6)	82.03(6)	0.3326(7)
1-H-2	0.0149	1	6.674(6)	9.53(3)	0.975(60)		5.592(7)	2.05(3)	7.64(3)	0.000519(7)
1-H-3	12.26 Y	1/2	4.792(27)	4.18(15)	6.56(37)		2.89(3)	0.14(4)	3.03(5)	< 6.0E-6
<b>2-He</b>			<b>3.26(3)</b>				<b>1.34(2)</b>	<b>0</b>	<b>1.34(2)</b>	<b>0.00747(1)</b>
2-He-3	0.00013	1/2	5.74(7)	4.7(5)	8.8(1.4)	E	4.42(10)	1.6(4)	6.0(4)	5333.0(7.0)
2-He-4	0.99987	0	3.26(3)				1.34(2)	0	1.34(2)	0
<b>3-Li</b>			<b>-1.90(3)</b>				<b>0.454(10)</b>	<b>0.92(3)</b>	<b>1.37(3)</b>	<b>70.5(3)</b>
3-Li-6	7.5	1	2.0(1)	0.67(14)	4.67(17)	+/-	0.51(5)	0.46(5)	0.97(7)	940.0(4.0)
3-Li-7	92.5	3/2	-2.22(2)	-4.15(6)	1.00(8)	+/-	0.619(11)	0.78(3)	1.40(3)	0.0454(3)
<b>4-Be-9</b>	<b>100</b>	<b>3/2</b>	<b>7.79(1)</b>				<b>7.63(2)</b>	<b>0.0018(9)</b>	<b>7.63(2)</b>	<b>0.0076(8)</b>
<b>5-B</b>			<b>5.30(4)</b>				<b>3.54(5)</b>	<b>1.70(12)</b>	<b>5.24(11)</b>	<b>767.0(8.0)</b>
5-B-10	19.4	3	-0.2(4)	-4.2(4)	5.2(4)		0.144(6)	3.0(4)	3.1(4)	3835.0(9.0)
5-B-11	80.2	3/2	6.65(4)	5.6(3)	8.3(3)		5.56(7)	0.21(7)	5.77(10)	0.0055(33)
<b>6-C</b>			<b>6.6484(13)</b>				<b>5.551(2)</b>	<b>0.001(4)</b>	<b>5.551(3)</b>	<b>0.00350(7)</b>
6-C-12	98.89	0	6.6535(14)				5.559(3)	0	5.559(3)	0.00353(7)
6-C-13	1.11	1/2	6.19(9)	5.6(5)	6.2(5)	+/-	4.81(14)	0.034(11)	4.84(14)	0.00137(4)
<b>7-N</b>			<b>9.36(2)</b>				<b>11.01(5)</b>	<b>0.50(12)</b>	<b>11.51(11)</b>	<b>1.90(3)</b>
7-N-14	99.635	1	9.37(2)	10.7(2)	6.2(3)		11.03(5)	0.50(12)	11.53(11)	1.91(3)
7-N-15	0.365	1/2	6.44(3)	6.77(10)	6.21(10)		5.21(5)	0.00005(10)	5.21(5)	0.000024(8)
<b>8-O</b>			<b>5.805(4)</b>				<b>4.232(6)</b>	<b>0.000(8)</b>	<b>4.232(6)</b>	<b>0.00019(2)</b>
8-O-16	99.75	0	5.805(5)				4.232(6)	0	4.232(6)	0.00010(2)
8-O-17	0.039	5/2	5.6(5)	5.52(20)	5.17(20)		4.20(22)	0.004(3)	4.20(22)	0.236(10)
8-O-18	0.208	0	5.84(7)				4.29(10)	0	4.29(10)	0.00016(1)
<b>9-F-19</b>	<b>100</b>	<b>1/2</b>	<b>5.654(12)</b>	<b>5.632(10)</b>	<b>5.767(10)</b>	<b>+/-</b>	<b>4.017(14)</b>	<b>0.0008(2)</b>	<b>4.018(14)</b>	<b>0.0096(5)</b>
<b>10-Ne</b>			<b>4.566(6)</b>				<b>2.620(7)</b>	<b>0.008(9)</b>	<b>2.628(6)</b>	<b>0.039(4)</b>
10-Ne-20	90.5	0	4.631(6)				2.695(7)	0	2.695(7)	0.036(4)
10-Ne-21	0.27	3/2	6.66(19)				5.6(3)	0.05(2)	5.7(3)	0.67(11)
10-Ne-22	9.2	0	3.87(1)				1.88(1)	0	1.88(1)	0.046(6)
<b>11-Na-23</b>	<b>100</b>	<b>3/2</b>	<b>3.63(2)</b>	<b>6.42(4)</b>	<b>-1.00(6)</b>	<b>+/-</b>	<b>1.66(2)</b>	<b>1.62(3)</b>	<b>3.28(4)</b>	<b>0.530(5)</b>
<b>12-Mg</b>			<b>5.375(4)</b>				<b>3.631(5)</b>	<b>0.08(6)</b>	<b>3.71(4)</b>	<b>0.063(3)</b>
12-Mg-24	78.99	0	5.49(18)				4.03(4)	0	4.03(4)	0.050(5)
12-Mg-25	10	5/2	3.62(14)	4.73(30)	1.76(20)	+/-	1.65(13)	0.28(4)	1.93(14)	0.19(3)

ZSymbA	p or T <sub>1/2</sub>	I	b <sub>c</sub>	b <sub>+</sub>	b <sub>-</sub>	c	σ <sub>coh</sub>	σ <sub>inc</sub>	σ <sub>scatt</sub>	σ <sub>abs</sub>
12-Mg-26	11	0	4.89(15)				3.00(18)	0	3.00(18)	0.0382(8)
<b>13-Al-27</b>	<b>100</b>	<b>5/2</b>	<b>3.449(5)</b>	<b>3.67(2)</b>	<b>3.15(2)</b>		<b>1.495(4)</b>	<b>0.0082(6)</b>	<b>1.503(4)</b>	<b>0.231(3)</b>
<b>14-Si</b>			<b>4.15071(22)</b>				<b>2.1633(10)</b>	<b>0.004(8)</b>	<b>2.167(8)</b>	<b>0.171(3)</b>
14-Si-28	92.2	0	4.106(6)				2.120(6)	0	2.120(6)	0.177(3)
14-Si-29	4.7	1/2	4.7(1)	4.50(15)	4.7(4)	+/-	2.78(12)	0.001(2)	2.78(12)	0.101(14)
14-Si-30	3.1	0	4.58(8)				2.64(9)	0	2.64(9)	0.107(2)
<b>15-P-31</b>	<b>100</b>	<b>1/2</b>	<b>5.13(1)</b>			+/-	<b>3.307(13)</b>	<b>0.005(10)</b>	<b>3.312(16)</b>	<b>0.172(6)</b>
<b>16-S</b>			<b>2.847(1)</b>				<b>1.0186(7)</b>	<b>0.007(5)</b>	<b>1.026(5)</b>	<b>0.53(1)</b>
16-S-32	95	0	2.804(2)				0.9880(14)	0	0.9880(14)	0.54(4)
16-S-33	0.74	3/2	4.74(19)			+/-	2.8(2)	0.3(6)	3.1(6)	0.54(4)
16-S-34	4.2	0	3.48(3)				1.52(3)	0	1.52(3)	0.227(5)
16-S-36	0.02	0	3.0(1.0)*				1.1(8)	0	1.1(8)	0.15(3)
<b>17-Cl</b>			<b>9.5792(8)</b>				<b>11.528(2)</b>	<b>5.3(5)</b>	<b>16.8(5)</b>	<b>33.5(3)</b>
17-Cl-35	75.77	3/2	11.70(9)	16.3(2)	4.0(3)	+/-	17.06(6)	4.7(6)	21.8(6)	44.1(4)
17-Cl-37	24.23	3/2	3.08(6)	3.10(7)	3.05(7)	+/-	1.19(5)	0.001(3)	1.19(5)	0.433(6)
<b>18-Ar</b>			<b>1.909(6)</b>				<b>0.458(3)</b>	<b>0.225(5)</b>	<b>0.683(4)</b>	<b>0.675(9)</b>
18-Ar-36	0.34	0	24.9(7)				77.9(4)	0	77.9(4)	5.2(5)
18-Ar-38	0.07	0	3.5(3.5)				1.5(3.1)	0	1.5(3.1)	0.8(5)
18-Ar-40	99.59	0	1.7				0.421(3)	0	0.421(3)	0.660(9)
<b>19-K</b>			<b>3.67(2)</b>				<b>1.69(2)</b>	<b>0.27(11)</b>	<b>1.96(11)</b>	<b>2.1(1)</b>
19-K-39	93.3	3/2	3.79(2)	5.15	1.51	+/-	1.76(2)	0.25(11)	2.01(11)	2.1(1)
19-K-40	0.012	4	3.1(1.0)*				1.1(6)	0.5(5)*	1.6(9)	35.0(8.0)
19-K-41	6.7	3/2	2.69(8)				0.91(5)	0.3(6)	1.2(6)	1.46(3)
<b>20-Ca</b>			<b>4.70(2)</b>				<b>2.78(2)</b>	<b>0.05(3)</b>	<b>2.83(2)</b>	<b>0.43(2)</b>
20-Ca-40	96.94	0	4.78(5)				2.90(2)	0	2.90(2)	0.41(2)
20-Ca-42	0.64	0	3.36(10)				1.42(8)	0	1.42(8)	0.68(7)
20-Ca-43	0.13	7/2	-1.56(9)				0.31(4)	0.5(5)	0.8(5)	6.2(6)
20-Ca-44	2.13	0	1.42(6)				0.25(2)	0	0.25(2)	0.88(5)
20-Ca-46	0.003	0	3.55(21)				1.6(2)	0	1.6(2)	0.74(7)
20-Ca-48	0.18	0	0.39(9)				0.019(9)	0	0.019(9)	1.09(14)
<b>21-Sc-45</b>	<b>100</b>	<b>7/2</b>	<b>12.1(1)</b>	<b>6.91(22)</b>	<b>18.99(28)</b>	+/-	<b>19.0(3)</b>	<b>4.5(3)</b>	<b>23.5(6)</b>	<b>27.5(2)</b>
<b>22-Ti</b>			<b>-3.370(13)</b>				<b>1.485(2)</b>	<b>2.87(3)</b>	<b>4.35(3)</b>	<b>6.09(13)</b>
22-Ti-46	8	0	4.72(5)				3.05(7)	0	3.05(7)	0.59(18)
22-Ti-47	7.5	5/2	3.53(7)	0.46(23)	7.64(13)		1.66(11)	1.5(2)	3.2(2)	1.7(2)
22-Ti-48	73.7	0	-5.86(2)				4.65(3)	0	4.65(3)	7.84(25)
22-Ti-49	5.5	7/2	0.98(5)	2.6(3)	-1.2(4)		0.14(1)	3.3(3)	3.4(3)	2.2(3)
22-Ti-50	5.3	0	5.88(10)				4.80(12)	0	4.80(12)	0.179(3)
<b>23-V</b>			<b>-0.443(14)</b>				<b>0.01838(12)</b>	<b>5.08(6)</b>	<b>5.10(6)</b>	<b>5.08(4)</b>

## **Anhang B**

### **3D Darstellung Magnetfeld-Abschirmung**

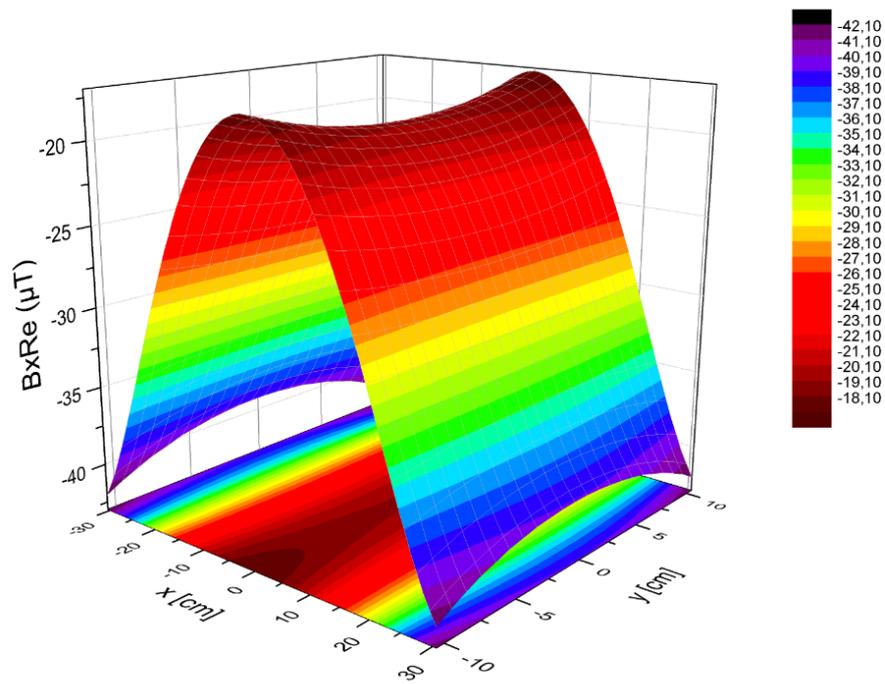
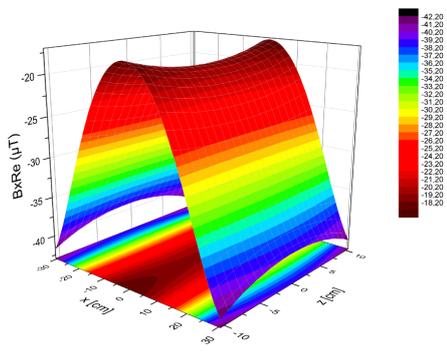
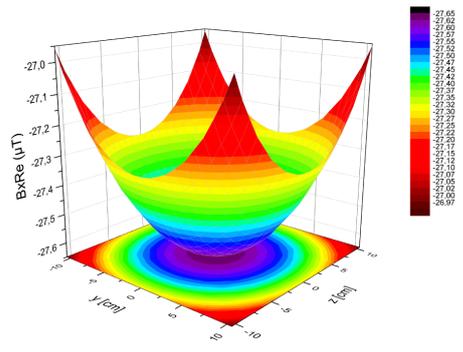


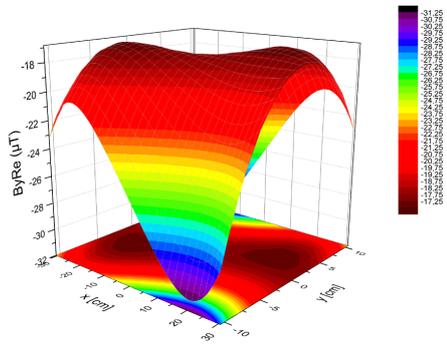
Abbildung B.1:  $B_x(x, y)$



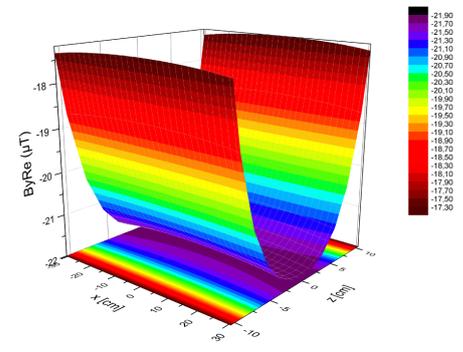
(a)  $B_x(x, z)$



(b)  $B_x(y, z)$

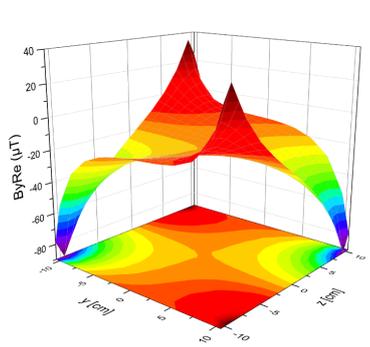


(c)  $B_y(x, y)$

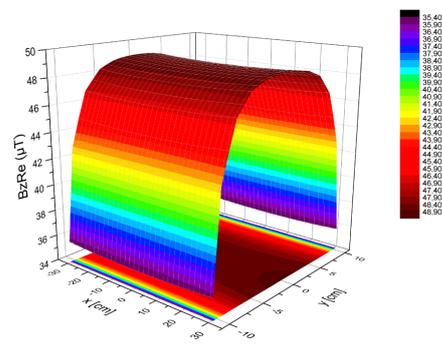


(d)  $B_y(x, z)$

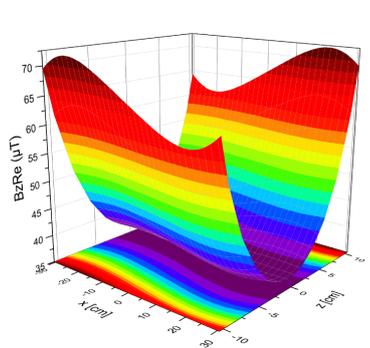
Abbildung B.2: 3D-Darstellung der Felder der aktiven Abschirmung.



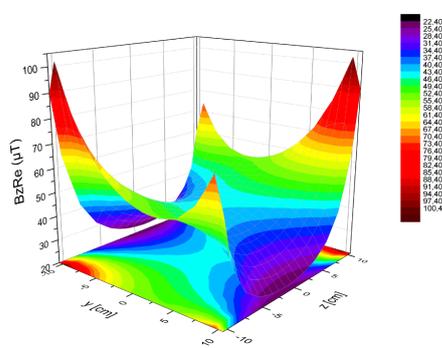
(a)  $B_y(y, z)$



(b)  $B_z(x, z)$



(c)  $B_z(x, z)$



(d)  $B_z(y, z)$

Abbildung B.3: 3D-Darstellung der Felder der aktiven Abschirmung.

# **Anhang C**

## **Pläne & Fotos**



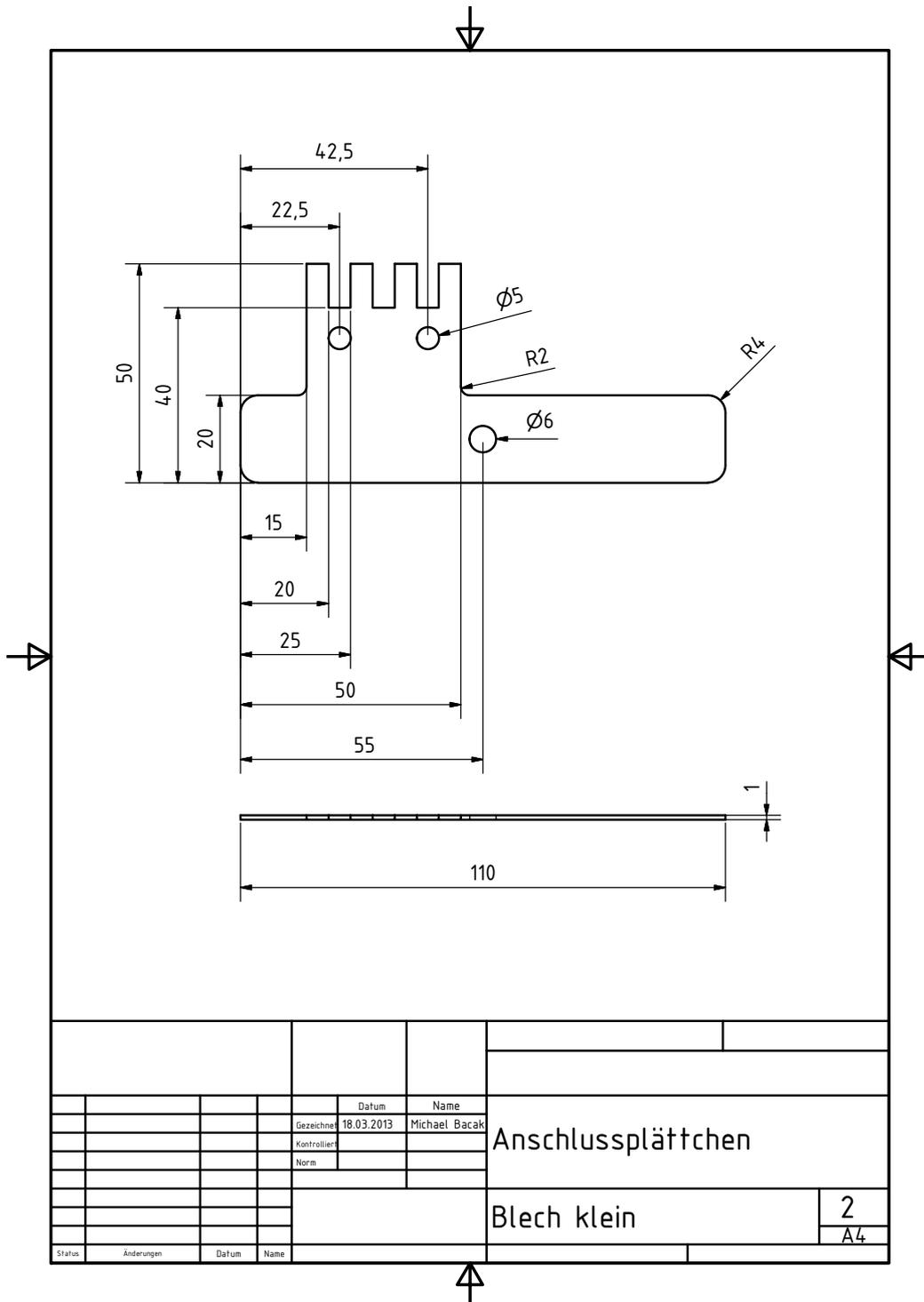
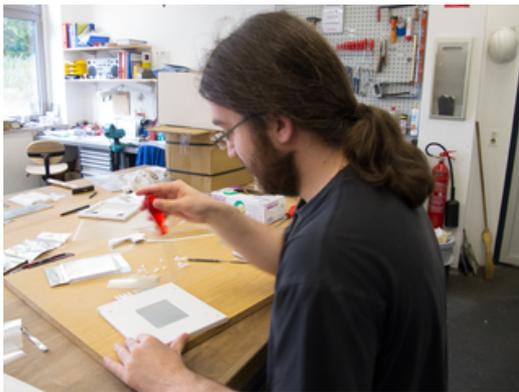
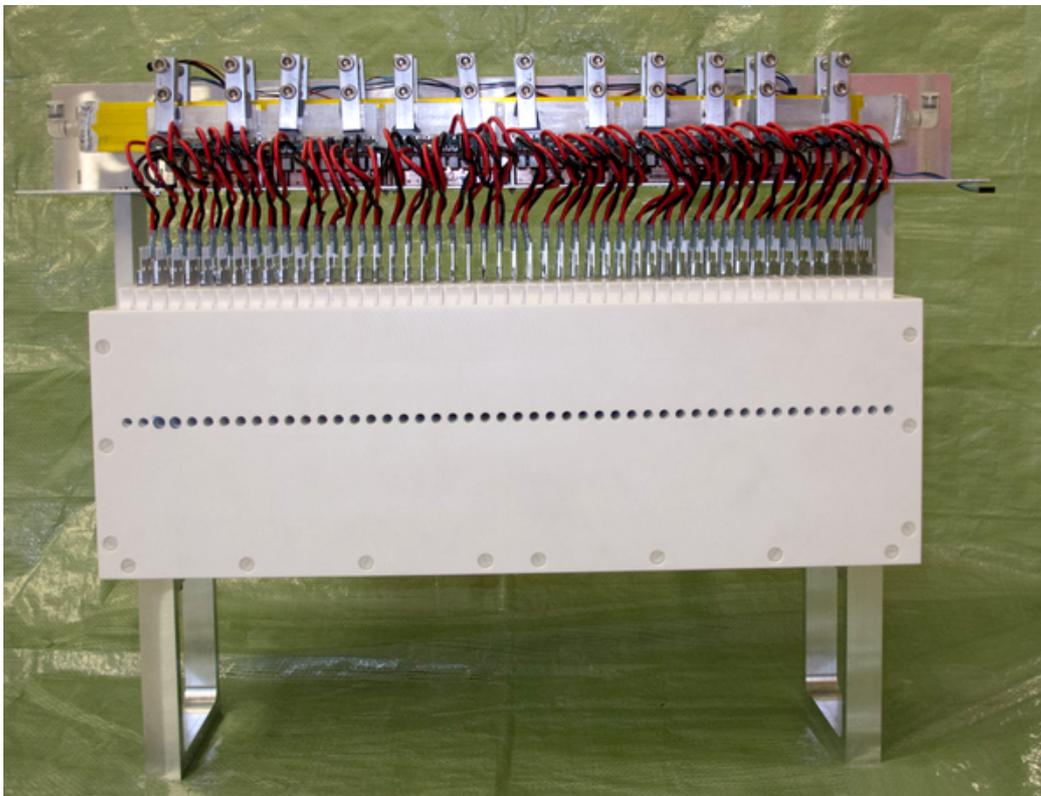


Abbildung C.2: Stromanschlussplättchen für Prototyp 3.1.

## Aufbau von Resonator Prototyp 3.1



## Team Monopol in Grenoble



# Literaturverzeichnis

- [1] Rutherford E., Bakerian Lecture. *Royal Society of London* (1920).
- [2] Byrne J., *Neutrons, Nuclei and Matter*, Institut of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (1994).
- [3] Drabkin G. M., *Sov. Phys. JETP* 16, 282 (1963).
- [4] Drabkin G. M., Trunov V. A., Runov V. B., *Sov. Phys. JETP* 27, 194 (1968).
- [5] Agamalyan M. M., Drabkin G. M., Sbitnev V. I., *Phys. Rep.* 168, 265- 303 (1988).
- [6] Majkrzak C. F., Shirane G., *J. Phys.* 43 Coll. C7215 (1982).
- [7] Parizzi A., Lee W. T., Klose F., *Appl. Phys. A* 74, 1498-1501 (2002).
- [8] Yamazaki D., Soyama T., Aizawa K., Tasaki S., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 529, 204-208 (2004).
- [9] Badurek G., Kollmar A., Seeger A., Schalt W., *Nucl. Instrum. Meth. A* 309, 275-283 (1991).
- [10] Alefeld B., Kollmar A., Badurek G., Drabkin G., *Nucl. Instrum. Meth. A* 306, 300-304 (1991).
- [11] Kreuz M., Nesvizhevsky V., Petoukhov A., Soldner T., *Nucl. Instrum. Meth. A* 547, 583-591 (2005).
- [12] Badurek G., Gösselsberger C., Jericha E., *Physica B* 406, 2458 (2011).
- [13] Badurek G., Gösselsberger C., Jericha E., *Physica B* 406, 2458-2462 (2011).

- [14] Badurek G., et al., Upon the versatility of spatial neutron magnetic spin resonance. *Physica B* 335, 215-218 (2003).
- [15] Badurek G., Gösselsberger C., Jericha E., Design of a pulsed spatial neutron magnetic spin resonator. *Physica B* 406, 2458-2462 (2011).
- [16] Gösselsberger C., et al., Design of a novel pulsed spin resonator for the beta-decay experiment PERC. *Physics Procedia* 17, 62-67 (2011).
- [17] Mach W., Rechberger T., Technische Verbesserung eines Neutronenresonators zur Wellenselektion polarisierter Neutronen. *Projektarbeit, TU-Wien* (2011).
- [18] Dubbers D., Abele H., Baessler S., Märkisch B., Schumann M., Soldner T., Zimmer O., *Nucl. Instrum. Meth. A* 596, 238-247 (2008).
- [19] Abele H., *Prog. Part. Nucl. Phys.* 60, 1-81 (2008).
- [20] Gösselsberger Christoph, Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators. *Dissertation, TU-Wien* (2012).
- [21] Williams W. G., Polarized Neutrons. *Clarendon Press Oxford* (1988).
- [22] Jericha E., Neutronen und Kernphysik Eine Einführung. *Vorlesungsskriptum, WS* (2011).
- [23] <http://ati.tuwien.ac.at/reaktor>, (2013)
- [24] INSTITUT LAUE LAUGEVIN, <http://www.ill.eu> (2013).
- [25] Ageron Paul, Cold Neutron Sources at ILL. *Nucl.Instrum. Methods A* 284, 197-199 (1989).
- [26] Schober Helmut, Neutron scattering instrumentation. In Liyuan Liang, Romano Rinaldi, and Helmut Schober, editors, *Neutron Applications in Earth, Energy and Environmental Science, Neutron Scattering Applications and Techniques*, pages 37-104. Springer US, (2009)
- [27] Nowak S., Wellenlängenselektion von Neutronen mittels dynamischer Magnetfelder, *Diplomarbeit, TU-Wien* (2011).

- [28] Klimko S.A., Grigoriev S.V., Runov V.V., Okorokov A.I., Monochromatization of a polarised neutron beam by means of the spatial spin resonance. *Physica B* 283, 397-399 (2000).
- [29] Schaerpf O., Comparison of theoretical and experimental behaviour of supermirrors and discussion of limitations. *Physica B* 156-157, 631-638 (1989).
- [30] Schaerpf O., Properties of beam bender type neutron polarizers using supermirrors. *Physica B* 156-157, 639-646 (1989).
- [31] Kreuz M., Nesvizhevsk, V., Petoukhov A., Soldner T., The crossed geometry of two super mirror polarisers-a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis. *Nucl. Instrum. Methods A* 547, 583-591 (2005).
- [32] Coulter K. P., McDonald A. B., Happer W., Neutron polarization with polarized He-3. *Nucl. Instrum. Methods A* 270, 90-94 (1988).
- [33] Klauser C., Chastagnier J., Jullien D., Petoukhov A., Soldner T., High precision depolarisation measurements with an opaque test bench. *J. Phys.: Conf. Ser.* 340, 012011 (2012).
- [34] Badurek G., Rauch H., Zeilinger A., Dynamic concepts in neutron polarisation. *Z. Physik B* 38, 303-311 (1980).
- [35] Badurek G., Polarized Neutrons. *Folien NESY Winterschool*, (2011)
- [36] Hayter J. B., Matrix analysis of neutron spin-echo. *Z. Phys. B* 31, 117-125 (1978).
- [37] Badurek G., Kollmar A., Seeger A., Schalt W., Use of a Drabkin spin resonator in inverted geometry neutron time-of-flight spectroscopy. *Nucl. Instrum. Methods A* 309, 275-283 (1991).
- [38] Agamalyan M. M., Drabkin G. M., Sbitnev V. I., Spatial spin resonance of polarized neutrons. A tunable slow neutron filter. *Phys. Rep.* 168, 265-303 (1988).
- [39] Gösselsberger C., et al., Neutron beam tailoring by means of a novel pulsed spatial magnetic spin resonator. *Journal of Physics: Conference Series* 340, 012028 (2012) .

- [40] Gerstmayr T., Ein magnetischer Wanderwellenresonator zur zeitlichen und spektralen Präparation polarisierter Neutronenstrahlen. *Diplomarbeit TU Wien*, (2012).
- [41] Gumpenberger S., Implementation of a spatial magnetic spin resonator for neutron spectroscopy applications. *Diplomarbeit TU Wien*, (2012).
- [42] Demtröder W., Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik. Springer Lehrbuch (2006)
- [43] Raab R., Ausgewählte Experimente mit polarisierten Neutronen und Vergleich Messung zu Simulation. *Projektarbeit TU-Wien*, (2011)
- [44] Berger B., Experimentelle Umsetzung der Geschwindigkeitsselektion mittels Spinsresonanz für sehr kalte Neutronen (VCN). *Diplomarbeit TU-Wien*, (2013)
- [45] <http://www.cst.com>, (2013)
- [46] <http://www.ngdc.noaa.gov>, (2013)
- [47] <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/servlet/E4sMakeE4>, (2013)
- [48] Musiol G., Ranft J., Reif R., Seeliger D., Kern- und Elementarteilchenphysik. *Harri Deutsch* (1995).