

Yuji Hasegawa



DIPLOMARBEIT

Delayed Choice in einem Quantum Cheshire Cat Experiment

ausgeführt am
Atominstitut
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
Associate Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Yuji HASEGAWA

durch
Stefan Lindner
Baumeistergasse 26/2/5
1160 Wien
Matrikelnummer e00925022

Wien, am 23.10.2017

Stefan Lindner

Habe den Mut, deinen Verstand zu gebrauchen.

HELENE MAURER, NACH IMMANUEL KANT

Danksagung

Allen voran möchte ich mich bei meinem Betreuer YUJI HASEGAWA für seine umfassende, geduldige und kompetente Beratung, seine vielen Ratschläge und für die Möglichkeit die Experimente am ILL in Grenoble durchzuführen bedanken - Gerade die Zeit in Grenoble war eine sehr sehr spannende Erfahrung, die ich sehr zu schätzen weiß!

Des weiteren möchte ich meinen Kollegen aus der Arbeitsgruppe, HERMANN GEPPERT, BÜLENT DEMIREL, STEPHAN SPONAR und ARMIN DANNER für viele wertvolle Anregungen und Tipps vor, während und nach der Durchführung der Experimente bedanken - vor allem gilt hier mein Dank aber WENZEL KERSTEN und RICHARD WAGNER, die gemeinsam mit mir am Institut Laue Langevin waren und ohne deren Mithilfe und Beratung oft bis spät Abends die Experimente teils vielleicht gar nicht möglich gewesen wären.

Besonderer Dank gebührt an dieser Stelle auch dem österreichischen Bundesministerium für Wissenschaft, Forschung und Wirtschaft beziehungsweise genauer, den Leistungsträgern des Staates Österreich. Diese haben mir mit ihrer Steuerlast das Studium und damit auch diese Arbeit erst ermöglicht, da es an einem fairen System nachgelagerter Studiengebühren für das ich mich im Rahmen meiner ehrenamtlichen Tätigkeit in der liberalen Hochschulpolitik immer eingesetzt habe, leider noch immer fehlt.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei Freunden und Familie für die persönliche Unterstützung, nicht nur während meiner Diplomarbeit sondern während meines ganzen Studiums bedanken, in dem es auch schwierigere Phasen gegeben hat in denen sie mir eine große Stütze waren. Vor allem nennen möchte ich an dieser Stelle SOPHIA SCHNACK, SASCHA FACOL, MICHAEL DOPPLER, VIKTORIA RITTER sowie meine Familie!

Kurzfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es zu zeigen, dass der Cheshire Cat Zustand, dessen experimenteller Nachweis bereits durch TOBIAS DENKMAYR *et. al.* erbracht wurde, auch präpariert werden kann, wenn die Postselektion früher erfolgt als der Austritt des Neutrons aus dem Interferometer (delayed choice). Dazu wird ein Spin-Up-polarisierter Neutronenstrahl mit einer DC-Spule in Vorwärtsrichtung gekippt und tritt so in ein 3-Platten-Interferometer (Triple-Laue-Interferometer) ein.

Der Quantum Cheshire Cat Effekt zeigt im Wesentlichen, dass es auf quantenmechanischer Ebene möglich ist, dass sich ein System so verhält, als wären Teilchen von ihren Eigenschaften räumlich getrennt. Ziel des Experimentes ist es nun, einen Kritikpunkt am Experiment von TOBIAS DENKMAYR auszuräumen, wonach es prinzipiell möglich ist, durch Rückwärtszeitentwicklung das Resultat, genauer welchen Pfad das Neutron im Interferometer gewählt hat, bereits vor auszuberechnen. Das soll durch einen Delayed Choice Ansatz bewerkstelligt werden: Der Zeitpunkt der Entscheidung, welche Messung tatsächlich durchgeführt wird, soll so weit nach hinten verlegt werden, dass das Neutron in dieser Zeit das Interferometer bereits wieder verlassen hat. Dadurch kann nicht mehr argumentiert werden, dass das Neutron während seinem Durchflug durch das Interferometer bereits "weiß" welchen Pfad es wählt und die Möglichkeit einer Vorausberechnung ist nicht mehr gegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wird nun nach dem Interferometer ein oszillierendes Magnetfeld angelegt, das in zufälliger Sequenz einen Spinflip um π ausführt (eingeschaltetes Feld) oder nicht (abgeschaltetes Feld). In Kombination mit dem nachfolgenden Superspiegel bewirkt das, dass in ebendieser zufälligen Sequenz entweder die Neutronen deren Spin in up- oder jene deren Spin in down-Richtung polarisiert sind, postselektiert werden. Die Neutronen werden so in verschiedenen, kurzen Zeitintervallen gezählt und anschließend entsprechend der im jeweiligen Zeitintervall vorliegenden Spinauswahl über alle Zählungen summiert. Aus diesen Summen geht der Cheshire Cat Effekt wiederum hervor.

Das Experiment zeigt, dass der Delayed Choice Ansatz im Großen und Ganzen funktioniert und der Effekt sichtbar ist. Durch verschiedene Umstände, wie vor allem einer gegen Ende des Experimentes ausgefallene Temperaturregulierung und damit verlorengegangener Kontrast ist die statistische Signifikanz der Ergebnisse nicht vollständig gewährleistet. Am Ende der Arbeit sind daher einige Vorschläge für Verbesserungen und weiterführende Studien angeführt, die diese Problematik beheben und die argumentative Stichhaltigkeit noch weiter erhöhen können.

Abstract

The aim of this thesis is to demonstrate, that the *Cheshire Cat* state, of which existence was first experimentally shown by TOBIAS DENKMAYR *et. al.*, can also emerge, if the postselection is done earlier than the exit of the neutron from the interferometer (delayed choice). Therefore the spins in a spin-up-polarized neutron beam is turned in the flight direction of the neutrons with a DC-coil and enters afterwards a triple-Laue-interferometer. The *quantum cheshire cat* effect shows in general, that a quantum system can behave like particles which are separated from their properties. The aim of the experiment done in this thesis is to clarify one point of criticism raised against the experiment of Tobias Denkmayr. It was criticized, that theoretically it is possible through time-development, to predict, what path the neutron will take in the interferometer. This will be done with a *delayed choice*-experiment: The postselection is done in a moment, where the neutron already has left the interferometer. In that way, one cannot predict the neutrons way through the interferometer.

In this experiment, an oscillating magnet field is applied after the interferometer, which performs a π -spinflip (field on) or not (field off) by chance. In combination with a super-mirror placed after the RF-coil which applies the oscillating field, either the neutrons with spin up or the neutrons with spin down are postselected. As a consequence, neutrons get counted in different short time intervalls and afterwards the counts in the intervalls where spin-up-neutrons were counted and the counts where spin-down-neutrons were counted, get summed up and from these sums the quantum cheshire cat effect emerge.

The experiment makes evidence, that this delayed choice extension to the quantum cheshire cat experiment works in general. Because of different outer conditions through the experiment, like a failure in the temperature management, the statistic significance of the results is not very strong. In the end of the thesis therefore some suggestions for improvements and further studies are given, which could improve the quality of the results.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Theoretische Grundlagen - Hintergrund der Studie	12
2.1	Starke vs. schwache Messung - quantenmechanischer Messprozess	12
2.2	Weak values	13
2.2.1	Vorschlag zur experimentellen Umsetzung	14
2.2.2	Experimentelle Umsetzung	17
2.3	Neutroneninterferometrie	21
2.3.1	Hintergründe	21
2.3.2	Praktische Umsetzung	22
2.4	Quantum Cheshire Cat	24
2.4.1	Realisierung eines Cheshire Cat Zustandes	25
2.4.2	Reaktionen auf das Experiment - Motivation für die vorliegende Studie	27
2.5	Delayed Choice	28
2.5.1	<i>Delayed Choice</i> Gedankenexperiment zum Welle-Teilchen-Dualismus	29
2.5.2	<i>Delayed Choice</i> in quantenmechanischen Experimenten	31
2.6	Das vorliegende Experiment - erwartete Resultate	33
3	Technische Grundlagen	37
3.1	Reaktor am Institut Laue-Langevin, Grenoble	37
3.1.1	Neutronenquelle	37
3.1.2	Monochromator	40
3.1.3	Polarisator	41
3.1.4	Spinanalysator	41
3.1.5	Detektor	42
3.2	TRIGA-Reaktor am Atomsinstitut der TU Wien	44
3.3	Manipulation des Neutronenspins	45
3.3.1	Gleichstromflipper	45

3.3.2	Resonanzfrequenzflipper	46
4	Experimentelle Realisierung	48
4.1	Vorbereitungen	48
4.1.1	Auslegung der Spule	48
4.1.2	Kalibration der hochfrequenten Spulenströme - RF-Flipper	50
4.1.3	Test der Detektoren	53
4.2	Messung an der Neutroneninterferometrie-Beamline S18, Institut Laue-Langevin (ILL)	59
4.2.1	Optimierung der Strahlposition	59
4.2.2	Auffinden des Intensitäts-Peaks im Drehwinkel	60
4.2.3	Setup zum Experiment	62
4.2.4	Einrichtung des Superspiegels	64
4.2.5	Temperaturkontrolle - Kühlung der Spulen	64
4.2.6	Aufnahme von Interferogrammen	65
4.2.7	Einstellung der Gleichstrom-Flipper	67
4.2.8	Einrichten der Spulen für die Spin-Präparation	69
4.2.9	Einrichtung des RF-Flippers	71
5	Messergebnisse	73
5.1	<i>Delayed Choice</i> -Signal	74
5.2	Auswahl des Zeitfensters für die Auswertung	75
5.3	Resultate	77
5.3.1	Rohdaten	77
5.3.2	Endergebnisse	83
6	Diskussion	87
6.1	Aufbau des Interferometers und Setup	87
6.1.1	Spinprojektion	87
6.1.2	Intensitätsbalance	87
6.1.3	Kontrast	87
6.2	Hochfrequenzschaltung	88
6.3	<i>Delayed Choice</i>	88
7	Zusammenfassung und Ausblick	89
7.1	Aufbau des Interferometers und Setup	89
7.1.1	Spinprojektion	89
7.1.2	Intensitätsbalance	89

7.1.3	Kontrast	89
7.2	Hochfrequenzschaltung	90
7.3	<i>Delayed Choice</i>	90
7.4	Ausblick	91
7.4.1	Aufbau des Interferometers und Setup	91
7.4.2	Hochfrequenzschaltung	91
7.4.3	<i>Delayed Choice</i>	92
7.4.4	Detektion	92
A	R-Codes	93

Kapitel 1

Einleitung

Die Quantentheorie hat seit Anbeginn Effekte hervorgebracht die sich auf den ersten Blick der Intuition des Menschen und seinem Verständnis der Natur entziehen zu scheinen. Als Beispiele hierfür seien der Doppelspaltexperiment oder das Stern-Gerlach-Experiment genannt, wobei man Beobachtungen machen kann die mit der klassischen Physik nicht erklärbar sind. Beim Doppelspaltvexperiment ist das etwa die Tatsache, dass sich hinter dem Doppelspalt nach Belichtung auf einer Fotoplatte keine zwei geschwärtzten, gleich starken Linien befinden sondern ein Beugungsmuster wie man es von einer Welle erwarten würde. Dass diese neu entdeckte Quantenwelt eine sehr tiefgehende ist, hat unter anderem das Stern-Gerlach-Experiment gezeigt, das durch die Aufspaltung eines Atomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld die Entdeckung des quantenmechanischen Spins vollbracht hat, der bis dato gänzlich unbekannt war.

Ein anderer, auf den ersten Blick paradoxer Effekt wird im Rahmen dieser Arbeit näher untersucht: Der *Quantum Cheshire Cat* Effekt. Die Grundidee ist es zu zeigen, dass auf quantenmechanischer Ebene ein Objekt bzw. ein Quantensystem - im vorliegenden Fall ein Neutron - das eine bestimmte Prä- und Postselektion durchläuft, sich so verhält, als wäre es von seinen Eigenschaften räumlich getrennt [1]. Dies ist durch LEON FILTER künstlerisch veranschaulicht worden und in Abbildung 1.1 dargestellt.

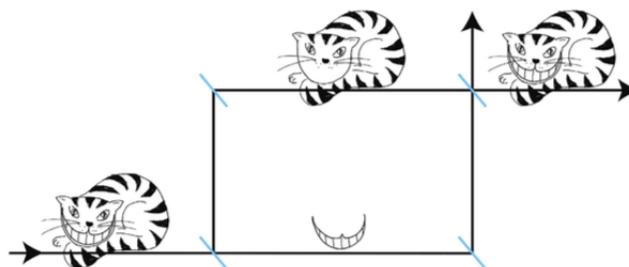


Abbildung 1.1: Namensgebende Veranschaulichung des *Quantum Cheshire Cat* Effektes von LEON FILTER, entnommen aus [1]

Als Grundprinzip kommt die Neutroneninterferometrie [2] zum Einsatz. Das Prinzip dieser Methode beruht darauf, dass an einer dünnen Platte aus einem Silicium-Einkristall (aus dem das gesamte Interferometer geschnitten ist) durch die in einem bestimmten Winkel (Bragg-Winkel) ein Neutronenstrahl geleitet wird, Beugung an dieser Platte auftritt. So entstehen zwei kohärente Neutronenstrahlen (Siehe Abbildung 1.2). An der zweiten Platte werden diese beiden Strahlen reflektiert bzw. gebrochen und so rekombinieren sie auf einem Punkt der dritten Platte wieder. So entsteht ein Superpositionszustand aus den beiden Teilstrahlen bzw. Teilwellen und es kann Interferenz zwischen den beiden Strahlen auftreten. Durch Veränderung der Phase der beiden Teilstrahlen (durch eine Platte aus Saphir die hier als Phasenschieber dient) kann nun auf diesem Weg ein Interferogramm aufgenommen werden. Durch die Dicke der Platten von etwa 2 mm entsteht auch eine Aufweitung des Strahls: Bei der Dimensionierung des Interferometers muss daher ein Kompromiss zwischen möglichst kleiner Strahlaufweitung und hinsichtlich mechanischer Belastbarkeit hinreichend dicker Platten gefunden werden [3].

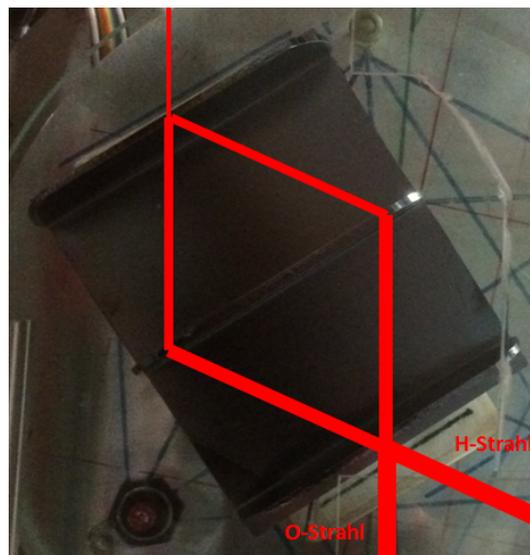


Abbildung 1.2: Strahlengang im Interferometer - LAUE-Konfiguration

Der *Quantum Cheshire Cat* Effekt wird nun nachgewiesen indem an den reinen präselektierten Zuständen vier verschiedene Messungen mit je einem zusätzlichem Eingriff in das Quantensystem durchgeführt werden: Je eine Messung mit einem partiellen Absorber im linken und rechten Pfad sowie je eine Messung mit einem zusätzlichem Feld im rechten bzw linken Pfad. Es zeigt sich, dass das Zusatzfeld nur in einem, der Absorber hingegen nur im anderen Pfad eine Wirkung hat. Das bedeutet, dass die Wirkung des Neutrons als Teilchen (was durch Absorption bewiesen werden kann) nur im einen und die des Spins (bewiesen durch das Zusatzfeld, das die Ausrichtung des Spins geringfügig verändert und

durch diese Änderung des Spinwinkels die Intensität beeinflusst die den Spinanalysator passieren kann) nur im anderen Pfad des Interferometers messbar ist.

Dieser Ansatz den *Quantum cheshire cat* Effekt zu zeigen hat großes Aufsehen erregt (siehe [18]), aber auch eine wesentliche Kritik an der Vorgehensweise hervorgebracht die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgeräumt werden soll: Dadurch, dass die vier Messungen separat durchgeführt und der jeweilige Zustand schon präpariert ist, wäre es prinzipiell möglich mittels Rückwärtszeitentwicklung zu berechnen, welchen Pfad das Neutron gewählt hat und es wäre möglich, den Effekt vorzuberechnen. Dem soll nun begegnet werden, indem die Pfadauswahl erst erfolgt, nachdem das Neutron in das Interferometer eingetreten und es wieder verlassen hat. Dazu wird nach dem Interferometer eine zusätzliche Spule geschaltet, die in hoher Frequenz einen Flip um π ausführt (eingeschaltene Spule) oder nicht (ausgeschaltene Spule) - so wird die Polarisationsrichtung der Spins im eingeschalteten Fall umgekehrt und dadurch dass der Analysator nur eine Spinrichtung passieren lässt, faktisch auf den anderen Pfad umgeschaltet. Dass der gefundene Effekt diesem zusätzlichen Eingriff standhält und der *Quantum cheshire cat* Effekt somit untermauert wird, soll in dieser Arbeit gezeigt werden. Damit wird im Rahmen dieser Arbeit ferner auch die Kausalität im *Quantum Cheshire Cat* Experiment und die Gültigkeit des Zweivektor-Formalismus untersucht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen - Hintergrund der Studie

Die Grundlage dieser Studie basiert auf einer Theorie von YAKIR AHARONOV [2], wonach die harten Bedingungen des quantenmechanischen Messprozess in gewisser Weise durch eine *schwache* Messung abgeschwächt werden kann. Dazu wird der Begriff der *weak values* bzw. des *weak measurements* eingeführt, der in diesem Abschnitt vorgestellt werden soll.

2.1 Starke vs. schwache Messung - quantenmechanischer Messprozess

Die konventionelle quantenmechanische Messung kann so erklärt werden, dass durch Wechselwirkung einer zu messenden Observablen A mit einem Hamilton-Operator H Eigenwerte a_i dieser Observablen A erzeugt werden. Dieser Hamilton-Operator ist definiert als [2] [21]

$$H = -g(t)qA \quad (2.1)$$

$g(t)$, die Kopplungskonstante zwischen Impuls p und der Impulsvariable des Probe-Systems π die als Maß für die Messstärke fungiert, ist eine normierte Funktion mit kompaktem Träger um den Zeitpunkt der Messung und ist Delta-förmig. q , die Ortsvariable des Messsystems mit konjugierter Variable π ist Gauss-verteilt. Das bedeutet für den Hamilton-Operator

$$e^{-i \int H dt} e^{-\frac{\pi^2}{4(\Delta\pi)^2}} \sum_i \alpha_i |A = a_i\rangle = \sum_i \alpha_i e^{-\frac{(\pi - a_i)^2}{4(\Delta\pi)^2}} |A = a_i\rangle \quad (2.2)$$

Der Ausdruck $\sum_i \alpha_i |A = \alpha_i\rangle$ bezeichnet hier den Anfangszustand des Messsystems. Betrachtet man nun die beiden Extremfälle einer sehr kleinen und sehr großen Messunsicherheit $\Delta\pi$ im Vergleich zu den Unterschieden zwischen den Eigenzuständen α_i der Observablen A , so erhält man als Finalzustand eine Summe von Gauß-Funktionen die an den einzelnen Eigenwerten α_i von A positioniert sind. Im Fall großer $\Delta\pi$ ist das nicht der Fall: Man erhält eine einzige Gauß-Funktion mit Standardabweichung $\Delta\pi$ und Erwartungswert um den Erwartungswert von A ,

$$\langle A \rangle = \sum_i |\alpha_i|^2 a_i. \quad (2.3)$$

Eine einzige dieser Messungen liefert wegen $\Delta\pi \gg \langle A \rangle$ keine Information über den Messwert von A .

Die Idee der *schwachen Messung* besteht nun darin, die Messung für ein Ensemble von N Teilchen im selben Anfangszustand durchzuführen. Das reduziert den Fehler auf $\frac{\Delta\pi}{\sqrt{N}}$, während das arithmetische Mittel der Messungen bei $\langle A \rangle$ bleibt. So kann die Messgenauigkeit von $\langle A \rangle$ theoretisch beliebig hoch gebracht werden. Im Fall der Neutroneninterferometrie und damit auch im Fall der vorliegenden Arbeit bedeutet das eine Erhöhung der Messzeit sodass mehr Neutronen gezählt werden.

2.2 Weak values

Das Ziel ist es, die Rückwirkung des Messprozesses auf das Quantensystem zu reduzieren, um eine möglichst ungestörte Zeitentwicklung zu erzielen. Dabei wird eine statistische Eigenschaft des Erwartungswertes ausgenutzt: Eine reine Verbreiterung der Verteilungsfunktion, was hinsichtlich dem Messen einer "Verschmierung", also einer Erhöhung der Standardabweichung gleichkommt, hat keinen Einfluss auf die Lage des Erwartungswertes. Die "Beweislast", also der Aufbau der statistischen Sicherheit wird auf mehrere Messungen verteilt (siehe Abbildung 2.1: Die roten Gausskurven stellen die Messungen zu zwei verschiedenen Eigenwerten a_i dar, die blaue Kurve entspricht der Messung des weak value). Die Idee ist, dass erst die statistische Auswertung, also nach erfolgter Wechselwirkung, das Signal ergibt, wobei der Erwartungswert der einzelnen Messungen (im vorliegenden Fall jedes einzelne Neutron und die Entscheidung welchen Pfad es wählt) stets gleich bleibt. Diese zweite Messung nach der schwachen Interaktion des Systems mit dem Messsystem heißt Postselektion und ist selbst eine starke Messung. Der Effekt der vorangegangenen schwachen Wechselwirkung ist nun, dass sich der verbreiterte Peak nach außen, unter Umständen sogar außerhalb des Eigenwertspektrums der Observable A , verschiebt. Diese Eigenschaft ist eine typische für den weak value.

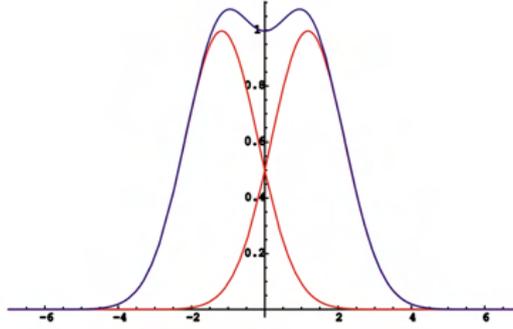


Abbildung 2.1: Konzept des *weak value*. Die Abszisse trägt die Einheit des Eigenwertspektrums der Observable A , die Ordinate hat als Einheit die Stärke des Messsignals

Möchte man eine Observable A messen, so ist ihr weak value definiert als

$$A_w = \frac{\langle \psi_f | A | \psi_e \rangle}{\langle \psi_f | \psi_e \rangle} \quad (2.4)$$

wobei ψ_e und ψ_f den Anfangs- und Finalzustand der Wellenfunktion eines Teilchens beschreiben. Sind Anfangs- und Finalzustand also identisch, so geht der weak value in den Erwartungswert der Observablen A über und dieser ist für Eingangszustand und Finalzustand gleich. Eine andere Bezeichnung die hier Erwähnung finden sollte, ist *Präselektierter Zustand* für den Eingangszustand und *Postselektierter Zustand* für den Finalzustand. In der Praxis bedeutet das, dass das gemessene Teilchen in einem Zustand, dem Anfangszustand, präpariert wird (im vorliegenden Experiment geschieht das durch die Magnetprismen und die Spulen zur Spinpräparation) und in einem Zustand, dem Finalzustand, gemessen wird. Der weak value ist in der Regel eine komplexe Größe.

2.2.1 Vorschlag zur experimentellen Umsetzung

Eine erste experimentelle Umsetzung des *weak value*-Konzepts ist ebenfalls in [2] vorgeschlagen. Ein Teilchenstrahl mit scharf definierter Teilchengeschwindigkeit bewegt sich entlang der y -Achse. Ihre Spins zeigen in Richtung ξ , sind also mit einem kleinen Winkel α in Richtung x verkippt.

Nun wird der Spin in z -Richtung mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Apparates, der nur einen schwachen Feldgradienten aufweist, schwach gemessen. So wird ein Mischzustand zwischen den beiden Werten von σ_z erzeugt. Anschließend wird durch einen weiteren Stern-Gerlach-Apparat stark die Spin- z -Richtung gemessen (Siehe Abbildung 2.2).

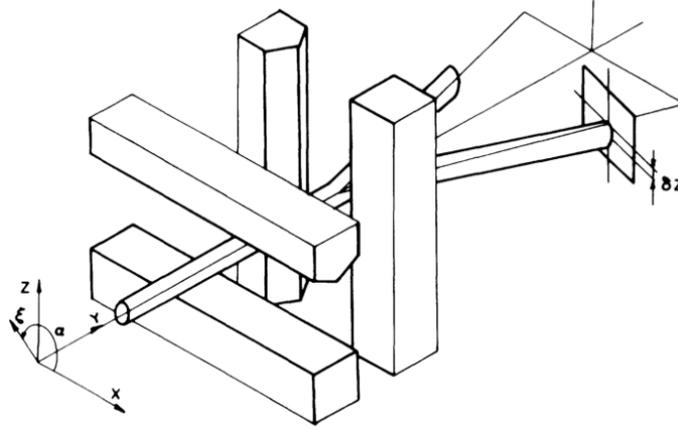


Abbildung 2.2: Messaufbau zum kombinierten Stern-Gerlach-Experiment zur Demonstration des *weak value*-Konzeptes, entnommen aus [2]

Dieser vollführt somit eine starke Messung von σ_x . Nun wird ein Strahl verworfen und nur der Strahl mit $\sigma_x = 1$ wird detektiert - die Postselektion. Durch den Aufbau entsteht ein breites Signal auf dem Schirm, dessen Verschiebung in z -Richtung das Maß für den *weak value* von σ_z ist:

$$\sigma_{z,w} = \frac{\langle \uparrow_x | \sigma_z | \uparrow_\xi \rangle}{\langle \uparrow_x | \uparrow_\xi \rangle} = \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (2.5)$$

wobei α den Winkel bezeichnet, um den die Spins geringfügig in Richtung der x -Achse verkippt sind. Um ihn zu berechnen benötigt man den Hamilton-Operator des ersten Stern-Gerlach-Apparates

$$H_1 = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z} z \sigma_z g(y - y_2) \quad (2.6)$$

der die schwache Messung ausführt, sowie den Hamilton-Operator des zweiten Stern-Gerlach-Apparates

$$H_2 = -\mu \frac{\partial B_x}{\partial x} x \sigma_x g(y - y_1) \quad (2.7)$$

der die starke Messung beschreibt. Dabei bezeichnet μ das magnetische Moment des Teilchens und p seinen Impuls in y -Richtung.

Damit die Bedingung einer schwachen Messung erfüllt ist, muss wie zuvor beschrieben gelten, dass $\Delta\pi \gg \langle A \rangle$, was im konkreten Fall bedeutet dass

$$\mu \left| \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| \max\left(\left|\tan\frac{\alpha}{2}\right|, 1\right) \ll \delta p_z = \frac{1}{2\Delta\pi} \quad (2.8)$$

gelten muss. Die Änderung des Impulses in z -Richtung ist hier durch

$$\delta p_z = \mu \frac{\partial B_z}{\partial z} \tan \frac{\alpha}{2} \quad (2.9)$$

gegeben. Damit die Aufspaltung des Strahls im zweiten Stern-Gerlach-Apparat ausreicht, muss gelten

$$\mu \left| \frac{\partial B_x}{\partial x} \right| \gg \Delta p_x \quad (2.10)$$

Daraus kann gezeigt werden, dass dieser Messaufbau den Eingangszustand des Gesamtsystems der durch die Wellenfunktion

$$|\Psi_e\rangle = |\phi_e\rangle \times |\psi_e\rangle = \Delta^{-\frac{3}{2}} (2\pi)^{-\frac{3}{4}} e^{-\frac{x^2}{4\Delta^2}} e^{-\frac{y^2}{4\Delta^2}} e^{-\frac{z^2}{4\Delta^2}} e^{-ip_0 y} \left(\cos \frac{\alpha}{2} |\uparrow_z\rangle + \sin \frac{\alpha}{2} |\downarrow_z\rangle \right) \quad (2.11)$$

beschrieben wird zu einem Finalzustand des Messsystems

$$|\phi_f\rangle = e^{-\Delta^2 \left(\frac{p_0}{l} \right)^2 \left(z - \frac{l\mu}{p_0} \frac{\partial B_z}{\partial z} \tan \frac{\alpha}{2} \right)^2} \quad (2.12)$$

verändert, wobei

$$|\psi_e\rangle = \left(\cos \frac{\alpha}{2} |\uparrow_z\rangle + \sin \frac{\alpha}{2} |\downarrow_z\rangle \right) \quad (2.13)$$

der Eingangszustand des Spinsystems ist. Der Wert der Spinkomponente dieser Wellenfunktion ergibt sich zu $\tan \frac{\alpha}{2}$, was dem Wert des *weak value* von σ_z entspricht.

2.2.2 Experimentelle Umsetzung

Eine direkte praktische Umsetzung zu AHARONOV's Gedankenexperiment zum weak value wird in [24] berichtet. Abbildung 2.3 zeigt den prinzipiellen Messaufbau.

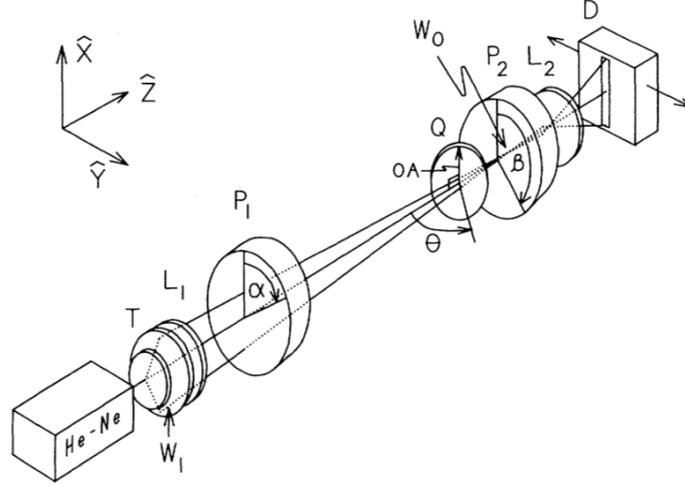


Abbildung 2.3: Aufbau des ersten experimentellen Nachweis des *weak value* Konzepts, entnommen aus [24]

Der Strahl eines Helium-Neon-Lasers wird durch Polarisationsfilter linear polarisiert. Diese Polarisatoren vollführen die Prä- und später die Postselektion, zwischen denen durch einen doppelbrechenden Kristall eine schwache Messung vollzogen wird. Diese erfolgt, indem der Kristall den Laserstrahl in zwei orthogonal zueinander polarisierte Teilstrahlen zerlegt, die um eine Länge die klein gegenüber dem Strahldurchmesser ist, gegeneinander versetzt sind. Die Messgröße ist im vorliegenden Fall die Feldstärke E des elektrischen Feldes das durch den Laser erzeugt wird. Der Eingangszustand ist somit beschrieben durch

$$|\psi_e\rangle = E_e(\alpha) = E_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} (\vec{e}_x \cos \alpha + \vec{e}_y \sin \alpha) \quad (2.14)$$

wobei α der Polarisationswinkel Laserstrahls nach dem ersten Polarisationsfilter, \vec{e}_x und \vec{e}_y die Einheitsvektoren in x - bzw. y -Richtung und w_0 der Strahldurchmesser ist. Die optische Achse des nachfolgenden doppelbrechenden Kristalls ist identisch mit der x -Achse. Er teilt den Strahl in zwei Teilstrahlen auf, die dadurch um einen Abstand a der klein gegenüber dem Strahldurchmesser w_0 ist, voneinander getrennt werden. Eine weitere Eigenschaft eines doppelbrechenden Kristalls die hier genutzt wird, ist dass der direkte und der gebrochene Strahl um einen Phasenwinkel ϕ gegeneinander verschoben werden.

Nach dem Durchgang durch den doppelbrechenden Kristall hat die Wellenfunktion bzw.

das elektrische Feld die Form

$$E_w = E_0 e^{-\frac{x^2}{w_0^2}} \left(e^{-\frac{(y+a)^2}{w_0^2}} \vec{e}_x \cos \alpha + e^{-\frac{y^2}{w_0^2}} \vec{e}_y \sin \alpha \right) \quad (2.15)$$

Anschließend passiert der so aufgeteilte Strahl einen weiteren Polarisationsfilter, der um einen Winkel β dreht. Diese Postselektion ergibt den Finalzustand

$$E_f = E_0 e^{-\frac{x^2}{w_0^2}} \left(e^{-i\phi \frac{(y+a)^2}{w_0^2}} \cos \alpha \cos \beta + e^{-\frac{y^2}{w_0^2}} \sin \alpha \sin \beta \right) (\vec{e}_x \cos \beta + \vec{e}_y \sin \beta) \quad (2.16)$$

der durch die Bestimmung der Intensitätsverteilung $I(y) = K|E_f|^2$ mit einem Proportionalitätsfaktor K entlang der y -Achse gemessen wird. Ist nun $\beta = \alpha$, so ergibt sich $I(y)$ aus der positiven Interferenz zweier um eine Distanz a voneinander getrennter Teilstrahlen, die klein gegenüber dem jeweiligen Strahldurchmesser ist. Im Fall dass $\beta = \alpha + \frac{\pi}{2} + \epsilon$ mit einem gegenüber α und β kleinen Winkel ϵ , sind die Finalzustände nahezu orthogonal und man erhält destruktive Interferenz.

Wenn nun

$$\frac{1}{2} \frac{a}{w_0} \ll \epsilon \ll 1 \quad (2.17)$$

gilt, erhält man für die Intensitätsverteilung $I(y)$ eine einzige Gaußkurve, deren Maximum um den weak value

$$A_w \approx \frac{1}{2} a \cot(\epsilon) \quad (2.18)$$

verschoben ist, der deutlich größer sein kann als a , was die wichtigste Eigenschaft des weak value zeigt. Die Resultate des Experimentes sind in Abbildung 2.4 dargestellt. (a) zeigt den Fall $\alpha = \beta = \frac{\pi}{4}$, was dem Fall konstruktiver Interferenz entspricht, (b) den Fall $\alpha = \frac{\pi}{4}, \beta = \frac{3\pi}{4} + 2.2 \cdot 10^{-2}$, was der Messung des weak value entspricht und (c) den Fall $\alpha = \frac{\pi}{4}, \beta = \frac{3\pi}{4}$, was orthogonalem Eingangs- und Finalzustand entspricht.

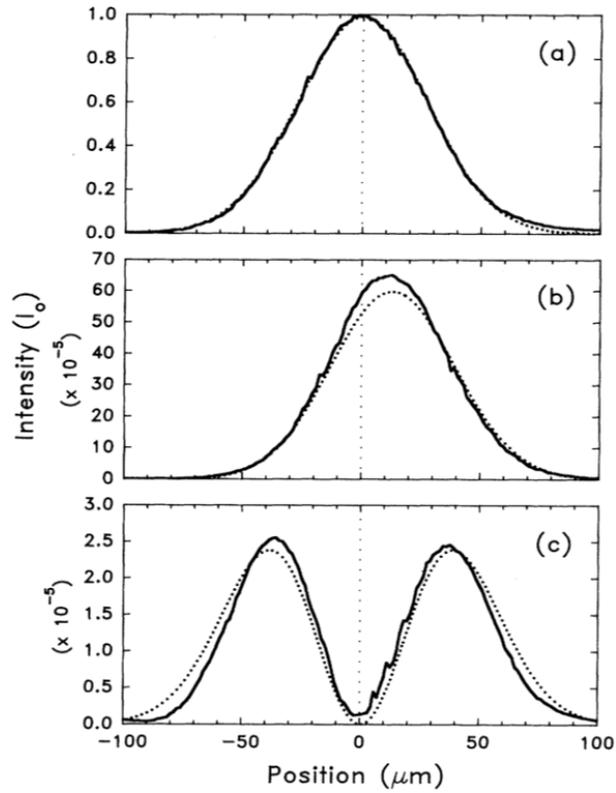


Abbildung 2.4: Resultate zum ersten experimentellen Nachweis des Konzepts der schwachen Messung um *weak values* zu bestimmen, entnommen aus [24]

Die *weak values* können auch auf kompliziertere Systeme angewandt werden. Ein weiterführendes Experiment ist in [13] beschrieben (Siehe Abbildung 2.5), das im Folgenden in groben Umrissen vorgestellt werden soll.

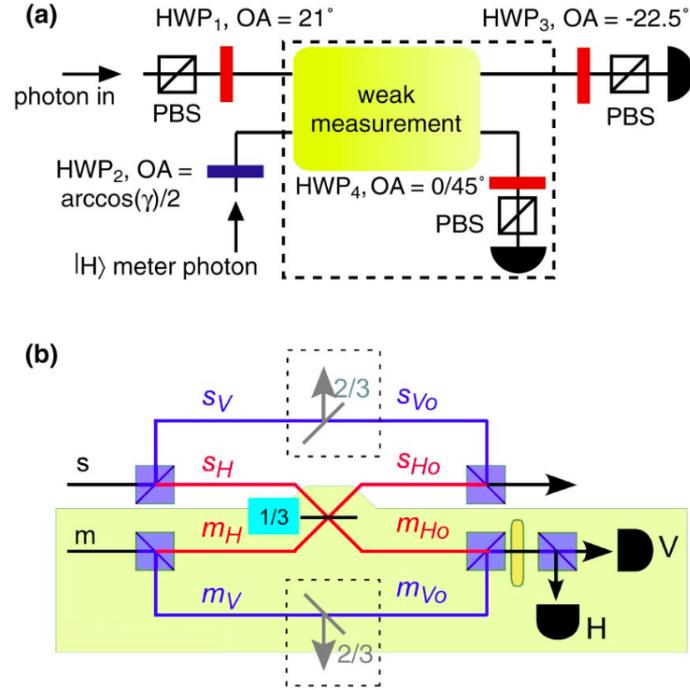


Abbildung 2.5: Aufbau zum experimentellen Nachweis des *weak value* Konzepts. (a) beschreibt den gesamten Aufbau, (b) das System zur schwachen Messung, entnommen aus [13]

Das Prinzip ist die Messung von einzelnen polarisierten verschränkten Photonenpaaren. Es wird die Größe des weak value in Abhängigkeit von der Stärke der Messung beobachtet. Das wird durch die Messung des mittleren Stokes-Parameter S der Polarisation, definiert als

$$S_1 = |H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V| \quad (2.19)$$

bewerkstelligt, wobei $|H\rangle$ die horizontale und $|V\rangle$ die vertikale Polarisation ist. Bei Eintritt wird das Photon im Zustand

$$|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle \quad (2.20)$$

mit $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ präpariert. Die schwache Messung wird durch die Wechselwirkung mit einem zweiten Photon, das als Messsystem fungiert, ausgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Auf der Abszisse ist die Stärke der Messung, im vorliegenden Fall definiert über

$$K = 2\gamma^2 - 1 \quad (2.21)$$

aufgetragen, auf der Ordinate der weak value $\langle S_1 \rangle_A$.

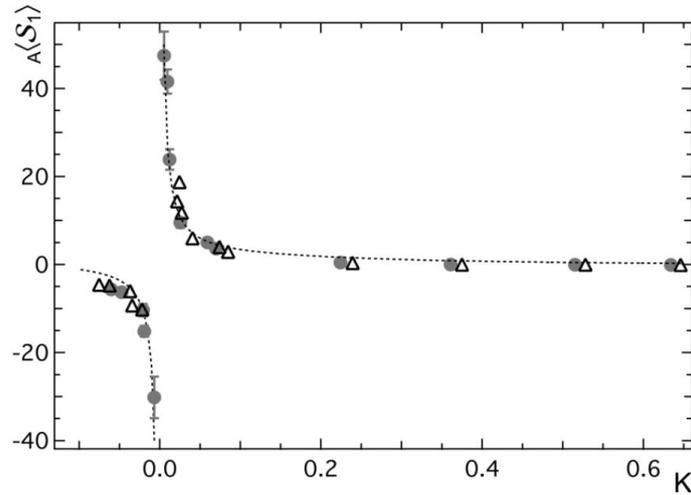


Abbildung 2.6: Resultate zur Messung von *weak values* mit Photonen, entnommen aus [13]

2.3 Neutroneninterferometrie

2.3.1 Hintergründe

Ein erstes Interferogramm mit einem Neutroneninterferometer wurde von HELMUT RAUCH aufgenommen [3]. Setup und Ergebnis eines ersten Experiments sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Wird ein Neutronenstrahl nun an Platten eines Silicium-Interferometers teilweise gebrochen und transmittiert, was an Silicium-Einkristallen der Fall ist, kommt es zur Bildung superponierter Pfadzustände. Werden diese Teilstrahlen nun wieder rekombiniert, kommt es zur Interferenz, die sich durch sich verändernde Intensität eines in das Interferometer eingebrachten Neutronenstrahls bemerkbar macht. Dadurch dass die Platten eines Neutroneninterferometers starr sind - es handelt sich um einen Silicium-Einkristall aus dem mindestens drei Platten herausgeschnitten sind, siehe Abbildung 2.8 - ist der notwendige Phasenschub zwischen den beiden Teilstrahlen anderweitig herbeizuführen. Dazu gibt es mehrere Möglichkeiten wie etwa eine weitere planparallele Platte aus Silicium, eine Platte aus Aluminium oder Saphir oder anderem Neutronendurchlässigen Material die in ihrer effektiven Dicke variieren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein Phasenschieber aus Saphir verwendet. Der Phasenschub χ ergibt sich zu

$$\chi = -Nb\lambda D \quad (2.22)$$

wobei N die Teilchendichte, b die nukleare Streulänge, λ die Wellenlänge der Neutronen und D die Dicke der Platten des Interferometers ist. Die Intensität in Vorwärtsrichtung (O-Strahl) ergibt sich damit zu

$$I(\chi) = \frac{1}{2}KA(1 + \cos \Delta\chi) \quad (2.23)$$

mit Proportionalitätsfaktor K , Phasenschubdifferenz $\Delta\chi$ und

$$A = |\nu|^4 |t|^2 \quad (2.24)$$

mit Reflexionskoeffizienten ν und Transmissionskoeffizienten t , wobei $\nu = t = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

2.3.2 Praktische Umsetzung

Der grundsätzliche Aufbau des Experimentes in der Neutroneninterferometrie ist immer ähnlich: Ein monochromatischer Neutronenstrahl wird auf ein Perfektkristallinterferometer, bestehend aus mindestens drei Platten, geleitet. An jeder Platte kommt es im Bragg-Winkel zur Strahlaufteilung in zwei Teilstrahlen. Da alle Platten aus demselben Material bestehen, bleibt auch der Bragg-Winkel gleich und so kommt es auf der letzten Platte zur Wiedervereinigung des an der ersten und zweiten Platte in jeweils zwei Teilstrahlen aufgeteilten Neutronenstrahls. Die Intensität des gemessenen (O-) Neutronenstrahls beträgt allerdings nur noch maximal die Hälfte der Eingangsintensität. Bei diesem Maximum gilt für den Kontrast $C = 1$.

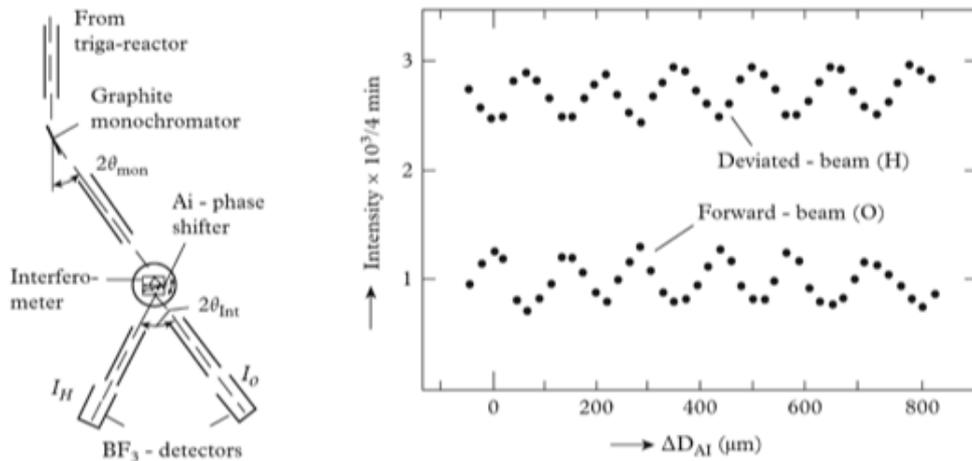


Abbildung 2.7: Setup und erstes Interferogramm von HELMUT RAUCH et. al. 1974, entnommen aus [3]

Die Neutroneninterferometrie ist wegen der sehr kleinen Wellenlänge von etwa $2 \cdot 10^{-10}$

m der Neutronen sehr empfindlich: Der Bragg-Winkel muss auf einige Bogensekunden genau eingehalten werden um einen Effekt zu beobachten. Daher ist es auch notwendig, das gesamte Interferometer aus einem einzigen Silicium-Einkristall herauszuschneiden so dass die perfekte auf Netzebenen des Kristalls genaue Parallelität der einzelnen Platten gewährleistet ist. Weiters sind die Anforderungen an die Reinheit des Siliciums sehr hoch. Insbesondere Bor, das im Silicium als Begleitelement natürlich vorkommt bzw in der Halbleiterindustrie bewusst zum Dotieren verwendet wird, ist ein starker Neutronenabsorber und kann die Verwendung als Interferometer unmöglich machen, was insbesondere bei den ersten Neutroneninterferometern ein Problem war.

Ein weiteres Problem ist die hohe Empfindlichkeit gegenüber Vibrationen da sich das Neutron im Vergleich zu Photonen in Photoneninterferometrie-Experimenten relativ langsam ($2.2 \cdot 10^3$ statt $3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$) durch das Interferometer bewegt, was die Verwendung einer optischen Bank, also eines vibrationsgehemmten Arbeitstisches notwendig macht.

Obwohl der grundsätzliche Aufbau eines Neutroneninterferometriexperimentes immer derselbe ist, kann die Bauweise der verwendeten Interferometer je nach Art der im Experiment eingesetzten neutronenoptischen Elemente die in das Interferometer eingebracht werden sehr unterschiedlich sein, wie folgende Abbildung 2.8 zeigt. Die Interferometer können in ihrer Größe variieren - kleinere Interferometer haben in der Regel wesentlich besseren Kontrast, können jedoch nicht so viele Komponenten etwa zur Spinmanipulation aufnehmen. Eine weitere Bauart ist ein schiefsymmetrisches Interferometer mit vier Platten, was die Verwendung von etwa längeren Spulen erlaubt.

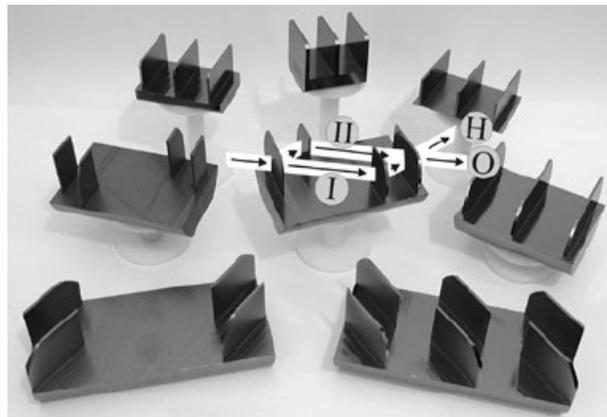


Abbildung 2.8: Verschiedene Typen von Silicium-Perfektkristallinterferometern. In der mittleren Reihe rechts das in der vorliegenden Arbeit verwendete Triple-Laué-Interferometer. Copyright Erwin Seidl

2.4 Quantum Cheshire Cat

Der Effekt beschreibt, dass es auf quantenmechanischer Ebene möglich ist, dass sich ein System so verhält, als seien Teilchen von ihren Eigenschaften räumlich getrennt. Im Fall einer Realisierung durch Neutroneninterferometrie bedeutet dies, dass die Wirkung auf das Neutron als Teilchen in einem Pfad des Interferometers beobachtbar ist, während sich jene auf seinen Spin auf dem anderen Pfad nachweisen lässt. Namensgebend für den Effekt war die Katze aus LEWIS CARROLL's Kinderroman *Alice im Wunderland*, deren Grinsen sich zeitweilig vom Körper trennt (siehe Abbildung 2.9).

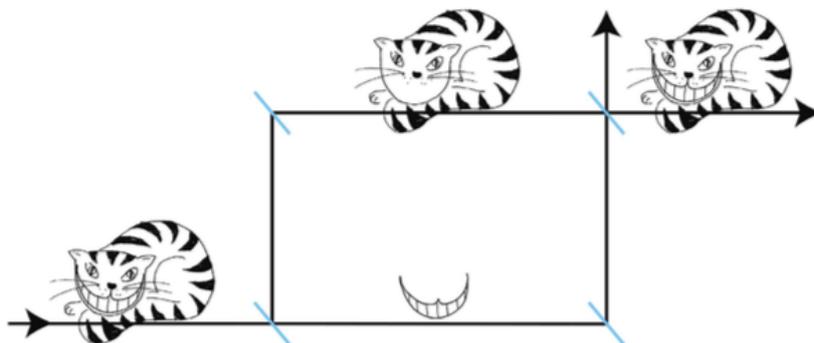


Abbildung 2.9: Namensgebende Veranschaulichung des *Quantum Cheshire Cat* Effektes von LEON FILTER, entnommen aus [18]

Eine erste Realisierung des Effekts durch Neutroneninterferometrie im Rahmen der Dissertation von TOBIAS DENKMAYR [8] bzw. [18]. Die technische Realisierung wird später in Abschnitt 2.4.1 erläutert.

Betrachtet man die quantenmechanischen Zustände vor und nach der Messung

$$|\psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|S_x, +\rangle|I\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|S_x, -\rangle|II\rangle \quad (2.25)$$

beziehungsweise

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|S_x, -\rangle [|I\rangle + |II\rangle] \quad (2.26)$$

wobei S_x den Spinoperator in x -Richtung bezeichnet und $|I\rangle$ beziehungsweise $|II\rangle$ die Eigenzustände der beiden Pfade durch das Interferometer bezeichnen. Der *weak value* ist nun allgemein für eine Observable A definiert als

$$\langle A \rangle_w = \frac{\langle \psi_f | A | \psi_i \rangle}{\langle \psi_f | \psi_i \rangle}. \quad (2.27)$$

Betrachtet man nun als Observable nun die Pfadoperatoren $\Pi_I = |I\rangle\langle I|$ und $\Pi_{II} = |II\rangle\langle II|$, so erhält man für den jeweiligen weak value

$$\langle \Pi_I \rangle_w = 0 \quad (2.28)$$

und

$$\langle \Pi_{II} \rangle_w = 1, \quad (2.29)$$

was zeigt dass das Neutron als Teilchen, also durch einen Absorber, nur im Pfad II nachweisbar ist.

Betrachtet man andererseits die Operatoren der jeweiligen Spinkomponenten im jeweiligen Pfad, $\langle \sigma_z \Pi_I \rangle$ und $\langle \sigma_z \Pi_{II} \rangle$, so erhält man für die weak values

$$\langle \sigma_z \Pi_I \rangle_w = 1 \quad (2.30)$$

und

$$\langle \sigma_z \Pi_{II} \rangle_w = 0, \quad (2.31)$$

was zeigt, der Spin des Neutrons nur auf Pfad I nachweisbar ist.

Insgesamt ist so gezeigt, dass sich das Quantensystem so verhält, als sei das Neutron als Teilchen nur im einen Pfad des Interferometers, sein Spin hingegen nur im anderen Pfad vorhanden und somit das Teilchen und eine seiner Eigenschaften räumlich getrennt.

2.4.1 Realisierung eines Cheshire Cat Zustandes

Die direkte Vorarbeit zum vorliegenden Experiment stellen die Experimente zur *Cheshire Cat* im Rahmen der Dissertation von TOBIAS DENKMAYR dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals dieser Effekt mittels Neutroneninterferometrie experimentell nachgewiesen [8].

Das Herz des Experimentaufbaus ist identisch mit dem hier verwendeten, ein Triple-Laue-Interferometer mit Spulen zur Spinpräparation, einem Saphir-Phasenschieber und anschließender Postselektion durch einen Superspiegel (Abbildung 2.10).

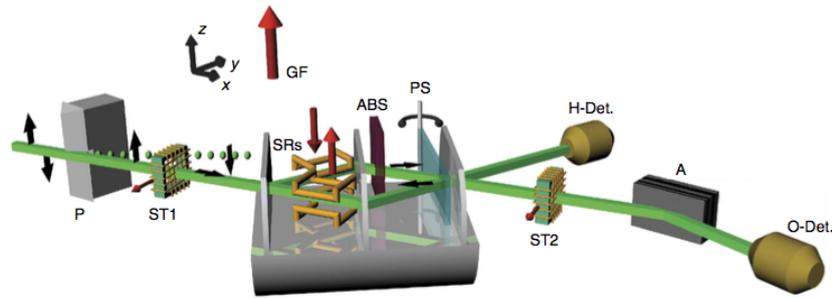


Abbildung 2.10: Setup bei der erstmaligen experimentellen Realisierung einer *Quantum Cheshire Cat*, entnommen aus [18]

Die Methode zum Nachweis des gesuchten Zustandes wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit übernommen: In vier aufeinanderfolgenden Messungen wird in jedem der beiden Neutronenpfade einmal ein zusätzliches Magnetfeld angelegt um den Spin zu markieren, und einmal ein etwa 20% der Intensität absorbierendes Indium-Plättchen zum Nachweis der Neutronen geschaltet. Die Resultate sind in Abbildung 2.11 zusammengefasst: In einem Pfad zeigt nur das Magnetfeld, im anderen nur der Absorber eine Wirkung. Bringt man im rechten Pfad eine Spule ein die ein zusätzliches Magnetfeld erzeugt, zeigt dieses Feld eine Wirkung indem eine Sinusförmige Schwankung der Zählrate mit dem Winkel χ des Phasenschiebers auftritt, während bei Anlegen des gleichen Zusatzfeldes in linken Pfad nicht der Fall ist. Umgekehrt verhält es sich mit einem Indium-Absorber in den Pfaden, der für die Neutronen nur eine Durchlässigkeit von etwa 20 Prozent hat. Im rechten Pfad zeigt dieser Absorber keinen Effekt, dagegen tritt im linken Pfad eine Schwankung der Intensität mit χ auf, wie es zuvor im rechten Pfad mit dem Zusatzfeld der Fall war.

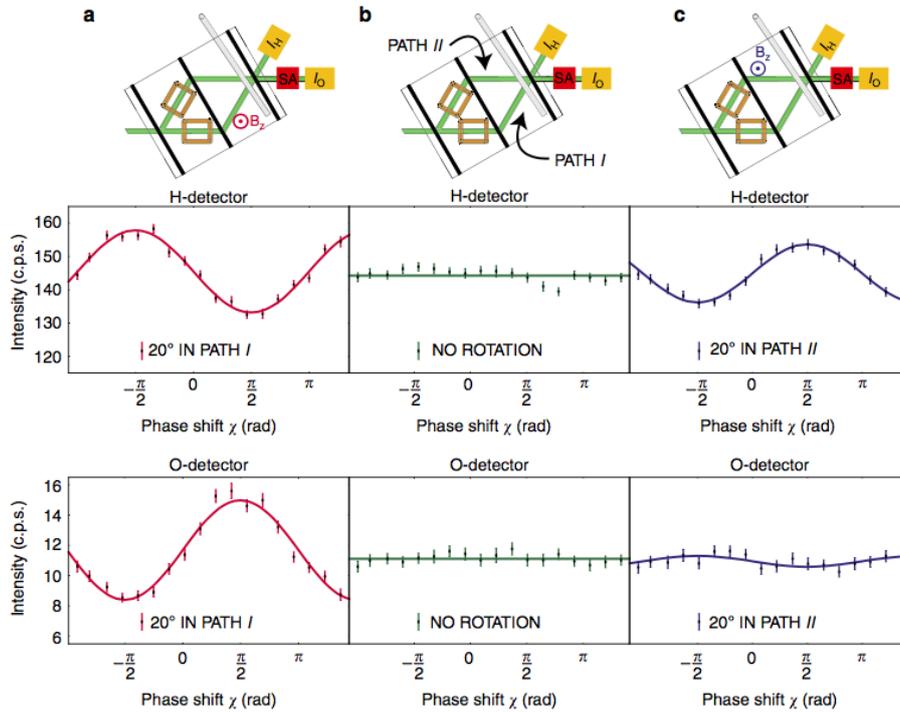


Abbildung 2.11: Resultate beim erstmaligen Nachweis der *Quantum Cheshire Cat*, entnommen aus [18]

2.4.2 Reaktionen auf das Experiment - Motivation für die vorliegende Studie

Ein wesentlicher Kritikpunkt am ersten Experiment zur *Quantum Cheshire Cat* war, dass es prinzipiell möglich wäre, mittels Rückwärtszeitentwicklung bereits vorzuberechnen welche Pfadauswahl das Neutron getroffen hat. Es gilt also ein Setup zu finden, das ausschließt, dass man bereits vor der Postselektion durch den Superspiegel voraussagen könnte, welchen Pfad die Neutronen im Interferometer wählen.

Dieses Argument soll im Rahmen dieser Arbeit entkräftet werden, indem es prinzipiell unmöglich gemacht wird, eine solche Rechnung durchzuführen. Das geschieht indem die Messung schneller erfolgt als die Flugzeit des Neutrons durch den Aufbau. Ausschlaggebend ist die Abmessung des Aufbaus in Flugrichtung. Während sich das Neutron zwischen letzter Interferometerplatte und dem Ort der Messung wo die Postselektion stattfindet aufhält, befindet es sich in einem Superpositionszustand. Die Idee ist nun, das Neutron länger in diesem Zustand befindet zu halten als es zum Passieren des Interferometers braucht. Die Messung erfolgt faktisch durch den Analysator-Superspiegel, der nur Neutronen passieren lässt, die in einer definierten Richtung polarisiert sind. Die Idee ist nun, durch einen zusätzlichen Flipper der den Spin um π dreht, in schneller und zufälliger

Folge zwischen den Spin-Messrichtungen hin und her zu schalten. Ist der Flipper eingeschaltet, werden in up-Richtung polarisierte Neutronen gezählt, ist er abgeschaltet, jene in down-Richtung. Durch die Abmessungen des Aufbaus, genauer dem Abstand l zwischen letzter Platte des Interferometers und der Eintrittsöffnung des RF-Flippers und der Neutronengeschwindigkeit v die durch einen Monochromator festgelegt wird, ergibt sich eine Mindestschaltfrequenz von

$$f = \frac{v}{l} \quad (2.32)$$

Eine obere Schranke für diese Frequenz ergibt sich durch die Zeitauflösung des Detektors, durch die auch die Breite der Bins im Rahmen einer zeitaufgelösten Detektion festgelegt wird. Es wird nun unter Berücksichtigung dieser Schranken eine zufällige Sequenz an Schaltvorgängen zwischen den beiden Pfaden erzeugt und mit dieser gemessen.

Durch diese zusätzlichen Überlegungen wird nun gewährleistet, dass die Neutronen im Interferometer nicht vorzeitig "wissen" können, welchen Pfad sie wählen, da diese Auswahl erst durch die Spin-Postselektion getroffen wird. Die Erwartung an das Experiment in der vorliegenden Arbeit ist nun, dass der Effekt der Quantum Cheshire Cat auch hervorgeht, wenn diese Selektion erst nach dem Durchgang des Neutrons durch das Interferometer getroffen wird und eine Rückwärtszeitentwicklung daher nicht möglich ist.

2.5 Delayed Choice

Das Konzept des *Delayed Choice*, das durch *Wheeler* vorgestellt wurde [22], wird im Rahmen von Gedankenexperimenten in einem Review-Artikel von XIAO SONG-MA, JOHANNES KOFLER und ANTON ZEILINGER, erschienen in *Review of modern Physics* umfassend diskutiert [7]. Ausgangspunkt für die Überlegungen zur verzögerten Messung quantenmechanischer Observablen ist der Dualismus zwischen Wellen- und Teilchencharakter von Objekten. Durch den Messprozess kollabiert die Wellenfunktion ψ eines Systems, das sich vor der Messung in einem Superpositionszustand von zwei möglichen Messresultaten befindet, in einen der Eigenzustände. Es ist dann festgelegt ob sich das Objekt als Teilchen oder als Welle zeigt.

Ab diesem Zeitpunkt des Kollaps der Wellenfunktion verschwinden alle anderen Komponenten der unkollabierten Wellenfunktion - der Messprozess wirkt als Projektionsoperator auf einen der Eigenzustände des Systems. Das kann für den weiteren Verlauf des Experimentes hinderlich sein und weitere Untersuchungen unmöglich machen. Die Überlegung ist nun, diesen Zeitpunkt der Festlegung auf einen Eigenzustand hinauszuzögern um bestimmte Untersuchungen noch durchführen zu können.

Im Fall dieser Arbeit ist das eine Untermauerung der Argumentation zur Erklärung des *cheshire cat* Effektes: Die Festlegung auf den Zustand $|I\rangle$ oder $|II\rangle$ soll erst erfolgen, wenn das Neutron eine gesamte Interferometerlänge zurücklegt und so jede Möglichkeit, den Pfad den das Neutron gewählt hat davor zu bestimmen, ausgeschlossen ist.

Die Grundidee ist es, ein Quantensystem länger in einem Superpositionszustand zu belassen als es für bestimmte Ereignisse, wie etwa im vorliegenden Fall das Durchqueren eines bestimmten Bereichs des Experimentaufbaus, benötigt. Zum theoretischen Verständnis wird ein MACH-ZEHNDER-Interferometer betrachtet. Auf dieses wird ein Strahl gerichtet und in einen reflektierten Strahl a und einen transmittierten Strahl b geteilt. Im reflektierten Pfad finde zusätzlich zum Phasenschub um $\frac{\pi}{2}$ aufgrund der Reflexion außerdem noch ein Phasenschub um ϕ statt. Das Ziel sei es, zu ermitteln welchen Pfad das Teilchen gewählt hat. Der Zustand des Systems nach der Transmission/Reflexion ist dann eine Superposition aus beiden möglichen Pfaden - die Eigenzustände der Observablen "Pfad" sind dann $|a\rangle$ und $|b\rangle$.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|b\rangle + ie^{i\pi}|a\rangle) \quad (2.33)$$

Solange keine Messung vorgenommen wird, bleibt der die Wahrscheinlichkeit für beide Pfade gleich $\frac{1}{2}$.

Werden nun beide Pfade an einer weiteren Interferometerplatte rekombiniert, verändert sich der Quantenzustand zu

$$|\psi'\rangle = \cos\frac{\phi}{2}|a'\rangle - \sin\frac{\phi}{2}|b'\rangle \quad (2.34)$$

Im Rahmen von *delayed choice* Experimenten ist es nun möglich, die Messung und damit den Kollaps der Wellenfunktion $|\psi\rangle$ erst nach einer weiteren Wechselwirkung, dem *weak measurement*, das nur schwach in das Quantensystem eingreift, herbeizuführen.

2.5.1 *Delayed Choice* Gedankenexperiment zum Welle-Teilchen-Dualismus

JOHN WHEELER hat 1983 ein Gedankenexperiment zur Demonstration des Welle-Teilchen-Dualismus von Licht vorgestellt, das einer *Delayed Choice*-Argumentation folgt [22].

Wie in Abbildung 2.12 dargestellt, betrachtet man ein Mach-Zehnder-Interferometer in das ein einzelnes Photonen-Wellenpaket eingebracht wird [7].

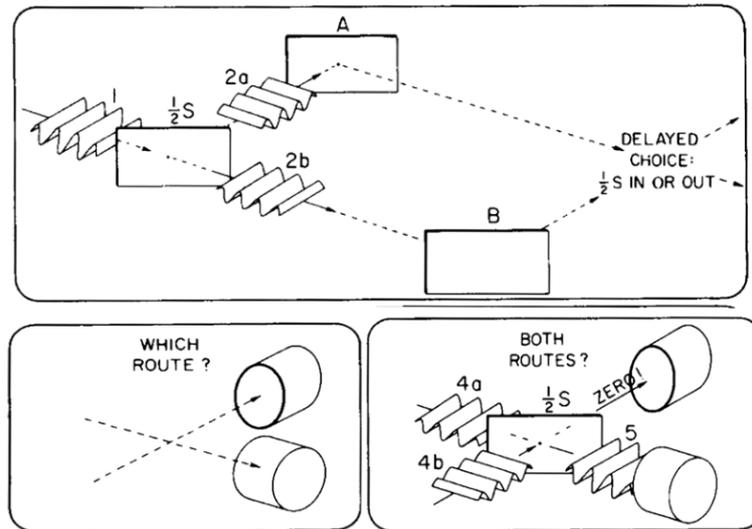


Abbildung 2.12: Messaufbau zum Gedankenexperiment von WHEELER, entnommen aus [7]

Nachdem das Wellenpaket den Strahlteiler passiert hat, ergeben sich zwei Pfade, in obiger Abbildung als $2a$ und $2b$ bezeichnet. Je nach dem, ob die dritte Platte des Interferometers eingebaut ist oder nicht, kann nun die Wellen- oder die Teilcheneigenschaft des Wellenpakets bzw. des Photons nachgewiesen werden:

- Die Wellennatur durch Einfügen des zweiten Strahlteilers $\frac{1}{2}S$
- Die Teilchennatur durch Weglassen des zweiten Strahlteilers

Lässt man den Strahlteiler $\frac{1}{2}S$ weg, so werden die Teilchen an den idealen Spiegeln A und B reflektiert und die Detektoren liefern mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein Signal, entsprechend des Weges den das Photon gewählt hat. Fügt man nun $\frac{1}{2}S$ ein, liefert aufgrund von Interferenz nur der untere Detektor ein Signal aufgrund des Phasenschubs um $\frac{\pi}{2}$.

Der Einwurf an diesem Experiment ist, dass man als Experimentator "wählen" kann, ob das Photon ein Teilchen oder eine Welle ist - je nach eingefügtem oder weggelassenem zweiten Strahlteiler. Dem begegnet WHEELER mit einer *Delayed Choice*-Modifikation des Experiments, siehe Abbildung 2.13 [7].

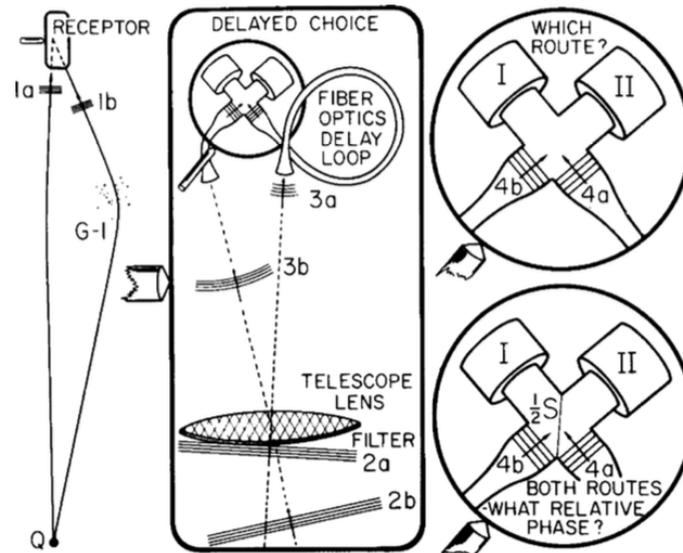


Abbildung 2.13: Modifizierter Messaufbau von WHEELER mit *delayed choice* Realisierung, entnommen aus [7]

In diesem hypothetischen, kosmischen Messaufbau erfolgt die Selektion nach dem ersten Strahlteiler, wird allerdings erst verzögert registriert und zwar in nach einer Zeit die kürzer ist, als das Photon für den Weg durch den Messaufbau benötigt.

Als Lichtquelle wird ein Quasar verwendet. Die beiden Pfade entstehen, indem ein Strahl der direkt auf das Interferometer ausgerichtet ist und einer, der durch Ablenkung durch eine ferne Galaxie mit Hilfe des Gravitationslinseneffektes entsteht, verwendet wird. Eine Glasfaser Schleife gleicht dann den Laufzeit-Unterschied zwischen den beiden Pfaden aus. Wird in diesem Aufbau nun der zweite Strahlteiler eingefügt oder nicht, erfolgt das NACHDEM das Photon den ersten Strahlteiler (in dem Fall realisiert durch den Raumwinkelabschnitt in Richtung der direkten Verbindung oder in Richtung der ablenkenden Galaxie) passiert hat - der Experimentator kann also aus zeitlichen Gründen auch durch seine Entscheidung den Strahlteiler einzubauen oder nicht, keinen Einfluss mehr darauf haben, welchen Pfad das Photon wählt.

2.5.2 *Delayed Choice* in quantenmechanischen Experimenten

Die Herausforderung in der praktischen Umsetzung von WHEELER's Gedankenexperiment liegt in den kosmischen Dimensionen des Experiments. Diese kann aber umgangen werden. Eine mögliche Umsetzung zur *Delayed Choice*-Realisierung ist in [9] beschrieben und in Abbildung 2.14 dargestellt.

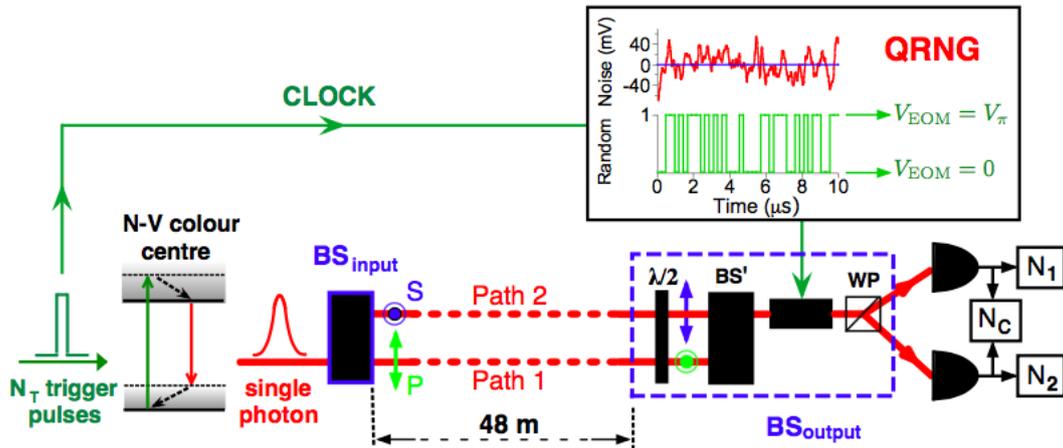


Abbildung 2.14: Messaufbau zur experimentellen Verifikation des Gedankenexperimentes von WHEELER, entnommen aus [9]

[7]

Ein linear polarisiertes Photonenpaket wird über einen Strahlteiler BS_{input} in zwei Teilstrahlen geteilt. Der zweite, bewegliche Strahlteiler BS_{output} besteht unter anderem aus einem elektrooptischen Modulator (KERR-Zelle), der elektronisch zwischen offenem und geschlossenem Zustand geschaltet werden kann. Statt der im Sinn des Gedankenexperimentes erforderlichen kosmischen Distanz kann so mithilfe eines Hochfrequenzschalters (eine an den elektrooptischen Modulator angelegte hochfrequente Rechtecksspannung aus einem Signalgenerator) eine wesentlich kleinere Distanz, im vorliegenden Fall 48 Meter, gewählt werden.

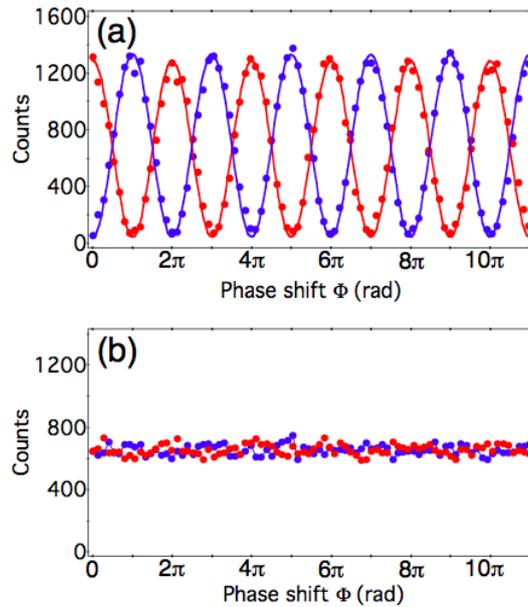


Abbildung 2.15: Resultate zur experimentellen Verifikation des Gedankenexperimentes von WHEELER, entnommen aus [9]

Die Messergebnisse zeigen, wie in Abbildung 2.15 dargestellt den gesuchten Effekt: Der Phasenschub Φ wird durch Verkippung des Strahlteilers BS' erzeugt. Man kann so beobachten, dass im geschlossenen Fall (a), also wenn Spannung an den elektrooptischen Modulator anliegt, Interferenz auftritt, im offenen Fall (b) jedoch nicht.

Ein weiteres interessantes Experiment zum *Delayed Choice* Konzept ist in [6] beschrieben: Ein *delayed choice quantum eraser*. Hier wird durch Quantenverschränkung gezeigt, dass die Wellen- und Teilcheneigenschaften eines (Licht-) Quants gleichzeitig beobachtet werden kann: Die Pfadinformation eines Teilchens in einem System aus mehreren Strahlteilern kann mittels des verschränkten Partners markiert oder versteckt werden.

2.6 Das vorliegende Experiment - erwartete Resultate

Ziel des Experimentes ist es zu zeigen, dass der Cheshire Cat Zustand, dessen experimenteller Nachweis bereits durch TOBIAS DENKMAYR ET. AL. erbracht wurde [18], auch präpariert werden kann, wenn die Entscheidung welche Messrichtung gewählt wird, schneller erfolgt als die Flugzeit des Neutrons durch das Interferometer (delayed choice). Dazu wird ein Spin-Up-polarisierter Neutronenstrahl mit einer DC-Spule in Vorwärtsrichtung gekippt und tritt so in ein 3-Platten-Interferometer (Triple Laue Interferometer) ein. Nach

der ersten Platte werden die Spins gegeneinander um jeweils $\frac{\pi}{2}$ verkippt, sodass orthogonale Zustände entstehen. An der dritten Platte kommt es nun zur Interferenz zwischen den beiden Pfaden. Die anschließende Postselektion

$$|\phi_f\rangle = |S_x; +\rangle (|I\rangle + |II\rangle) \quad (2.35)$$

erfolgt in [18] durch ein konstantes Magnetfeld das durch eine DC-Spule erzeugt wird. So werden die beiden Pfade im Interferometer über die Selektion nach dem Spin der Neutronen separat analysiert. Im Rahmen dieser Arbeit wird nun ein oszillierendes Feld (realisiert durch einen RF-Flipper) angelegt, das gemeinsam mit dem Superspiegel in zufälliger Sequenz zwischen den beiden Spin-Analyserichtungen schaltet. So ist gewährleistet, dass der Zustand im Interferometer nicht durch eine Rückwärtszeitentwicklung rechnerisch rekonstruiert werden kann und so bereits vorherbestimmt wäre, da das Neutron das Interferometer langsamer passiert als die Messung erfolgt. Das geschieht durch die RF-Spule SR^t : Dadurch dass sie, in Kombination mit dem Superspiegel POL^2 schneller zwischen den Spinorientierungen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ schaltet als das Neutron durch das Interferometer an Flugzeit benötigt, wird die Selektion von der dritten Interferometerplatte in den Detektor verschoben. Die Postselektion erfolgt erst durch die Aufzeichnung der flugzeit aufgelösten Zählraten in den einzelnen Bins. Das entspricht faktisch einer Selektion zwischen den beiden Pfaden des Interferometers: Der Pfadzustand ist mit den Spinzuständen des Neutrons verschränkt. Repräsentiert wird das durch die Wellenfunktionen $|I; \uparrow\rangle$ und $|II; \downarrow\rangle$, die der Superspiegel auswählt. $|I; \uparrow\rangle$ entspricht dem O-Strahl mit $\chi = 0$ und $|II; \downarrow\rangle$ dem H-Strahl bzw. einem durch SR^t gedrehten O-Strahl mit $\chi = \pi$.

Die Messung erfolgt nun indem in den vier Präparationszuständen

- 1.25 mm Indium Absorber (80% Transmission) im linken Pfad (Abbildung 2.17)
- 1.25 mm Indium Absorber (80% Transmission) im rechten Pfad (Abbildung 2.18)
- zusätzliches Magnetfeld im linken Pfad (Abbildung 2.19)
- zusätzliches Magnetfeld im rechten Pfad (Abbildung 2.20)

Die Zählraten werden mit jenen im Fall eines leeren Interferometers, also ohne Absorber und ohne Zusatzmagnetfeld, verglichen. In diesem Fall sind die Zählraten in beiden Pfaden gleich. Wird nun ein Absorber in die einzelnen Pfade eingefügt, zeigt das in einem Fall keinen Effekt und im anderen Fall eine Reduktion der Zählrate. Umgekehrt verhält es sich beim Magnetfeld: Hier erzeugt das Magnetfeld im anderen Pfad eine Erhöhung der Zählrate, im anderen Fall bleibt das Magnetfeld ohne Wirkung. Die folgenden Grafiken

(Abbildungen 2.16 bis 2.20) veranschaulichen dies. Dabei sind die Neutronen im linken Pfad mit Up-Spin, im rechten mit Down-Spin markiert.

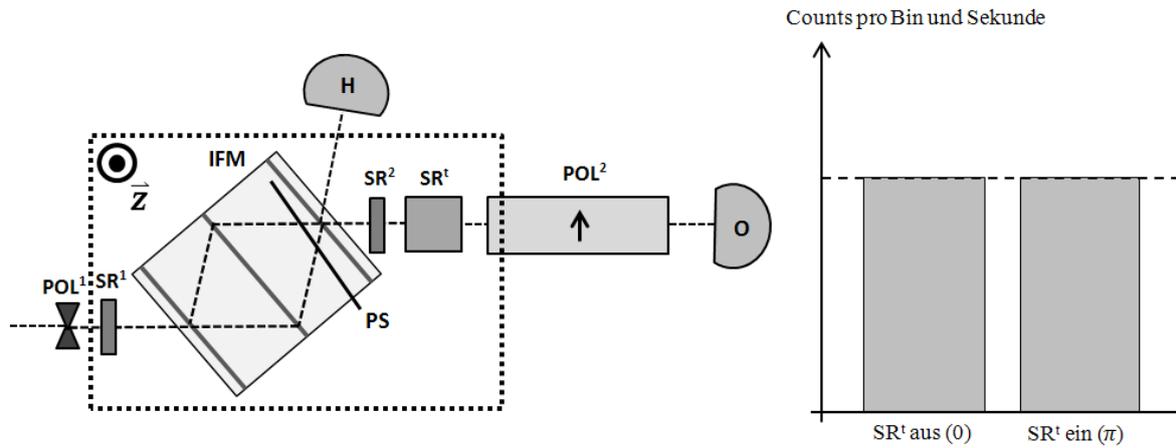


Abbildung 2.16: Theoretisches Messresultat, ohne Absorber oder Zusatzfeld

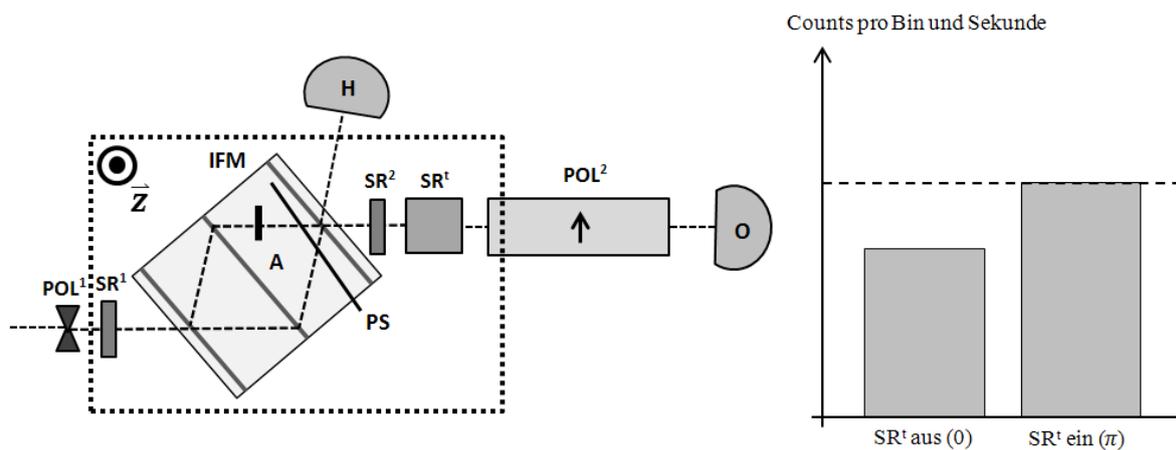


Abbildung 2.17: Theoretisches Messresultat, Absorber links

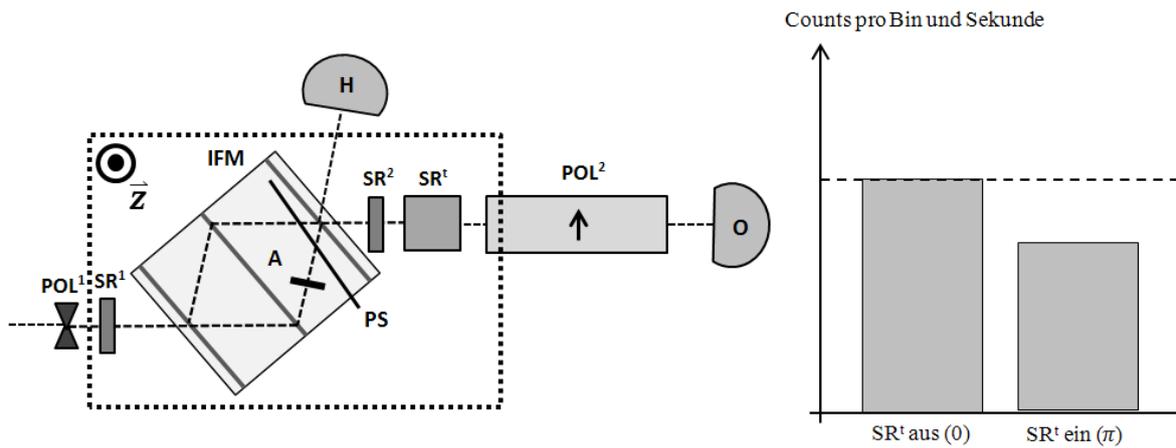


Abbildung 2.18: Theoretisches Messresultat, Absorber rechts

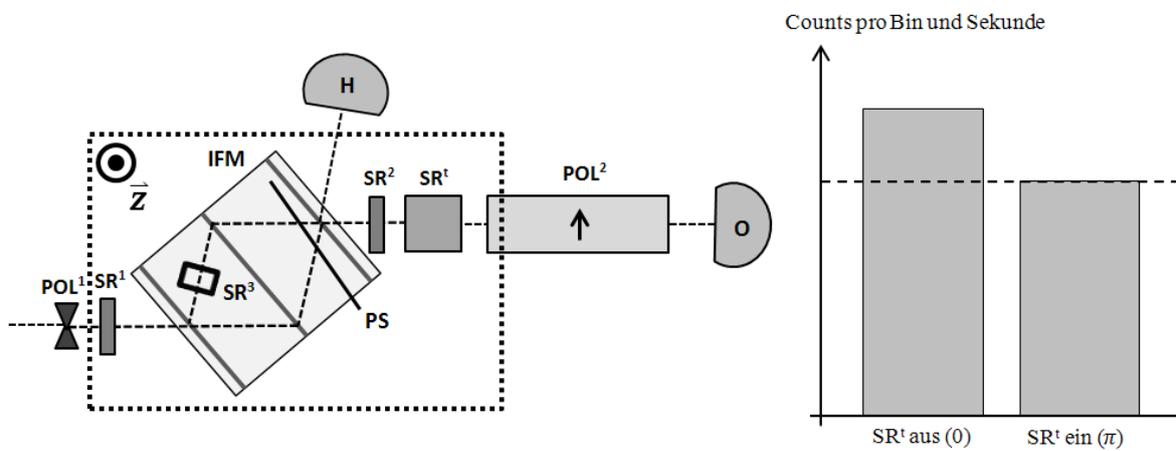


Abbildung 2.19: Theoretisches Messresultat, Zusatzfeld links

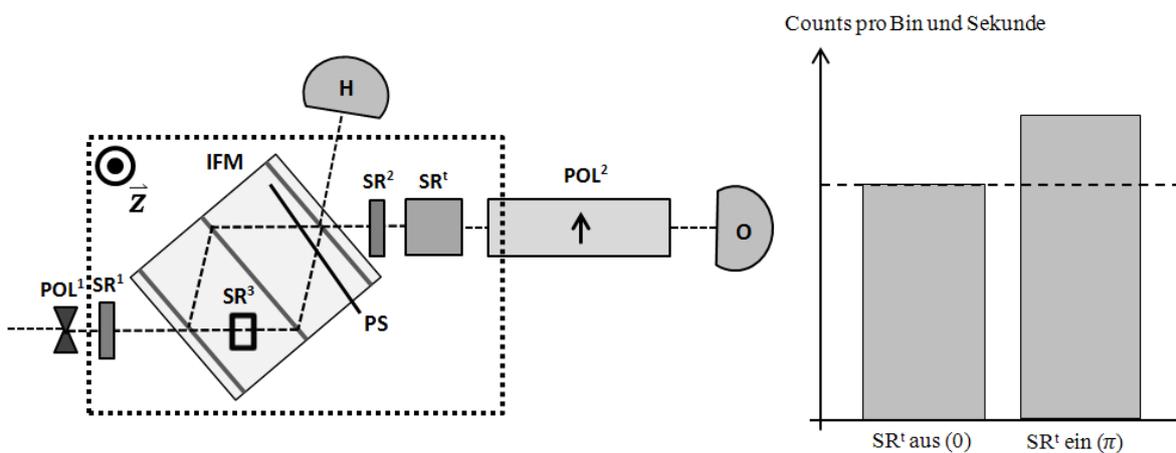


Abbildung 2.20: Theoretisches Messresultat, Zusatzfeld rechts

Kapitel 3

Technische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Strategien in der Neutronenoptik und Reaktortechnik vorgestellt. Weiters basiert diese Arbeit auf einigen vorangegangenen Experimenten, die im Folgenden kurz erläutert werden.

3.1 Reaktor am Institut Laue-Langevin, Grenoble

Der größte Teil der vorliegenden Arbeit wurde am Institut Max von Laue - Paul Langevin (Im Folgenden ILL) durchgeführt. Der dortige Forschungsreaktor soll im Folgenden näher beschrieben werden.

3.1.1 Neutronenquelle

Der Höchstflussreaktor am ILL ist die stärkste Quelle kontinuierlichen Neutronenflusses weltweit (Skizze des Reaktors siehe Abbildung 3.2, Erläuterungen in Tabelle 3.2). Der rohe Neutronenfluss beträgt $1.5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, bei einer thermischen Leistung von 58.3 MW. [10] Dieser Fluss wird durch eine spezielle Konstruktionsweise des Brennelements erreicht. Im Folgenden ist ein Modell des Brennelements abgebildet (Abbildung 3.1). Eine der wesentlichen Besonderheiten ist die spiralförmige Anordnung der Uran-Plättchen - in der Abbildung an den entsprechenden Schlitzern erkennbar. Außerdem ist durch die hohe Leistungsdichte eine besondere Kühlung erforderlich. Diese erfolgt durch den inneren Zylinder des Brennelements, durch das mit hoher Geschwindigkeit (etwa $16\text{-}18 \text{ ms}^{-1}$) schweres Wasser aus dem innersten Kühlkreislauf gepumpt wird.



Abbildung 3.1: Reaktorkern ILL, www.ill.eu

Am ILL sind, dem Brennelement nachgeschaltet, mehrere Neutronenquellen verfügbar. Thermische, heiße, kalte und ultrakalte Quellen. Eine Übersicht über die Energiebereiche von Neutronen ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Bezeichnung	Geschwindigkeit [ms^{-1}]	Energie [eV]
ultrakalt	$< 2 \cdot 10^2$	$< 2 \cdot 10^{-4}$
kalt	$2 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$
thermisch	$6 \cdot 10^2 - 4.5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-1}$
epithermisch	$4.5 \cdot 10^3 - 1.4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^{-1} - 1 \cdot 10^0$
mittelschnell	$1.4 \cdot 10^4 - 4.5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^0 - 1 \cdot 10^1$
schnell bzw. heiß	$4.5 \cdot 10^4 - 6.2 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^1 - 2 \cdot 10^7$
relativistisch	$> 6.2 \cdot 10^7$	$> 2 \cdot 10^7$

Tabelle 3.1: Energie- und Geschwindigkeitsbereiche von Neutronen

Im Rahmen dieser Arbeit werden thermische Neutronen verwendet. Der Reaktorkern ist im Becken des Reaktorgebäudes lokalisiert. Dort wird es von einem primären Kühlkreis mit schwerem Wasser durchströmt. Ein äußerer Kühlkreis mit leichtem Wasser, der auch das Reaktorbecken beinhaltet kühlt weiter und führt die Zerfallswärme des Brennelements letztlich an das Wasser des Flusses Drac ab. Die Experimentalplätze für heiße und kalte bzw. ultrakalte Neutronen befinden sich größtenteils noch im Reaktorgebäude, da diese Instrumente eine räumliche Nähe zum Reaktor erfordern. Das im Rahmen dieser

Arbeit verwendete Instrument S18 hingegen befindet sich in der Neutronenleiterhalle, die dem Reaktorgebäude angeschlossen ist, in welches die thermischen Neutronen durch Neutronenleiter transportiert werden.

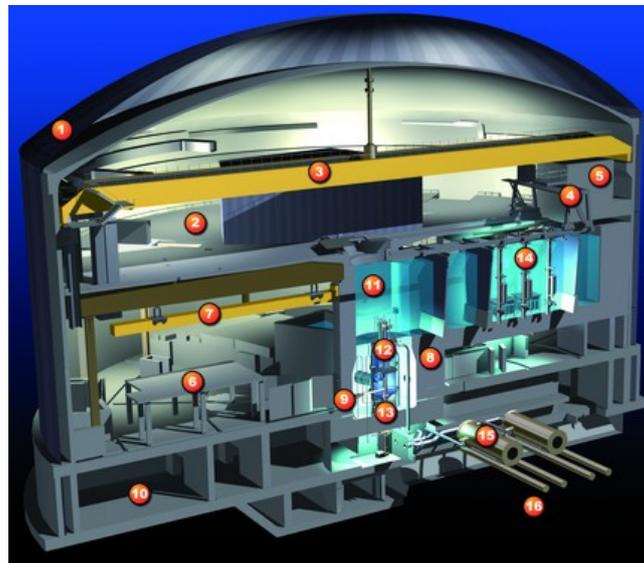


Abbildung 3.2: Der Höchstflussreaktor am Institut Laue-Langevin, www.ill.eu

Bezeichnung	Geschwindigkeit [ms^{-1}]
1	Doppelwandige Reaktorhülle
2	Niveau D - Experimentierhalle
3	Schwerlastkran Niveau D
4	Kran Reaktorbecken
5	Roboterwerkstatt für hochradioaktive Materialien
6	Niveau C - Experimentierhalle
7	Schwerlastkran Niveau C
8	Biologischer Schutzmantel, Beton
9	Ausgang Neutronenleiter
10	Niveau B - Reaktortechnische Ausrüstung
11	Reaktorbecken (leichtes Wasser)
12	primärer Kühlkreislauf, schweres Wasser
13	Brennelement
14	Abklinglager gebrauchte Brennelemente
15	Wärmetauscher
16	Sekundärkühlkreis (Drac-Wasser)

Tabelle 3.2: Legende zur Reaktorskizze ILL

Neutronenleiter sind meist evakuierte Glasrohre mit spezieller Metallbeschichtung, in denen sich die Neutronen unter Totalreflexion nahezu verlustfrei einige zehn Meter fortbewegen können. (Siehe Abbildung 3.3) Der Grenzwinkel der Totalreflexion ist hier von der Neutronengeschwindigkeit abhängig und liegt für thermische Neutronen bei etwa zwei bis drei Winkelminuten.



Abbildung 3.3: Bündel an Neutronenleitern am Reaktorausgang, www.ill.eu

3.1.2 Monochromator

Als Monochromator wird ein Silicium-Einkristall verwendet. gemäß der BRAGG-Bedingung

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.1)$$

wird mit diesem Kristall eine bestimmte Wellenlänge selektiert. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

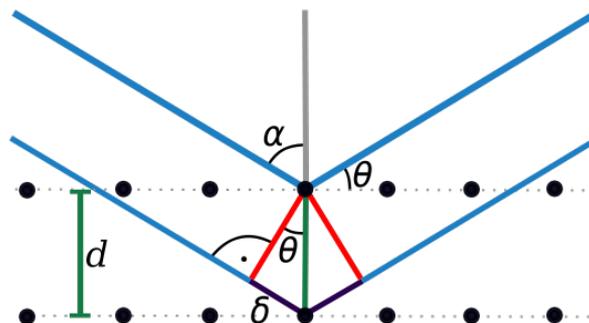


Abbildung 3.4: schematische Darstellung der Bragg-Beziehung, www.wikipedia.org

Die Einstellung des Monochromatorkristalls bzw. auch des Interferometers ist ziemlich empfindlich. Voraussetzung für guten Kontrast ist, dass die Netzebenen im Interferometer perfekt parallel zu jenen des Monochromator-Kristalls ausgerichtet sind. Dazu ist dieser auf einem mehrfach drehbar gelagertem Tisch befestigt, der eine mit Hilfe von LABVIEW

gesteuerte Drehung um die eigene Achse, eine Verkippung in zwei Richtungen und eine translatorische Verschiebung in der Grundebene erlaubt.

3.1.3 Polarisator

Im Experiment werden polarisierte Neutronen verwendet. Die Neutronen verlassen den Monochromator mit einer bestimmten Wellenlänge, ihr Spin muss allerdings noch ausgerichtet werden. Dies erfolgt in einem Magnetprisma - zwei keilförmige Magneten mit hoher Feldstärke (1.2 bis 1.5 Tesla) , die entlang des Strahles eine Ausnehmung haben (Abbildung 3.1.3). Hier wird der Spin der Neutronen in *up*-Richtung polarisiert indem der Strahl gemäß den beiden Spin-Ausrichtungen *up* und *down* in zwei Teilstrahlen aufgeteilt wird. Die Winkelauftrennung zwischen den beiden Teilstrahlen beträgt nur wenige Bogensekunden, sie sind also beim Auftreffen auf die erste Interferometerplatte noch nicht ausreichend weit getrennt um einen davon absorbieren zu können. Jedoch ist der Braggwinkel des Interferometers so scharf, dass diese Auftrennung bereits ausreicht und damit nur Neutronen einer einzigen Spinausrichtung in das Interferometer eintreten können.



Abbildung 3.5: Die im Experiment verwendeten Magnetprismen. Sie befinden sich direkt am Neutronenausgang nach dem Monochromator und sind aufgrund ihrer Masse und Feldstärke direkt an den Stahlträgern die das gesamte Experiment tragen fixiert

3.1.4 Spinanalysator

Nach dem Interferometer ist ein Spinanalysator (Superspiegel) positioniert, der nur Neutronen einer Spinausrichtung passieren lässt. Dieser besteht aus mehreren abwechselnd magnetischen und nicht-magnetischen Schichten. So entsteht für das in den Superspiegel eindringende Neutron die Situation, dass es Grenzschichten passieren muss, an denen sowohl die Bragg-Bedingung erfüllt sein muss, als auch Totalreflexion stattfindet. Neutronen mit dem passenden Spin werden somit an den Grenzflächen reflektiert und zum

Austrittsfenster geleitet, jene mit abweichendem Spin passieren die Grenzflächen geradlinig und gelangen so nicht durch das Austrittsfenster sondern werden im umliegenden Absorber absorbiert. Abbildung 3.6 zeigt eine schematische Skizze der Wirkung eines Superspiegels.

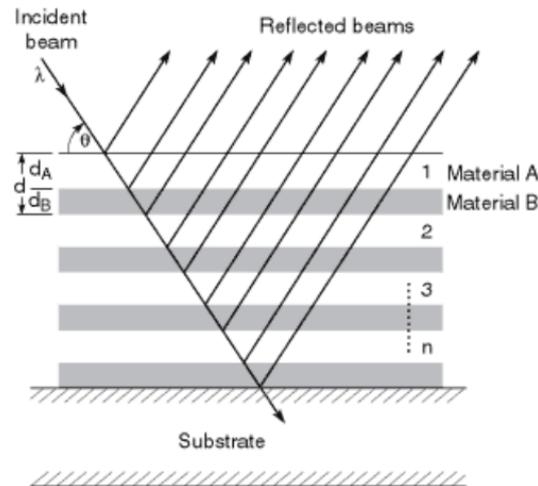


Abbildung 3.6: Schematische Wirkungsweise eines Superspiegels, Copyright JAMES H. UNDERWOOD

Das äußere Erscheinungsbild eines Superspiegels ist ein größerer Metallblock, wie in Abbildung 3.7 gezeigt.

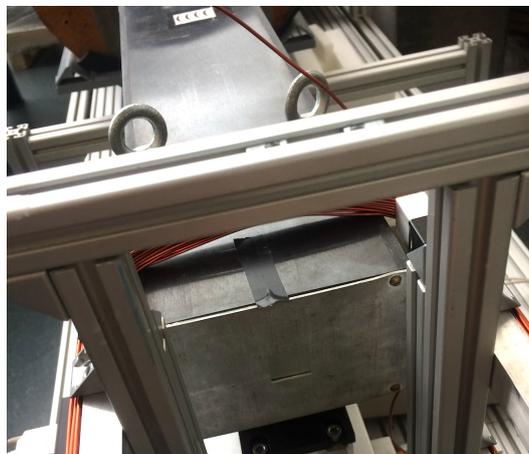


Abbildung 3.7: Der im Experiment verwendete Superspiegel. Hier in einem anderen Aufbau am Polarimeter am Atominstitut, Wien

3.1.5 Detektor

Die Detektion der Neutronen erfolgt durch ein ^3He -Zählrohr. In diesem reagiert Helium-3 im Rahmen einer Einfangreaktion mit dem Neutron zu (geladenem) Wasserstoff und

Tritium.



Eine schematische Skizze ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die gelben Kreise stellen die Heliumkerne dar, die grünen das Tritium und die blauen den Wasserstoff.

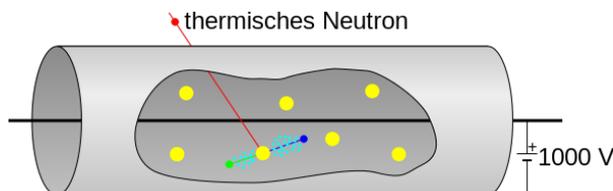


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines Helium-Zählrohres, www.wikipedia.org

Diese Teilchen können ihrerseits mittels des eingebauten unter Hochspannung befindlichen Drahtes (GEIGER-MÜLLER-Zählrohr) detektiert werden. Die für den Plateaubereich notwendige Spannung bei dem im Experiment verwendeten Zählrohr beträgt 1200 Volt. Abhängig von der Betriebsspannung kann ein solches Zählrohr verschiedene Betriebszustände haben, wie in Abbildung dargestellt ist. Im Fall eines Neutronenzählrohres wird dieses im Bereich der Plateauspannung betrieben - jedes Neutron das registriert wird soll möglichst die gleiche Ladungswave erzeugen.

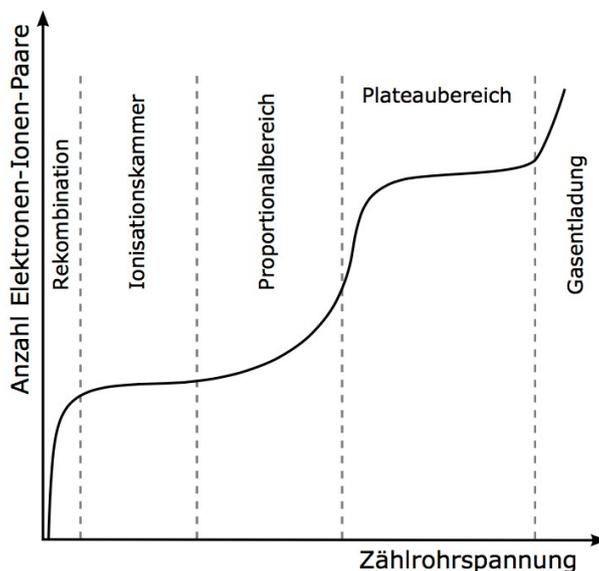


Abbildung 3.9: Typische Zählrohrcharakteristik. Quelle: de.wikipedia.org/wiki/Zählrohr, 21.06.2017

3.2 TRIGA-Reaktor am Atomsinstitut der TU Wien

Der Reaktor am Atominstitut der TU Wien (Abbildung 3.2) wurde 1962 erstmals kritisch und ist seither ohne längere Unterbrechungen etwa zwei Drittel des Jahres in Betrieb. Es ist ein Forschungsreaktor des Typs TRIGA Mark 2 des US-amerikanischen Herstellers General Atomics mit einem maximalen Neutronenfluss von $10^{13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bei einer thermischen Spitzenleistung von 250 kW. Der Reaktor kann auch im Pulsbetrieb betrieben werden. Die einzelnen Pulse, wie auch die momentane Leistung steigen hier um einen Faktor 10^3 an. Abschließend sind in Tabelle 3.3 noch einige Kenngrößen des Reaktors dargestellt[25].

Kenngröße	Wert	Dimension
Brennstoff-Moderator-Material	8 Uran, 91 Zirkonium, 1 Wasserstoff	%
^{235}U -Anreicherung	20	%
Kernladung Uran	3.6	kg
Reaktorkern-Abmessungen	Durchmesser 44.4, Höhe 38.1	cm
Reaktortank-Abmessungen	Durchmesser 1.98, Höhe 6.40	m
Regelstäbe	Borkarbid	
Thermische Leistung (Spitze)	250	kW

Tabelle 3.3: Kenngrößen des TRIGA Mark II Reaktors am Atominstitut



Abbildung 3.10: Aufnahme des TRIGA Mark II Reaktors am Atominstitut von der Decke der Reaktorhalle. Quelle: www.ati.ac.at

3.3 Manipulation des Neutronenspins

Wesentlich im Rahmen dieses Experimentes ist es, den Neutronenspin geeignet zu kontrollieren. Durch das magnetische Moment das das Neutron besitzt, ist es möglich den Spin durch Anlegen eines Magnetfeldes zu verkippen. Das kann auf zwei Arten erfolgen: Einerseits kann ein konstantes Magnetfeld angelegt werden in das das Neutron abrupt gelangt und es wieder verlässt. Diese Möglichkeit wird Gleichstromflipper genannt und hat den Vorteil einer besonders einfachen Bauweise. Ein Nachteil ist allerdings, dass sich zwangsläufig Material, nämlich der Draht der Spule, im Strahl befindet, das die Neutronen geringfügig streut und absorbiert. Die zweite Möglichkeit der Realisierung von Spinflips ist ein Resonanzfrequenz-Spinflipper. Sein Prinzip ist es, den Neutronenspin in eine Schwingung zu versetzen und gemeinsam mit einem äußeren konstanten Magnetfeld, dem Führungsfeld, eine Resonanzbedingung zu erfüllen, durch die der Spin um einen definierten Winkel kippt.

3.3.1 Gleichstromflipper

Die einfachste Möglichkeit, einen Neutronenspin zu drehen, ist eine Gleichstromspule (Abbildung 3.11). Bewegt sich das Neutron in y -Richtung, so ist ein Feld in x -Richtung anzulegen, sodass der Spin gedreht wird.

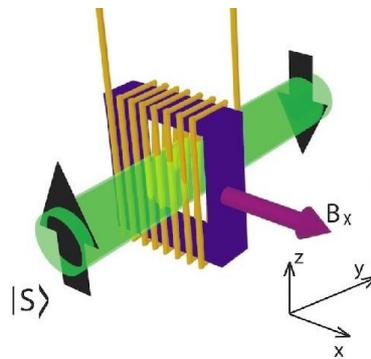


Abbildung 3.11: Wicklung, Flugrichtung des Neutrons und Magnetfeld in einem Gleichstromflipper

Die benötigte Feldstärke des Magnetfeldes ist abhängig vom gewünschten Drehwinkel des Spins. Dieser bewegt sich mit der Larmor-Frequenz

$$\omega_L = |\gamma B| \quad (3.3)$$

mit $\gamma = \frac{2\mu}{\hbar}$ und $\mu < 0$ um das Magnetfeld B . Der Drehwinkel des Spins im Gleichstromflipper hängt somit von der Flugzeit durch die Spule, also bei gegebener Geschwindigkeit

des (monochromatischen) Neutronenstrahls von der Länge der Spule, und vom angelegten Magnetfeld ab. Bei gegebener Abmessung der Spule ist der Drehwinkel somit direkt proportional zum Strom der durch die Spule fließt.

3.3.2 Resonanzfrequenzflipper

Um den Spin eines Neutrons zu drehen, wie es im Rahmen dieses Experimentes notwendig ist, kann man sich des magnetischen Momentes des Neutrons bedienen und durch ein konstantes Magnetfeld erreichen, dass der Spin seinen Winkel ändert. Diese Methode der Gleichstrom-Flipper hat allerdings den Nachteil, dass nur sehr schwer Feldpulse oder Rechteckfelder angelegt werden können, da Impedanzen die Signalform stark verändern können. Sinussignale sind dagegen weniger anfällig - und so kann man sich einer weiteren Methode des Spindrehens bedienen: Als Oszillator betrachtet, hat der Spin auch eine Resonanzfrequenz. Legt man in dieser ein Signal an, bringt man ihn zum Schwingen und kann so seine Phase verändern.

Eine umfassende Beschreibung der theoretischen Grundlagen eines RF-Flippers wird in [12] dargelegt. Ein RF-Flipper besteht aus einem oszillierenden Feld $B(t)$ und einem Statischen Feld, dem Führungsfeld, B_0 orthogonal dazu. Siehe dazu Abbildung 3.12. Das oszillierende Feld wird, bei einem Neutronenstrahl entlang der x -Achse und entsprechendem Magnetfeld der umgebenden RF-Spule dargestellt als

$$B(x, t) = \begin{pmatrix} 2B_{rot} \sin\left(\frac{\pi x}{l}\right) \cos(\omega t + \phi) \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

wobei l die Länge der RF-Spule, B_0 die Feldstärke des Führungsfeldes und B_{rot} die Amplitude der Feldstärke des oszillierenden Feldes (RF-Spule) ist.

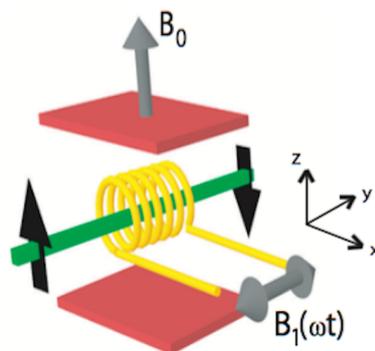


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung eines Resonanzfrequenzspinflippers

Die Resonanzfrequenz für den Spinflip ergibt sich aus folgender Überlegung: Im Sys-

tem des Neutrons setzt sich das oszillierende Feld B_{rot} aus einem das mit dem Neutron rotiert und eines das gegen seinen Drehsinn rotiert zusammen, dem noch ein äußeres Feld normal zur Flugrichtung, das Führungsfeld, überlagert ist. Hat nun das Führungsfeld die richtige Feldstärke, ist die Larmorpräzession des Neutrons in Phase mit einer Richtung des oszillierenden (bzw im System des Neutrons rotierenden) Feldes B_{rot} . So wird eine bestimmte, zu Feldstärke B_{rot} proportionale Spinrichtung festgelegt, was einer Verkippung des Spins um den gewünschten Winkel entspricht. Als Resonanzbedingungen ergeben sich für eine Drehung des Spins um π nach längerer Rechnung für die Frequenz (siehe [12])

$$\omega_{res} = -\gamma B_0 \quad (3.5)$$

und für die Amplitude

$$\omega_L t = -\gamma B_{rot} t = \pi \quad (3.6)$$

Kapitel 4

Experimentelle Realisierung

Im Folgenden soll beschrieben werden wie die zu messenden Effekte im vorliegenden Experiment konkret umgesetzt werden sollen.

4.1 Vorbereitungen

Die Vorbereitungen zum Experiment wurden am Atominstitut der TU Wien durchgeführt. Als Neutronenquelle dient hier der TRIGA Mark II Reaktor von General Atomics [25].

4.1.1 Auslegung der Spule

Die durch das Experiment vorgegebenen Anforderungen an das Magnetfeld sind eine Flussdichte des oszillierenden rechteckförmigen Magnetfelds von ± 10 Gs bei einer Frequenz von 70 bis 100 kHz. Die Spule soll dabei eine Größe von 10 mal 10 Zentimeter nicht übersteigen und einen im Experiment nutzbaren aktiven Bereich von etwa 1x1cm haben. Im Verlauf der Vorbereitungen haben aber herkömmliche DC-Spulen mit durchgehender Wicklung ebenfalls das gewünschte Verhalten gezeigt, weshalb auf diese zurückgegriffen wurde.



Abbildung 4.1: Eine DC-Spule wie sie als Hochfrequenzflipper zum Einsatz hätte kommen sollen. Als Hochfrequenzflipper ungeeignet aber für konstante $\frac{\pi}{2}$ - Flips im Experiment eingesetzt.

Die Idee ist, das Feld im aktiven Bereich körperlos zu halten, also die Spule um ein Fenster zu wickeln, das selbst gänzlich frei bleibt. Als Leiter wird Kupferdraht verwendet (maximale Stromdichte: 10 Amm^{-1} . Es wird ein quaderförmiger Spulenkörper mit 5mm Dicke und 60mm Höhe und Breite verwendet. Mittig wird ein quadratischer Spalt von 12mm Seitenlänge frei gehalten. Die Spule wird nun in horizontaler und vertikaler Richtung, jeweils oberhalb und unterhalb des Spaltes, gewickelt. Der Beitrag jeder Wicklung zum Magnetfeld in der Mitte ergibt sich aus der Beziehung

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum_{i=1}^{\lfloor a/d \rfloor} \frac{1}{6 + id} \quad (4.1)$$

wobei $a = 30 \text{ mm}$ die halbe Seitenlänge des Magneten, I der Strom mit dem die Spule betrieben wird, d der Drahtdurchmesser und μ_0 die magnetische Permeabilität des Vakuums ist. Die Berechnung der Werte erfolgt im Programm *R* [23], der zugehörige Code lautet

```
> for(i in 1:6){MaxITabCu[i,2]<-(MaxITabCu[i,1]/2)^2*pi*10}
> for(i in 1:6){x<-0;for(j in 0:floor(30/MaxITabCu[i,1]-6))
{x<-x+1/((6+i*MaxITabCu[i,1])/1000)};x<-2*x*mu0*MaxITabCu[i,2]*
10000/(2*pi);MaxITabCu[i,3]<-x}
```

Es ergeben sich in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser d nun folgende Werte für das maximal zu erreichenden Magnetfeld im Zentrum der Spule (Tabelle 4.1):

Drahtdurchmesser [mm]	Maximalstrom [A]	Maximalfeld [Gs]
0.10	0.079	15.19
0.20	0.314	28.47
0.25	0.491	33.45
0.50	1.963	53.99
0.80	5.027	64.34
1.00	7.854	65.45

Tabelle 4.1: Maximalfelder der verwendeten Spule

4.1.2 Kalibration der hochfrequenten Spulenströme - RF-Flipper

Ursprünglich war die Verwendung eines Gleichstrom-Flippers geplant, der mit einer Rechtecksspannung betrieben werden sollte. Dies scheiterte jedoch an der zu hohen Impedanz der Spulen. Die Signalübertragung funktionierte nur sehr schlecht - Es ist zwar gelungen, einen rechteckförmigen Strom in der Spule aufzubauen, allerdings war die relativ hohe Leistung der verwendeten Verstärker (Toellner RF-Verstärker, 0-10A), immer noch zu gering, um die Anforderungen für das Experiment zu erfüllen. Aus diesem Grund wurde im Experiment ein RF-Flipper wie in Abbildung 4.2 dargestellt verwendet. Dieser wird mit einer Sinus-Spannung betrieben und hier funktioniert die Verstärkung wesentlich besser. Für das Experiment ist eine Schaltfrequenz zwischen ein- und ausgeschalteter Spindrehung um π , die von dieser Spule bewerkstelligt werden soll, von etwa 10 kHz erforderlich. Das entspricht 10000 Schaltvorgängen pro Sekunde was, wie sich gezeigt hat, nur durch die Verwendung eines RF-Flippers zu bewerkstelligen ist.

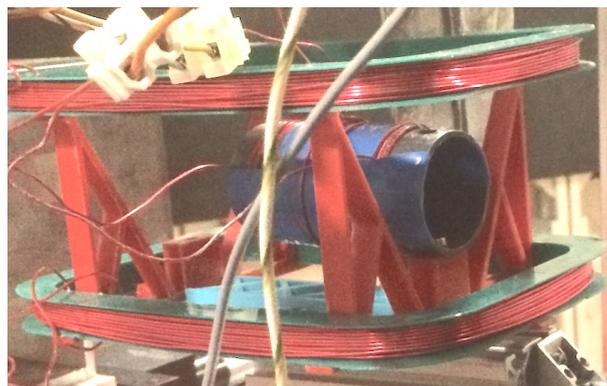


Abbildung 4.2: RF-Flipper mit Führungsfeld und Flipperspule, als Hochfrequenzflipper für oszillierende π -Flips im Experiment eingesetzt.

Um die RF-Spule zu justieren wird erst ihre Induktivität L ermittelt. Das erfolgt durch ein handelsübliches RLC-Kombimessgerät. Für das Experiment ist eine Resonanzfrequenz von 32 kHz erforderlich, was sich aus der Spulenlänge und dem Drehwinkel von π ergibt. Aus diesen Daten kann die zum Betrieb erforderliche Kapazität C durch

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.2)$$

errechnet werden - die Schaltung des RF-Flippers entspricht einem RLC -Serienschwingkreis. Das Feld B , das proportional zum Spin-Drehwinkel ist, ist selbst wiederum der Amplitude der Stromstärke des Stromes durchs die RF-Spule proportional. Das Signal wird in einem Funktionsgenerator erzeugt und durch einen RF-Verstärker realisiert.

Der erste Schritt ist nun ein Scan über die Amplitude dieses Stromes. Die gemessene Neutronenzählrate zeigt dadurch einen sinusförmigen Verlauf, dessen Minimum anschließend durch einen Fit (Methode der kleinsten Quadrate) ermittelt wird. Siehe dazu Abbildungen 4.3 und 4.4. Dieses Minimum wird nun festgehalten und dort ein weiterer Scan über die Feldstärke des Führungsfeldes (eigentlich Kompensationsfeldes) des RF-Verstärkers durchgeführt.

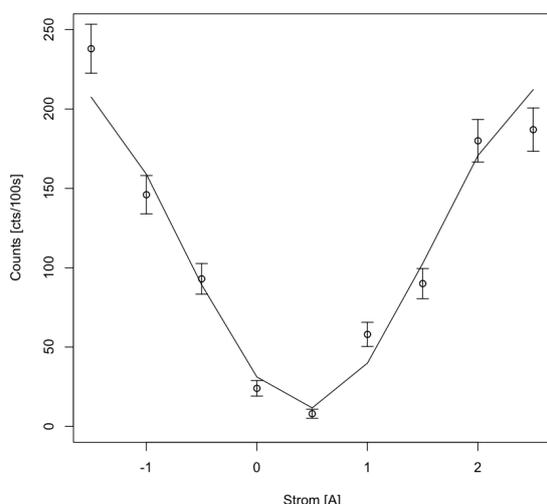


Abbildung 4.3: Erste Stufe der Einrichtung des RF-Flippers: Sinus-Fit

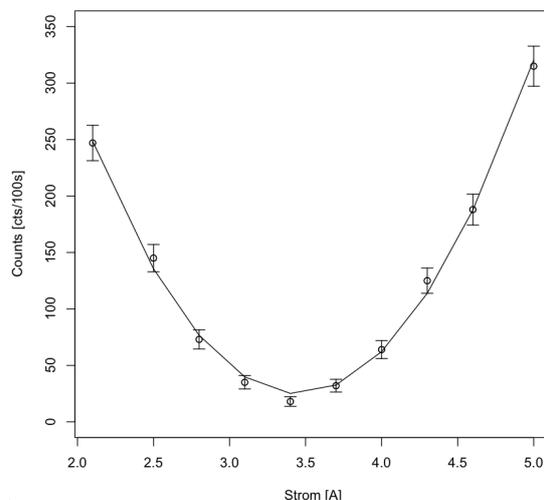


Abbildung 4.4: Zweite Stufe der Kalibration des RF-Flippers: Optimierung des Führungsfeldes

Erst bei vollständiger Kompensation des äußeren Führungsfeldes, das das ganze Experiment zwecks Stabilisierung der Polarisation der Neutronen umgibt, ist die Resonanzbedingung des RF-Flippers erfüllt und der gewünschte π -Flip wird ausgeführt.

Dadurch dass die Erfüllung der Resonanzbedingung des RF-Flippers ein Feld von einigen Gaußerfordert, fällt am eingesetzten Widerstand einige Leistung ab. Trotz Verwendung ei-

nes Keramik-Leistungswiderstandes hat sich gezeigt, dass dieser im Betrieb sehr heiß wird. Da keine professionelle Wasserkühlung zur Verfügung gestanden ist und die Spannungen mit einigen Volt nur sehr klein waren, wurde wie in Abbildung 4.5 dargestellt, eine provisorische Wasserkühlung durch ein Bad aus destilliertem Wasser eingesetzt die sich nach anfänglicher technischer Skepsis sehr bewährt und die Temperatur stabilisiert hat.



Abbildung 4.5: Der im Experiment verwendete, provisorisch wassergekühlte 2.7Ω Leistungswiderstand

Ein Aspekt der ebenfalls berücksichtigt werden muss, ist dass der Flipper als Impedanz auch die Signalform massiv beeinflusst. In den folgenden Abbildungen 4.6 bis 4.8 ist das Eingangssignal das von einem Funktionsgenerator erzeugt und in einem RF-Verstärker verstärkt wird, und das im Stromkreis der RF-Spule mittels einer Stromzange abgegriffene und verformte Signal dargestellt. Der zuvor beschriebene Leistungswiderstand musste auch empirisch ermittelt werden: Seine Dämpfung soll so beschaffen sein, dass sie einerseits nicht zu stark ist und noch höhere Spannungen erforderlich macht, und andererseits aber stark genug sein, um die Zeit des Einschwingvorganges nach dem Einschalten möglichst kurz zu halten. Die Zeit des Einschwingvorganges kann nicht zur Auswertung verwendet werden und geht somit verloren.

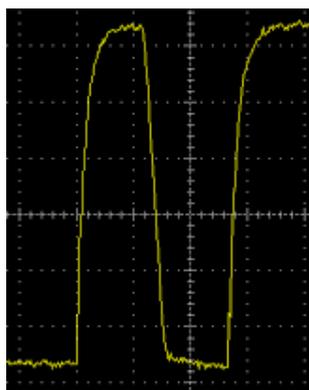


Abbildung 4.6: Deformiertes Rechtecksignal im Stromkreis der zuvor verwendeten Gleichstromspule - ungeeignet zur Ausführung der schnellschaltenden π -Flips. Dargestellt ist ein $10\mu s$ langer Ausschnitt

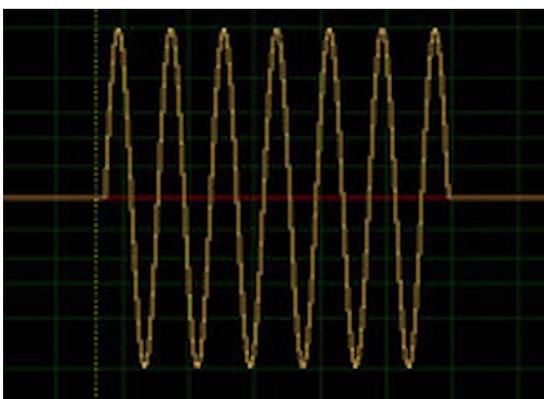


Abbildung 4.7: Ein Wellenpaket vom Eingangssignal des RF-Flippers, vom Funktionsgenerator erzeugt (entspricht einer einPhase in der Schaltsequenz), Zeitausschnitt $10\mu s$

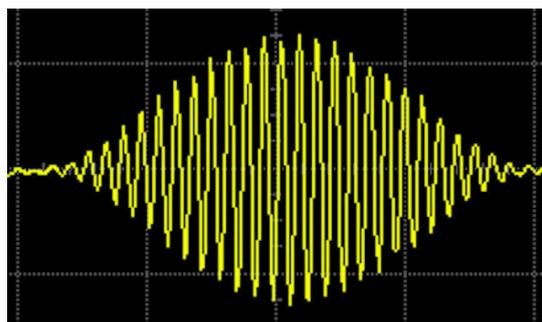


Abbildung 4.8: Deformiertes Signal im Stromkreis der RF-Spule, Zeitausschnitt $10\mu s$

4.1.3 Test der Detektoren

Im Rahmen dieser Arbeit werden ^3He -Detektoren von Toshiba, Modell Nr. E68932, verwendet. Der Test der Detektoren wurde bereits in Wien am TRIGA Mark II Reaktor durchgeführt. Als Vorverstärker kommt das Modell ORTEC Preamplifier 142 zum Einsatz. Für mehr Klarheit werden die Detektoren im Folgenden mit den Nummern 1 bis 5 bezeichnet, Die nachfolgende Tabelle 4.2 gibt die entsprechende Seriennummer dazu an. Detektor 4 wird nicht verwendet, da er aufgrund eines Spannungsdurchschlages defekt ist.

Detektor Nr.	Seriennummer
1	16001
2	16002
3	16003
5	16005

Tabelle 4.2: Bezeichnung der verwendeten Detektoren

Im Vergleich zu herkömmlichen Detektoren haben diese Detektoren besonders kleinen Durchmesser, wie in Abbildung 4.9 dargestellt, verwendet. Das ist notwendig, da im Rahmen dieses Experimentes zeitaufgelöst gemessen wird und ein kleinerer Durchmesser eine bessere Zeitauflösung zur Folge hat.

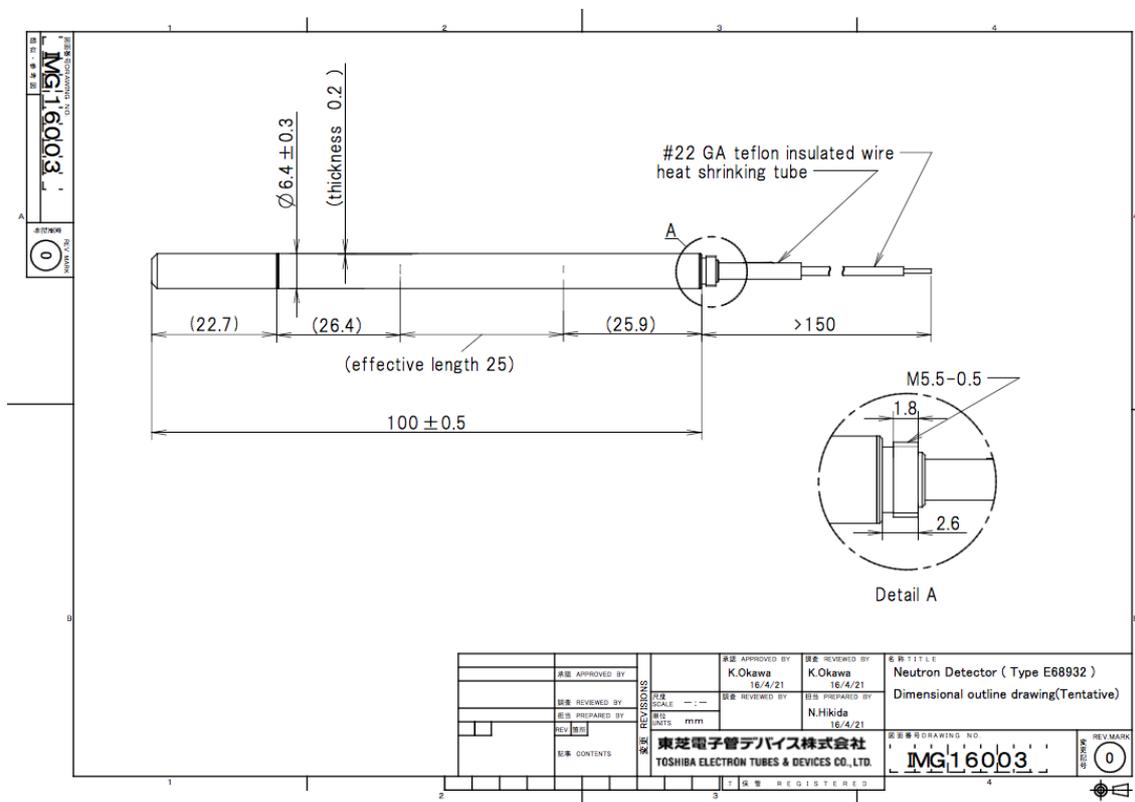


Abbildung 4.9: Werkskizze TOSHIBA-Detektoren

Ermitteln der Plateauspannung.

Ziel ist es, die Plateauspannung der verwendeten Detektoren zu ermitteln. Dazu wird bei verschiedenen Spannungen die Zählrate gemessen. Es werden thermische Neutronen mit einer Wellenlänge von etwa 0.5 nm für diesen Test verwendet. Der Detektor wird hierfür in einer eigens mittels 3D-Druck gefertigten Halterung 30 mm hinter dem Super-

spiegel platziert die zusätzlich mit einem Paraffinblock geschirmt ist. Als Messzeit werden 120 Sekunden gewählt. Die nachfolgenden beiden Abbildungen 4.10 4.11 und zeigen den Messaufbau bzw. eine Skizze dieses Setups. Q bezeichnet hier die Neutronenquelle, POL den Polarisator-Superspiegel der zwar für den Test nicht benötigt wird, der aber fest im Setup verbaut ist und nicht stört und D bezeichnet den Detektor. Im Folgenden sind in

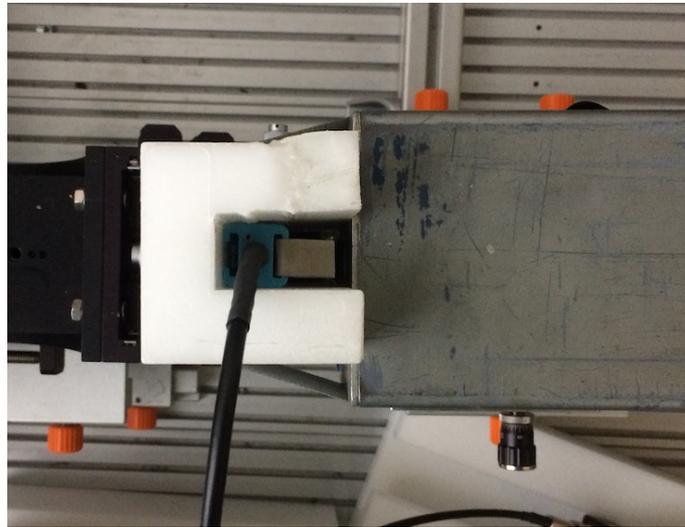


Abbildung 4.10: Messaufbau Detektortest

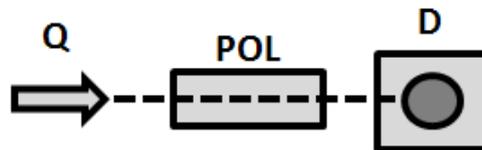


Abbildung 4.11: Setup zum Ermitteln der Plateauspannung

den Tabellen 4.3 bis 4.6 die Messwerte zum Ermitteln der idealen Betriebsspannung der Detektoren dargestellt. Parallel zum Detektor wird der im Polarimeteraufbau fest verbaute, geschirmte Detektor ebenfalls abgelesen (in den Tabellen bezeichnet als Festdet.). Dieser wird im Folgenden als Festdetektor bezeichnet und hat eine konstante Betriebsspannung von 1230 Volt. Er wird hier zur parallelen Messung des Untergrundes verwendet, da sich der zu untersuchende dünne Detektor ja in einem Paraffinblock befindet und der Festdetektor somit geschirmt ist.

Spannung [V]	Zählrate Det. [cts/100s]	Zählrate Festdet. [cts/100s]
1820	6858	13
1840	6941	26
1860	6847	12

Tabelle 4.3: Bestimmung der Plateauspannung, Detektor 1

Spannung [V]	Zählrate Det. [cts/100s]	Zählrate Festdet. [cts/100s]
1820	6778	16
1840	7073	13
1860	7003	13
1880	6941	18

Tabelle 4.4: Bestimmung der Plateauspannung, Detektor 2

Spannung [V]	Zählrate Det. [cts/100s]	Zählrate Festdet. [cts/100s]
1800	8051	12
1820	8346	14
1840	8578	15
1860	8410	21
1880	8402	11
1900	8184	13

Tabelle 4.5: Bestimmung der Plateauspannung, Detektor 3

Spannung [V]	Zählrate Det. [cts/100s]	Zählrate Festdet. [cts/100s]
1800	7899	14
1820	7985	22
1840	7802	15
1860	7953	17
1880	7718	12

Tabelle 4.6: Bestimmung der Plateauspannung, Detektor 5

Ergebnis: Als ideale Betriebsspannung ergibt sich bei allen Detektoren 1850 Volt.

Bestimmung der Transmission.

Zur Bestimmung der Transmission der Detektoren wird die Paraffinschirmung abgenommen und bei der idealen Betriebsspannung von 1850 V die Zählrate im Detektor (D^1), im Festdetektor (D^2) und anschließend im Festdetektor ohne den zu testenden Detektor im Strahlengang ($D^2 - D^1$) bestimmt. Abbildung 4.12 zeigt das verwendete Setup: Q

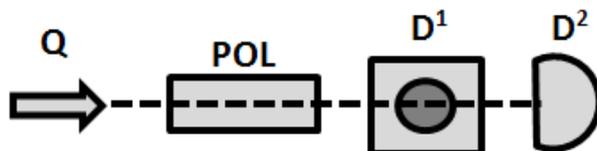


Abbildung 4.12: Setup zum Ermitteln der Transmission

bezeichnet wieder die Quelle, POL den nicht aktiv verwendeten Polarisator, D^1 den zu untersuchenden Detektor und D^2 den Festdetektor.

Aus den gemessenen Daten ergibt sich die Transmission (Trans) und der Anteil der Neutronen die am Weg vom Detektor zum Festdetektor verloren gehen (Δ cts) - Dieser Anteil sollte möglichst klein sein. Im Fall von Detektor 3 ist dieser Wert sogar negativ, was durch statistische Schwankungen zu erklären ist und zeigt dass diese Differenz tatsächlich sehr klein ist. Bei den Detektoren 1 und 2 ist dieser Anteil mit etwa 10 Prozent relativ groß, was nur damit erklärbar ist dass die Ausrichtung der Detektoren im Strahlengang bei diesen beiden Messungen nicht optimal war. Die Messergebnisse sind in Tabelle 4.7 dargestellt.

Detektor Nr	cts D^1	cts D^2	cts $D^2 - D^1$	Trans [%]	Δ cts [%]
1	6398	3547	11204	31.7	11.2
2	6598	3595	11325	31.2	10.0
3	7730	3633	11197	32.4	-1.5
5	7131	3589	11086	32.4	3.3

Tabelle 4.7: Bestimmung der Transmission der Detektoren. Zählraten in cts/120s

Ergebnis: Als Transmission für die Detektoren ergibt sich somit etwa 32 Prozent.

Analyse des Untergrundes.

Um das Verhalten der Detektoren bei geblocktem Strahl bzw bei abgeschaltetem Reaktor (um Neutronenstrahlung zu vermeiden) zu testen, wird für 120 Sekunden die Zählrate bei 1850V bestimmt. Zum Vergleich wird auch hier wieder der Messwert des Festdetektors herangezogen.

Das Setup ist dasselbe wie bei der Ermittlung des Transmissionsverhaltens vorhin. In der

nachfolgenden Tabelle 4.8 ist jeweils die erste Zahl die Zählrate am zu testenden Detektor und die zweite Zahl jene am Festdetektor.

Det. Nr	Zählrate Reaktor an [cts/100s]	Zählrate Reaktor aus [cts/100s]
1	32/21	5/3
2	25/19	1/3
3	34/12	2/2
5	54/16	7/1

Tabelle 4.8: Analyse des Untergrundverhaltens der Detektoren

Ergebnis: Es zeigt sich, dass die Detektoren eine relativ stark ausgeprägte Tendenz zur Blindzählrate haben. Die Blindzählrate ist um einen Faktor von etwa 10 größer als bei den Referenzdetektoren. Es ist naheliegend, dass eine Fehlfunktion der Detektoren dieser hohen Blindzählrate zugrunde liegt. Dem wurde zu einem späteren Zeitpunkt nachgegangen und es konnte festgestellt werden, dass eine mangelhafte Verkabelung des Gaszählrohres für die hohen Blindzählraten verantwortlich war. In weiterer Folge wurden die Anschlüsse der Gaszählrohre ausgetauscht, was zu einer wesentlichen Verbesserung ihres Verhaltens hinsichtlich Blindzählrate geführt hat.

4.2 Messung an der Neutroneninterferometrie-Beamline S18, Institut Laue-Langevin (ILL)

Die Messungen zum eigentlichen Experiment werden am Institut Laue-Langevin in Grenoble durchgeführt. Aufgrund der Sensibilität des verwendeten Interferometers (im Folgenden: IFM) sind einige Kalibrationen und Hilfsmessungen vorab notwendig, die im Folgenden beschrieben werden sollen. Vor der eigentlichen Durchführung des Experimentes muss das Interferometer kalibriert werden. Dabei ist vor allem auf exakt parallele Netzebenenaustrichtung zwischen Interferometer und Monochromatorkristall zu achten. Die Ausrichtung erfolgt mit Hilfe von Piezo-Kristallen.

Hat das Interferometer die richtige Ausrichtung, was durch Auffinden des maximalen Kontrasts erfolgt, werden als nächstes die Spulenströme kalibriert um den richtigen Kippwinkel der Spins einzustellen. Hier zeigte sich, dass aufgrund der hohen Frequenzen für das oszillierende Feld der Zufallssequenz ein RF-Flipper notwendig ist und eine DC-Spule nicht zur Anwendung kommen kann da diese eine zu hohe Induktivität aufweist. Nachdem alle Spulen kalibriert sind, wird die eigentliche Messung durchgeführt, deren Resultate im letzten Abschnitt dieser Arbeit dargestellt sind.

4.2.1 Optimierung der Strahlposition

Das Austrittsfenster des Strahlrohres des Instrumentes S18 ist etwa 60x60mm groß, was für das Experiment viel zu groß ist. Der Strahlquerschnitt wird daher mithilfe von Cadmiumblech nach und nach auf 4x4mm verkleinert (das kann nicht auf einmal erfolgen da mit einer Reduktion des Strahlquerschnittes auch eine Reduktion des Neutronenflusses einhergeht und die nachfolgenden Kalibrationsschritte für die noch kein so genau definierter Neutronenstrahl erforderlich ist sonst wesentlich länger dauern würden).

Als erster Schritt überhaupt muss die Position des Strahles gefunden werden. Dazu werden bis auf die Polarisatormagneten alle Komponenten aus dem Strahl entfernt. Es folgt eine grobe Ausrichtung der Detektoren mittels eines handelsüblichen Linienlasers der während der gesamten Einrichtung der Komponenten auf derselben Position verbleibt und den Gang des Neutronenstrahls sichtbar macht. Entlang dieses Strahls wird dann das Interferometer auf dem Drehteller in der Mitte der optischen Bank grob platziert - die Strahlaufweitung und der Braggwinkel sind bekannt.

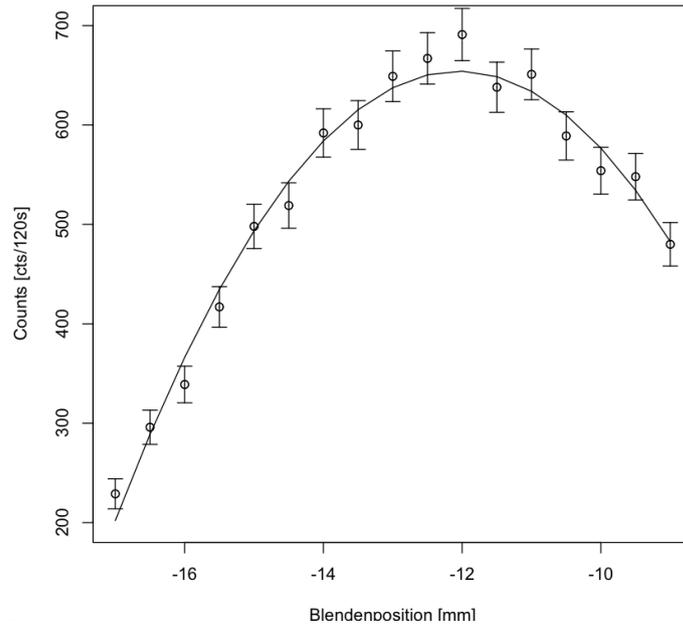


Abbildung 4.13: Beispielplot zum Finden der optimalen Blendenposition

4.2.2 Auffinden des Intensitäts-Peaks im Drehwinkel

Der erste Schritt zur Einstellung des Interferometers ist, den *Bragg*-Reflex zu finden. Dafür wird das Interferometer auf einem Drehtisch mit zwei Motorendstufen platziert: einer mechanischen in Form eines Schrittmotors, sowie zur Feinjustage einen piezoelektrischen in Form eines Piezo-Gebers. Abbildung 4.13 zeigt einen typischen Verlauf dieser Messkurve. Das Finden dieses Reflexes ist relativ aufwändig da er nur wenige Bogensekunden breit ist.

Die Suche nach dem BRAGG-Reflex erfolgt in zwei einander abwechselnden Schritten:

- Suche des Intensitätsmaximums in Abhängigkeit vom Drehwinkel
- Weitere Maximierung der Intensität und Schärfung des Peaks durch Scannen der Verkippungsachse (ρ -Achse) des Drehtellers

Die technische Realisierung dieser Verkippung und Drehung ist in Abbildung 4.14 dargestellt: Die Glasplatte auf dem das Interferometer steht, ist drehbar gelagert und mit einem Piezo-Geber angesteuert. Auf der Abbildung ist ein dunkler Fleck mit einem roten Kreis markiert - das ist die ρ -Achse, die durch einen weiteren Geber parallel zur Drehachse hinauf- und hinunter geschoben werden kann und so den Drehteller der außer auf diesem beweglichen Stift noch auf zwei Stahlkugeln (zu sehen auf der anderen Seite des Interferometers) gelagert ist, in z -Richtung, also in der Ebene des Drehteller-Radius und der Drehachse, verkippt. Diese beiden Vorgänge werden abwechselnd wiederholt bis ein Gesamtmaximum der Intensität gefunden ist. Im Folgenden ist exemplarisch je ein

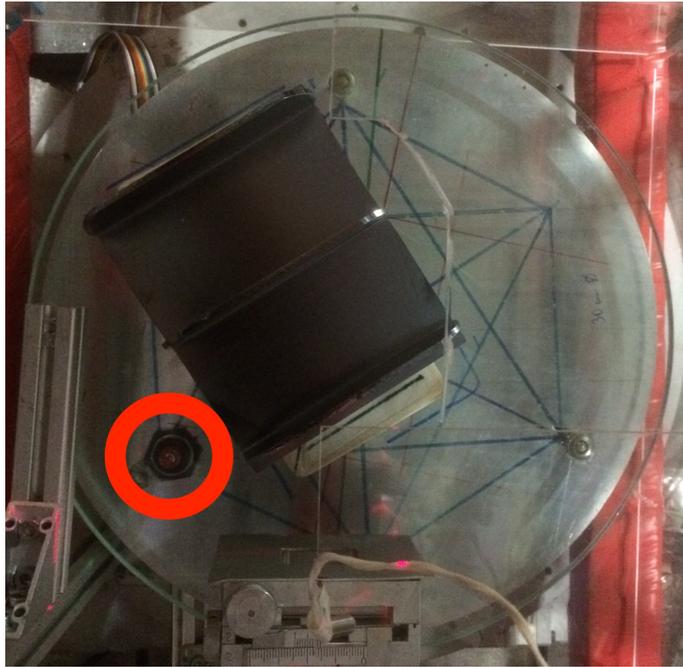


Abbildung 4.14: Position der ρ -Achse unter dem Drehteller

Plot einer solchen Rockingkurve bei noch nicht optimaler und eine bei bereits optimierter ρ -Achse dargestellt (Abbildungen 4.15 und 4.16).

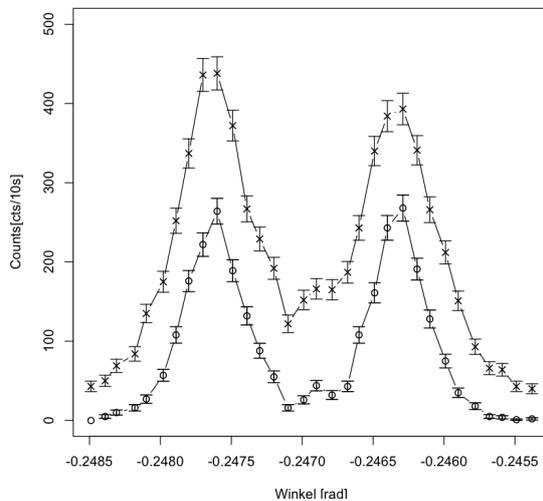


Abbildung 4.15: Rockingkurve bei noch nicht optimierter ρ -Achse, Die Kreise repräsentieren die Zählraten des O-Detektors, die Kreuze jene des H-Detektors

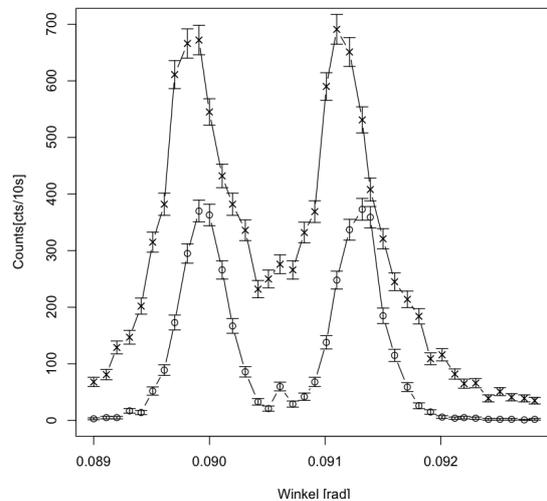


Abbildung 4.16: Rockingkurve bei optimierter ρ -Achse - scharfe Peaks; Die Kreise repräsentieren die Zählraten des O-Detektors, die Kreuze jene des H-Detektors

4.2.3 Setup zum Experiment

Im Grunde wird der Aufbau des Experimentes von TOBIAS DENKMAYR verwendet [18].

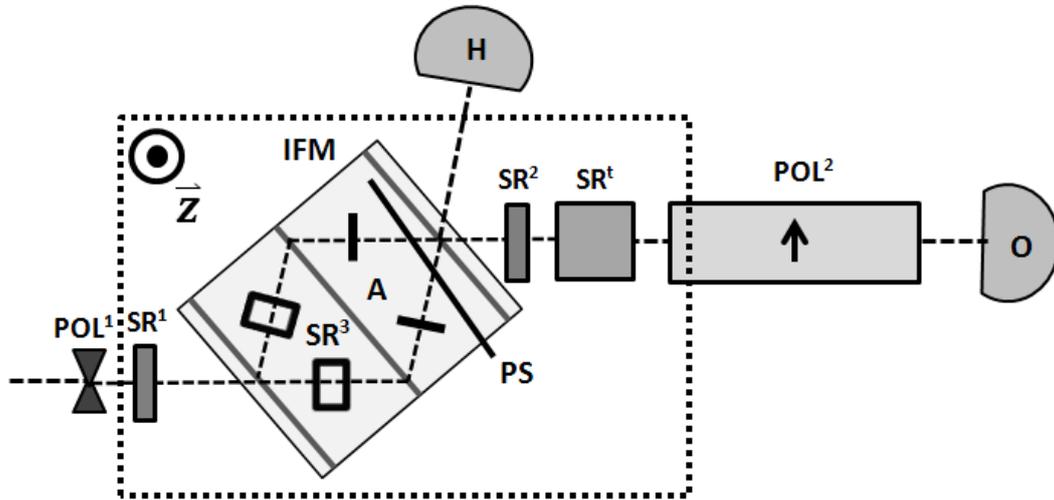


Abbildung 4.17: Skizze des Setups im Experiment

Zusätzlich wird ein aperiodisch oszillierendes Magnetfeld nach dem Interferometer angelegt (SR^t), das eine Drehung der Spins um π verursacht. Wird SR^t eingeschaltet, wird diese Drehung vollzogen, bleibt SR^t abgeschaltet, beträgt der Drehwinkel 0. Diese Schaltung geschieht in sehr schneller und zufälliger Folge und realisiert so gemeinsam mit dem nachgeschalteten Superspiegel die Postselektion als delayed choice. Das macht eine zeitaufgelöste Messung nötig, mit Hilfe derer die Zählraten die durch Anlegen von Zufallssequenzen von an- und abgeschaltetem Magnetfeld entstehen, den beiden Pfaden zugeordnet werden können.

Zentral im experimentellen Aufbau ist ein 3-Platten Silicium-Perfektkristallinterferometer (IFM , dargestellt in Abbildung 4.18, links im Bild ist der Phasenschieber zu sehen, rechts zwischen erster und zweiter Platte die Box mit den Spulen zur Spinpräparation und zur Erzeugung des Zusatzfeldes zur Delayed Choice Bedingung), das in einem Führungsfeld in z -Richtung (Dargestellt in Abbildung 4.17 als gepunktetes Rechteck).

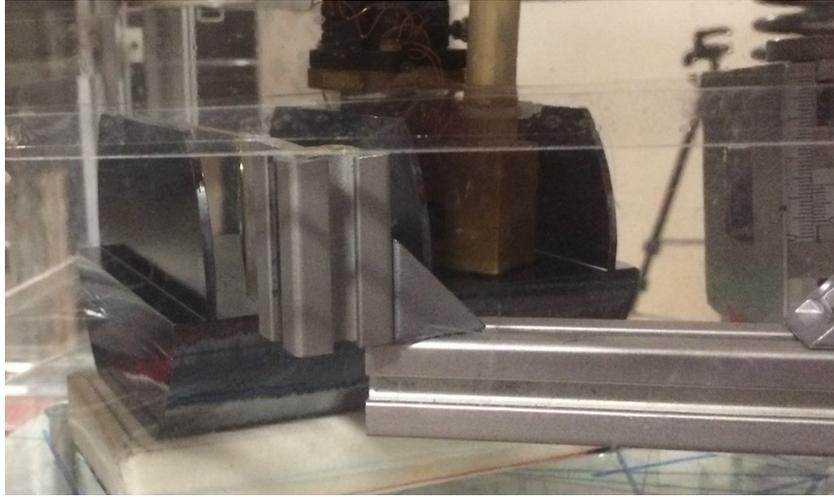


Abbildung 4.18: Der Kern des Setups - das Interferometer. Im rechten Teil des Bildes, zwischen erster und zweiter Platte die Box zur Spinpräparation

Realisiert ist dieses Feld, wie in Abbildung 4.19 dargestellt durch zwei große Helmholtzspulen). Vor dem Interferometer wird der (monochromatische) Neutronenstrahl durch zwei Magnetprismen polarisiert (POL^1) und durch einen DC-Spindrehler von der z -Richtung in die x -Richtung, also in Strahlrichtung, gedreht (SR^1). Im Interferometer befinden sich in jedem Pfad ein weiterer DC-Spindrehler zur Zustandspräparation und zum Anlegen eines Zusatzfeldes (SR^3) und ein je nach Messung eingesetzter Insum-Absorber (A). Weiters ist noch ein Phasenschieber aus Saphir (PS) verbaut. Nach dem Interferometer wird der Strahl wieder aus der xy -Ebene in die xz -Ebene gedreht (SR^2) und durch einen steuerbaren RF-Flipper (SR^t) kann die Pfadauswahl durch eine π -Drehung in Kombination mit einem Spinanalysator (Superspiegel) (POL^2) getroffen werden. Dies erfolgt jedoch erst zu einem um mehr als die Laufzeit des Neutrons durch das Interferometer verzögerten Zeitpunkt. So ist die Bedingung des *Delayed Choice* erfüllt. Nachfolgende Skizze zeigt den Aufbau schematisch. Dabei sind die verdunkelten Kreise im Interferometer Platzhalter für ein zusätzliches Magnetfeld bzw. einen Absorber (Je nach Messung). Die dunklen Rechtecke vor und nach dem Interferometer stellen einen Spin-Drehler für die $\frac{\pi}{2}$ -Drehung des Spins in Vorwärts-Richtung bzw. in z -Richtung dar, das helle Rechteck repräsentiert den Spinanalysator (Superspiegel), das Rechteck dazwischen den RF-Flipper zur Ausführung des π -Flips zur Pfadselektion und die mit O und H beschrifteten Halbkugeln den Detektor für den O- bzw. H-Strahl. Die Linie im rechten Teil des Interferometers stellt den Saphir-Phasenschieber dar.

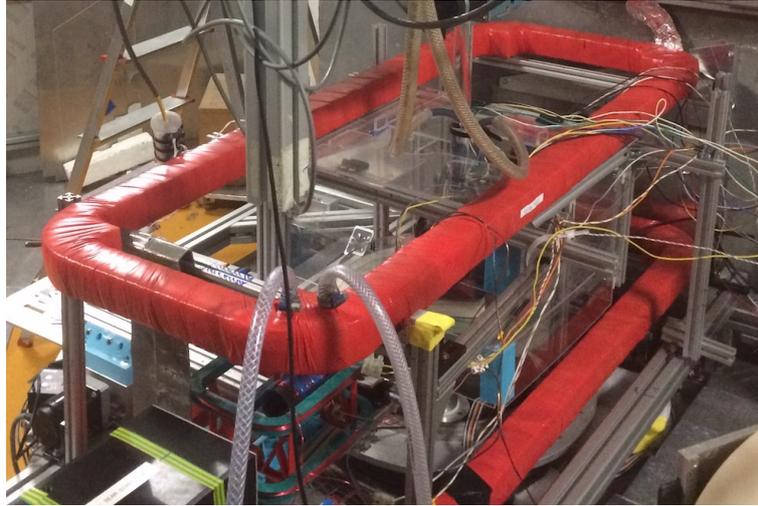


Abbildung 4.19: Das gesamte Setup im Experiment

4.2.4 Einrichtung des Superspiegels

Die Einrichtung des Superspiegels erfolgt erst grob durch Ausrichtung mit einem Linienlaser entlang der Strahlrichtung der Neutronen, also im Winkel 0 zum Strahl. Anschließend wird ein Intensitätsscan in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Superspiegels in Strahlrichtung und ein Scan der Intensität in Abhängigkeit von der Verschiebung quer zum Strahl durch einen Schrittmotor durchgeführt. Es wird jeweils ein quadratischer Fit angewandt und der Superspiegel im Maximum der Intensität fixiert. Das erfolgt in zwei Schritten: Erst wird ein Optimum im Drehwinkel des Superspiegels gesucht indem nur eine Seite des Superspiegels bewegt wird. Dann wird der ganze Superspiegel parallel verschoben und die Intensität weiter maximiert. Es wird wiederum an verschiedenen Messpunkten die Zählrate gemessen und diese über der Superspiegelposition aufgetragen, wie Abbildung 4.20 zeigt. Durch das Einbringen des Superspiegels reduziert sich die durchschnittliche Zählrate um etwa $\frac{1}{3}$.

4.2.5 Temperaturkontrolle - Kühlung der Spulen

Aufgrund der relativ hohen Ströme durch vergleichsweise dünne Drähte ist eine Wasserkühlung der Spulen notwendig. Diese erfolgt durch einen Thermostaten der sich an der Außenseite der Messkammer befindet. Gekühlt werden muss das äußere Führungsfeld (die roten Helmholzspulen in Abbildung 4.19) sowie die Box mit den Spulen zur Spinpräparation (zu sehen im rechten Teil des Interferometers in Abbildung 4.18; ein eigenes Foto der Box ist nicht aufgenommen worden). Alle wassergekühlten Spulen werden auf eine Temperatur von 25 Grad Celsius eingestellt. Das erfolgt durch zwei separate

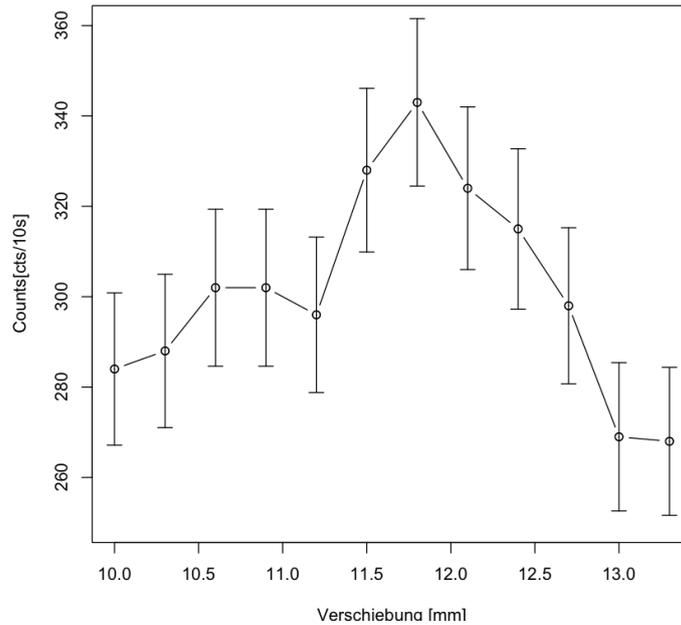


Abbildung 4.20: Beispielplot zum Einrichten des Superspiegels

Kühlkreisläufe, da der Kreislauf durch die Präparationsspulen wesentlich empfindlicher ist, da diese unmittelbar am Interferometer liegen.

4.2.6 Aufnahme von Interferogrammen

Der nächste Justageschritt nach der Auffindung des BRAGG-Reflexes des Interferometers ist die Aufnahme eines Test-Interferogrammes. Dazu wird in das Interferometer ein Saphir-Phasenschieber (planparallele Saphir-Platte auf einer Halterung aus ITEM-Gestänge, 3mm stark) eingebaut über dessen Drehwinkel ein Scan gefahren wird (siehe Abbildung 4.21). Für bessere Statistik wird pro Messpunkt (einige Bogenminuten Schrittweite am Phasenschieber) bis zu 60 Sekunden gemessen.

Damit anschließend ein aussagekräftiger Sinus-Fit gelegt werden kann, wird etwa 60 Messpunkte erforderlich, weshalb die Aufnahme eines gesamten Interferogrammes relativ viel Zeit in Anspruch nimmt. Ein Beispiel für ein solches Interferogramm ist in Abbildung 4.21 dargestellt.

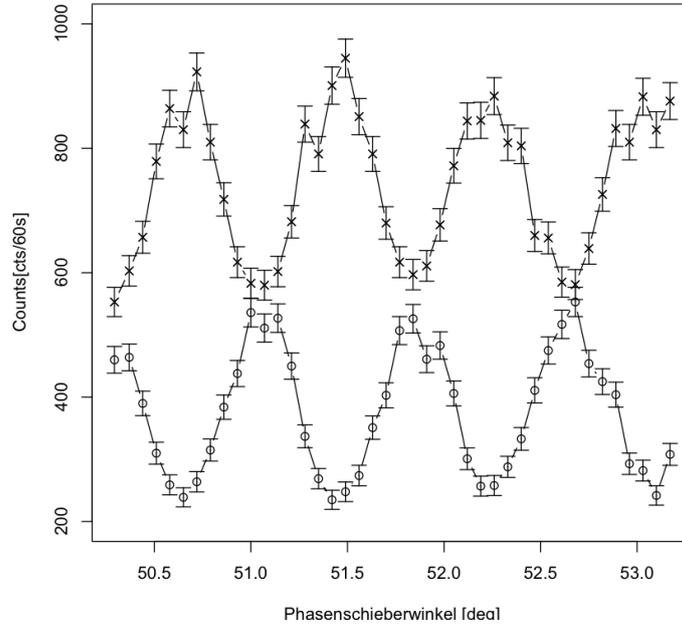


Abbildung 4.21: Interferogramm vor Einbau aller Experiment-Komponenten, Kontrast $\kappa = 68\%$; Die Zählraten des H-Detektors sind als Kreuze, jene des O-Detektors als Kreise dargestellt.

Das entscheidende Maß für die Güte eines Interferogrammes ist der Kontrast. Er ist definiert als Funktion von Amplitude und Ruhelage der gefitteten Kurve [3]. Hat der Sinus-Fit die Form

$$f(t) = A \sin(\omega t + \phi) + C \quad (4.3)$$

so berechnet sich der Kontrast zu

$$\kappa = \frac{f_{max} - f_{min}}{f_{max} + f_{min} - 2f_0} \quad (4.4)$$

wobei mit f_{min} und f_{max} Minimum bzw. Maximum der Funktion und mit f_0 das Hintergrundsignal bezeichnet ist. Das Hintergrundsignal f_0 ist relativ klein, es bewegt sich in der Größenordnung von etwa 1-3 Neutronen pro Minute. Typische Werte von f_{min} und f_{max} sind 100 bis 1000 Neutronen pro Minute. Im Idealfall ist das Hintergrundsignal gleich der Ruhelage der Sinusschwingung vermindert um die Amplitude, und es ergibt sich mit $f_{max} = c + a$, $f_{min} = f_0 = c - a$ ein Kontrast von $\kappa = 1$. Das Interferometer hat nicht überall die gleiche Güte. An manchen Stellen hat es mehr, an manchen weniger Kontrast. Um im Experiment einen möglichst hohen Kontrast zu erreichen, wird nun ein Bereich um die Plattenmitte (dort erwartet man den besten Kontrast) abgetastet und in einem Raster Interferogramme aufgenommen und jeweils der Kontrast bestimmt. In Abbildung

4.22 ist ein solcher Rasterscan dargestellt. Die Achsen sind hier in Millimeter skaliert - es ist also eine Fläche von 3mm Breite und 2.5mm in 0.5mm Abständen abgetastet worden. Die Überlappung ist nach erfolgter grober Rasterung durchaus beabsichtigt - es soll in einem Bereich hohen Kontrastes die beste Position gefunden werden.

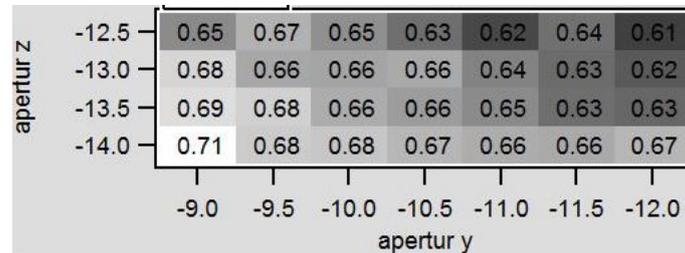


Abbildung 4.22: Rasterscan um die Mitte der Interferometerplatten, apertur y und apertur z in mm

4.2.7 Einstellung der Gleichstrom-Flipper

Die Gleichstromflipper sind etwas einfacher zu justieren als das Interferometer selbst. Es erfolgt ebenfalls in mehreren Schritten:

- Grobausrichtung mittels Laser
- Scan über die Spulenstromstärke
- Einstellung des Kippwinkels

Beim Scan über den Spulenstrom wird so vorgegangen, dass ein Minimum in der Zählrate gesucht und ein Sinus-Fit über die Messdaten gelegt wird, was in Abbildung 4.23 graphisch dargestellt ist.

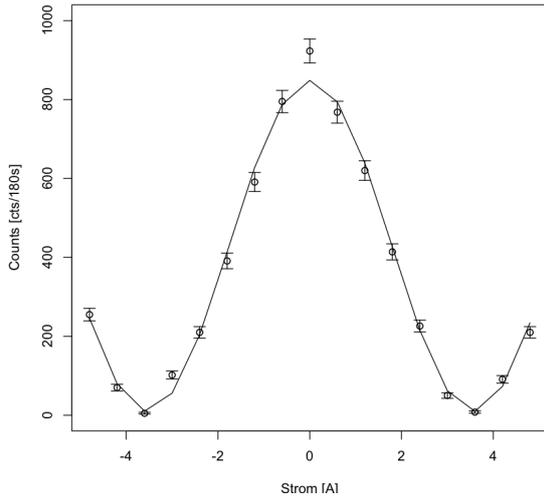


Abbildung 4.23: Plot zur Justage der DC-Spulen - Scan über die Stromstärke

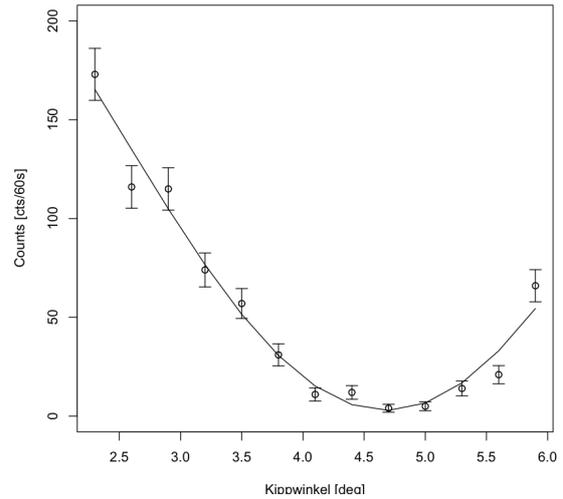


Abbildung 4.24: Plot zur Justage der DC-Spulen - Scan über den Kippwinkel

Man erhält dadurch eine Lage des Minimums I_0 sowie eine Periodendauer T (die hier die Dimension einer Stromstärke hat). Der anzulegende Spulenstrom ergibt sich dann zu

$$I_\pi = I_0 + \frac{T}{4} \quad (4.5)$$

für einen $\frac{\pi}{2}$ -Flip wie er im Experiment benötigt wird. Dieser Strom wird anschließend eingestellt und beibehalten. Im zweiten Schritt wird, wie in Abbildung 4.24 dargestellt, ein Scan über den Kippwinkel durchgeführt und dieser im Maximum der Zählrate festgehalten. Zur Justage des zweiten Gleichstromflippers (ST^1 und ST^2 vor bzw nach dem Interferometer) wird der bereits justierte abgeschaltet. Die Flipper haben auch, wie alle Einbauten, negativen Einfluss auf den Kontrast. In Abbildung 4.25 ist das Interferogramm nach Einbau und Justage aller Gleichstromflipper zu sehen.

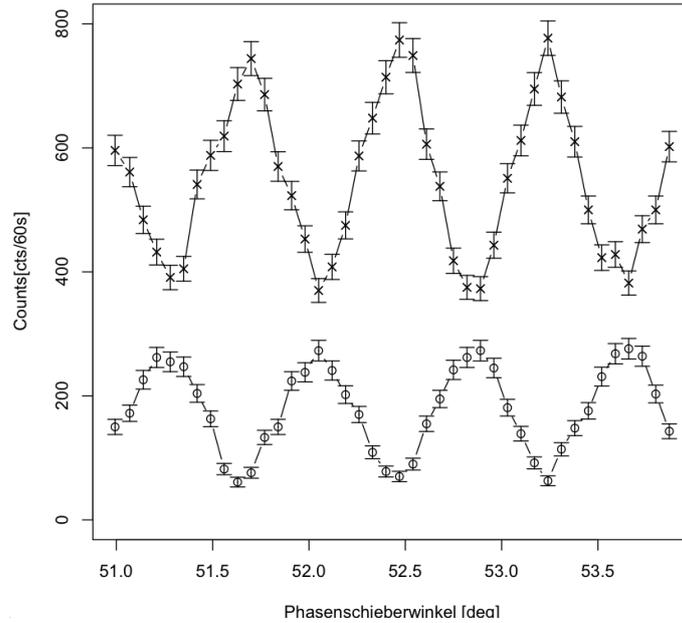


Abbildung 4.25: Interferogramm nach Einbau aller Gleichstromflipper, Kontrast $\kappa = 64\%$; Die Zählraten des H-Detektors sind als Kreuze, jene des O-Detektors als Kreise dargestellt.

4.2.8 Einrichten der Spulen für die Spin-Präparation

Nach Einrichtung aller Gleichstromspulen erfolgt die Justage der Spulen zur Spinpräparation. Diese erfolgt analog zur Justage der Gleichstromspulen, wobei die beiden Pfade im Interferometer nacheinander justiert werden. Dazu wird die Spule im jeweils anderen Pfad mit einem Cadmium-Absorber abgedeckt. Es wird wieder ein Sinus-Fit gelegt und der tatsächlich benötigte Spulenstrom durch

$$I_{\text{präp}} = I_0 \pm \frac{T}{4} \pm \frac{T}{18} \quad (4.6)$$

berechnet.

Der erste \pm Term erklärt sich dadurch, dass in einem Pfad nach links, im anderen nach rechts gekippt wird, wodurch eine orthogonale Spinpräparation (*initial state*) erreicht wird.

Der zweite \pm Term entspricht dem Zusatzfeld, das je nach Messung (Indium-Absorber links/rechts und Zusatzfeld links/rechts, siehe (5)) zugeschaltet wird und einen zusätzlichen Drehwinkel des Spins um 20 Grad erzeugt. Im Rahmen der Leermessung (siehe Ergebnisse) sind bei beiden Spulen die Zusatzfelder abgeschaltet.

Nach erfolgter Optimierung der Orthogonalisierung wird noch die Lage der Spule optimiert. Diese ist während des gesamten Experiments an einem Roboterarm befestigt, der

nun parallel zu den Interferometerplatten bewegt wird. Dabei ist ganz besonders darauf zu achten, dass der Boden des Interferometers nicht berührt wird, da das eine Verstellung der Lage des Interferometers und damit des BRAGG-Reflexes verursachen kann und eine neuerliches Suchen nach demselben (siehe (4.2.2)) erforderlich machen würde. Es wird nun das Intensitätsmaximum in Abhängigkeit von dieser Verschiebungslänge gesucht und der Roboterarm dort fixiert. Nach erfolgter Justage der Position der Spulen zur Spinpräparation wird abermals ein Interferogramm aufgenommen, das in Abbildung 4.26 dargestellt ist.

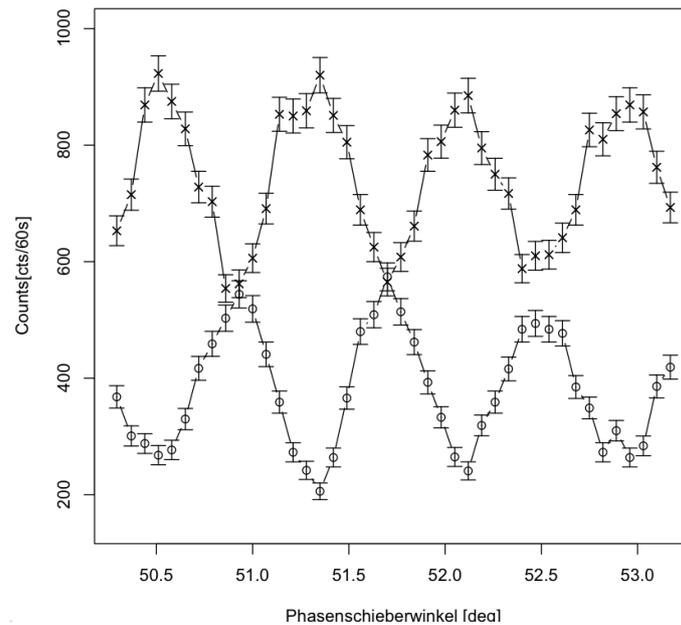


Abbildung 4.26: Interferogramm nach Einrichten der Spulen zur Spinpräparation

4.2.9 Einrichtung des RF-Flippers

Als letztes Element wird der RF-Flipper eingerichtet. Für die theoretischen Grundlagen eines RF-Flippers bzw. für die technische Beschreibung siehe (3.3.2), bzw. (4.1.2). Die Zufallssequenz wird unter der Nebenbedingung erzeugt, dass das Schaltverhältnis zwischen Phasen von up- und down-Spin Messung etwa 50:50 beträgt.

Als Frequenz wird im Rahmen dieses Experimentes 32 kHz verwendet. Die Kalibration erfolgt nun in zwei Schritten:

- Einstellung des Spulenstroms
- Einstellung des Führungsfeldes

Der Spulenstrom wird durch einen Scan über die Amplitude des Sinussignals durchgeführt, wobei ein Minimum in der Intensität gesucht wird nachdem die Gleichstromspulen so eingestellt wurden, dass die Neutronen mit zur Richtung des Spuerspiegels parallelen Spinrichtung ankommen (Siehe Abbildung 4.27). Der RF-Flipper soll dann ja die Spins um genau π drehen, sodass keine Neutronen mehr den Superspiegel passieren können.

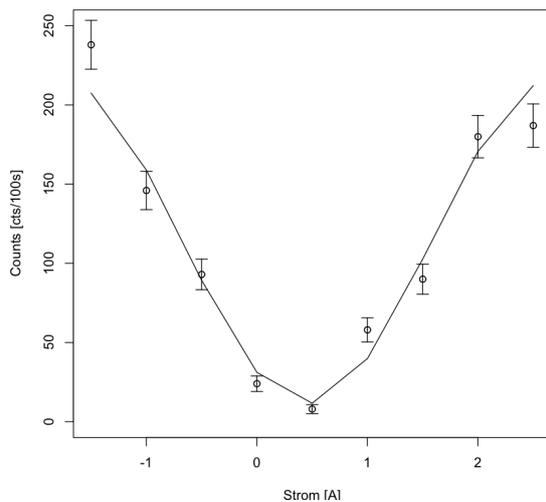


Abbildung 4.27: Plot zur Justage der RF-Spulen - Scan über den Hochfrequenzspulenstrom

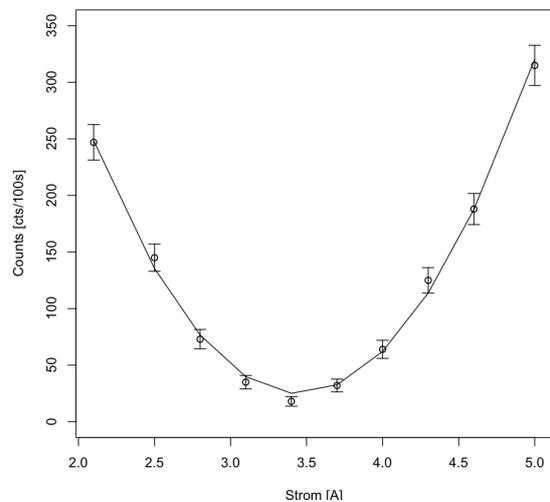


Abbildung 4.28: Plot zur Justage der RF-Spulen - Scan über den Strom für das Führungsfeld

Anschließend wird der Strom zur Erzeugung des Führungsfeldes der RF-Spule optimiert sodass das Feld das äußere Führungsfeld genau kompensiert (Abbildung 4.28). Dazu wird wiederum ein Intensitätsminimum gesucht.

Nachdem der RF-Flipper justiert ist, wird noch ein Interferogramm aufgenommen, das in Abbildung 4.29 dargestellt ist. Nach Einbau aller Komponenten kann nun ein Kontrast von 58 bis 62 Prozent erreicht werden. Die durchschnittliche Zählrate beträgt hierbei etwa 200 Neutronen pro Minute im O-Strahl bzw. 600 Neutronen pro Minute im H-Strahl.

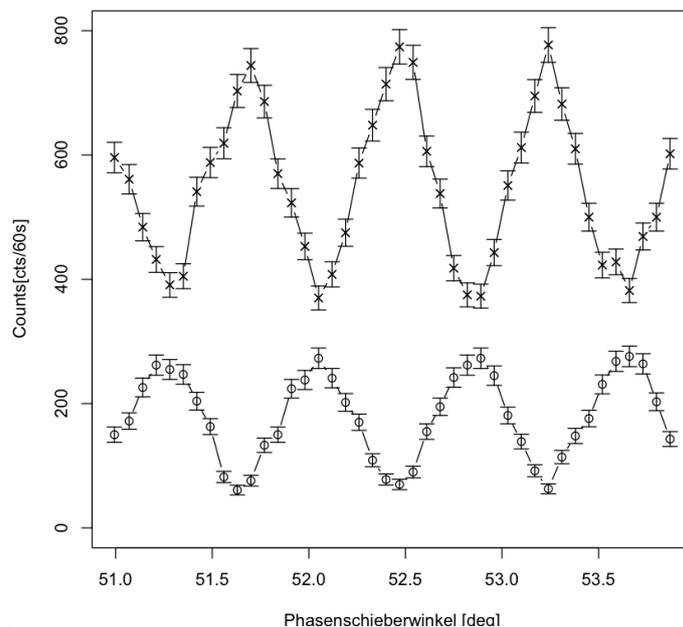


Abbildung 4.29: Interferogramm nach Einrichten des RF-Flippers

Kapitel 5

Messergebnisse

Vor dem Start der Hauptmessungen im Experiment wird noch ein Interferogramm zum Überprüfen des Kontrastes aufgenommen. Das wird vor jeder der insgesamt fünf Messungen (je eine mit Indium-Teilabsorber im rechten und im linken Pfad des Interferometers, je eine mit Zusatzfeld im rechten und linken Interferometerpfad und eine mit bis auf die Spinpräparation leerem Interferometer) wiederholt, um gleichbleibenden und möglichst hohen Kontrast zu gewährleisten. In Abbildung 5.1 ist das Interferogramm nach Einbau aller Komponenten zu sehen. Der Kontrast beträgt $\kappa = 59\%$. Dieser weitere, letzte Rückgang des Kontrastes ist der nunmehrigen Zuschaltung aller Komponenten, inklusive der Spinpräparation geschuldet. Die Zählraten des H-Detektors sind als Kreuze, jene des O-Detektors als Kreise dargestellt.

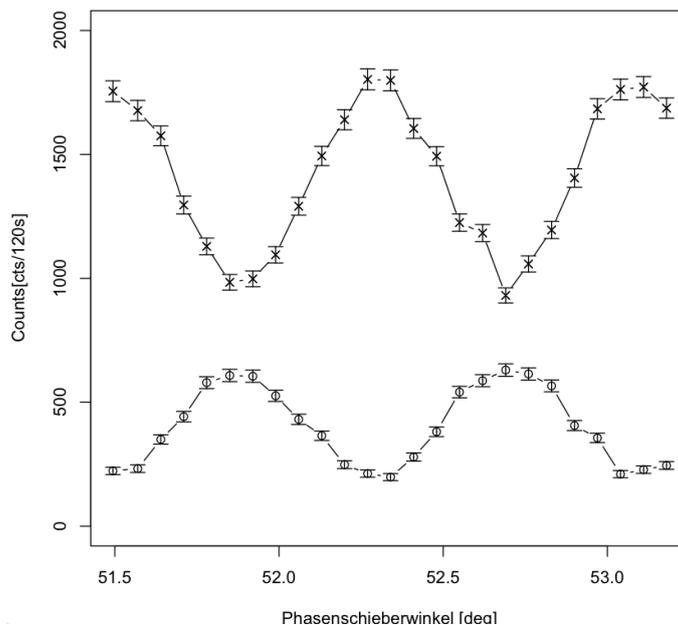


Abbildung 5.1: Interferogramm nach Einbau aller Komponenten

5.1 *Delayed Choice-Signal*

Das primäre Signal das bei diesem Experiment entsteht, ist eine Zählratenzeitreihe über das Messintervall von 5 ms. In dieser werden nun die Summen über Messungen gebildet, wo der RF-Flipper an- und ausgeschaltet war. In Abbildung 5.2 ist die eingespeiste Zufallssequenz in diesen 5ms dargestellt. Die Ordinate ist dabei dimensionslos, da sie nur anzeigt ob der RF-Flipper zum jeweiligen Zeitpunkt ein- oder ausgeschaltet ist.

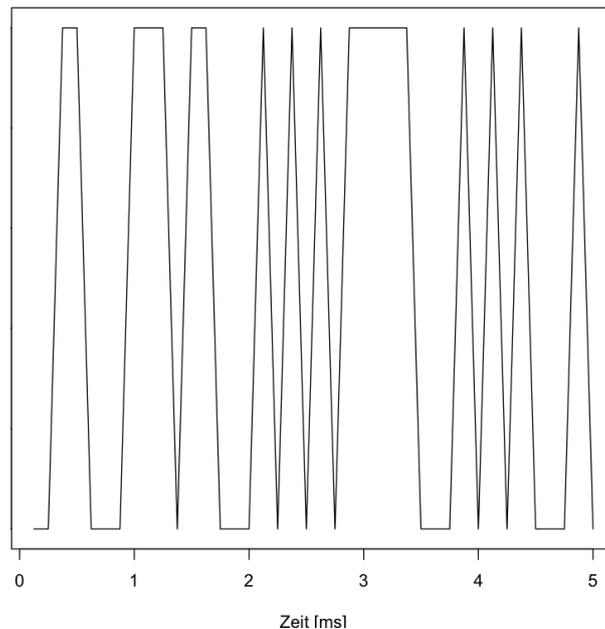


Abbildung 5.2: Im Experiment verwendete Zufallssequenz

Es werden fünf Messungen durchgeführt: Eine Messung des reinen orthogonalen Zustandes und je eine mit zusätzlichem Magnetfeld bzw mit teilweiseem Absorber (realisiert durch 1.25 mm dickes Indium-Blech) im linken und im rechten Pfad. Im Fall des reinen orthogonalen Zustandes erwartet man , dass die Summen aus Up- und Down- Anteilen - gleiche Anteile im Eingangs-Zufallssignal vorausgesetzt - in beiden Pfaden gleich sind. Bei Einfügen des Absorbers muss die Zählrate in einem Pfad sinken während sie im anderen gleich bleibt, bei Anlegen eines zusätzlichen Magnetfeldes muss sie im jeweils anderen Pfad steigen während sie in diesem Pfad gleich bleibt. Für das genaue Setup siehe [18], Figure 2. - Statt der DC-Spule *ST2*, ist nun ein RF-Flipper verbaut der das oszillierende Feld erzeugt.

Im den folgenden Abbildungen 5.5 bis 5.10 sind die Ergebnisse zu den Messungen der einzelnen Präparationszustände grafisch dargestellt. Was sich generell zeigt, ist dass die Messungen stark verrauscht sind. Das wird im nächsten Abschnitt ausführlicher diskutiert - Hauptproblem ist eine mangelnde Temperaturkontrolle.

5.2 Auswahl des Zeitfensters für die Auswertung

Die Hochfrequenzschaltung erfolgt im vorliegenden Experiment durch einen RF-Flipper. Trotz dem der entsprechende RLC -Schwingkreis hinsichtlich seiner An- und Abschwingzeit optimiert worden ist und hier auch eine gute Ausgangssituation für das Experiment erreicht werden hat können, bleibt eine Restzeitspanne, in der sich die Schwingung die für den π -Flip erforderlich ist erst aufbaut, bzw. nach Ende der Zeitspanne in der geflippt werden soll, abbaut. In dieser Zeit ist keine sinnvolle Messung möglich.

Daher muss im Zuge der Datenauswertung diese Zeitspanne ausgeschnitten, also die in dieser Zeit gezählten Neutronen verworfen werden. Abbildung 5.3 veranschaulicht dies.

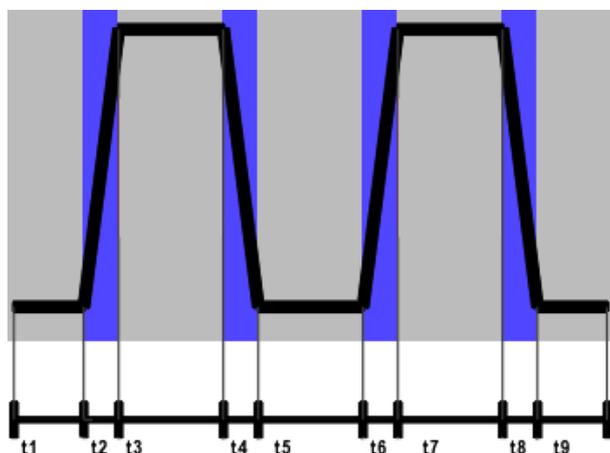


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Signalauschnitt-Auswahl

Der markierte Bereich hat aufgrund der sich gerade auf- bzw. abbauenden Schwingung im RF-Flipper keine physikalische Relevanz und muss daher verworfen werden. Zur Auswertung werden also nur die Zählraten in den ungeraden t_i -Intervallen herangezogen. Die Herausforderung ist nun, einen Kompromiss zwischen aus physikalischer Notwendigkeit verworfener und für eine signifikante statistische Auswertung notwendige Zählrate zu finden. Es hat sich gezeigt, dass dieser Prozess die größte Herausforderung der gesamten Datenaufarbeitung ist.

Nach einigen Versuchen hat sich als bester Kompromiss ein Verwerfen jeweils drei Bins links und rechts vom theoretischen Schaltzeitpunkt erwiesen. Das entspricht einer Zeitspanne von $375\mu s$. Diese Nachbearbeitung wird in R als Skalarprodukt eines davor erstellten Auswahlvektors `eingangssequenz` ausgeführt. Dieser Auswahlvektor wird aus dem vektor `onestep` erstellt, der der Sequenz eines Bins entspricht, also mit je drei Null-Einträgen am Beginn und am Ende. Er wird wie folgt erstellt:

```
>for(i in 1:40){if(eingangssequenz[i]==1){sequenzUp[((i-1)*25+1):  
(i*25)]<-oneStep3}else{if(eingangssequenz[i]==0){sequenzUp[  
((i-1)*25+1):(i*25)]<-zeros}}}
```

In Abbildung 5.4 ist diese Korrektur anhand der gemessenen Daten dargestellt.

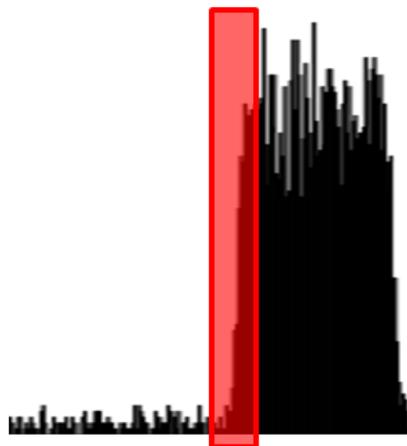


Abbildung 5.4: Darstellung der Zeitfenster-Auswahl an gemessenem Signal. Der rot markierte Bereich wird verworfen

5.3 Resultate

5.3.1 Rohdaten

Abbildung 5.5 zeigt das gefundene Messsignal bei Einspeisung der rohen Zufallssequenz die anschließend im Hauptexperiment verwendet wird. Die Trennung in den Zählraten zwischen den Zeitabschnitten mit ein- bzw. ausgeschaltetem RF-Flipper ist hier sehr gut, der Untergrund sehr niedrig. Die Methode kann somit für das Hauptexperiment verwendet werden.

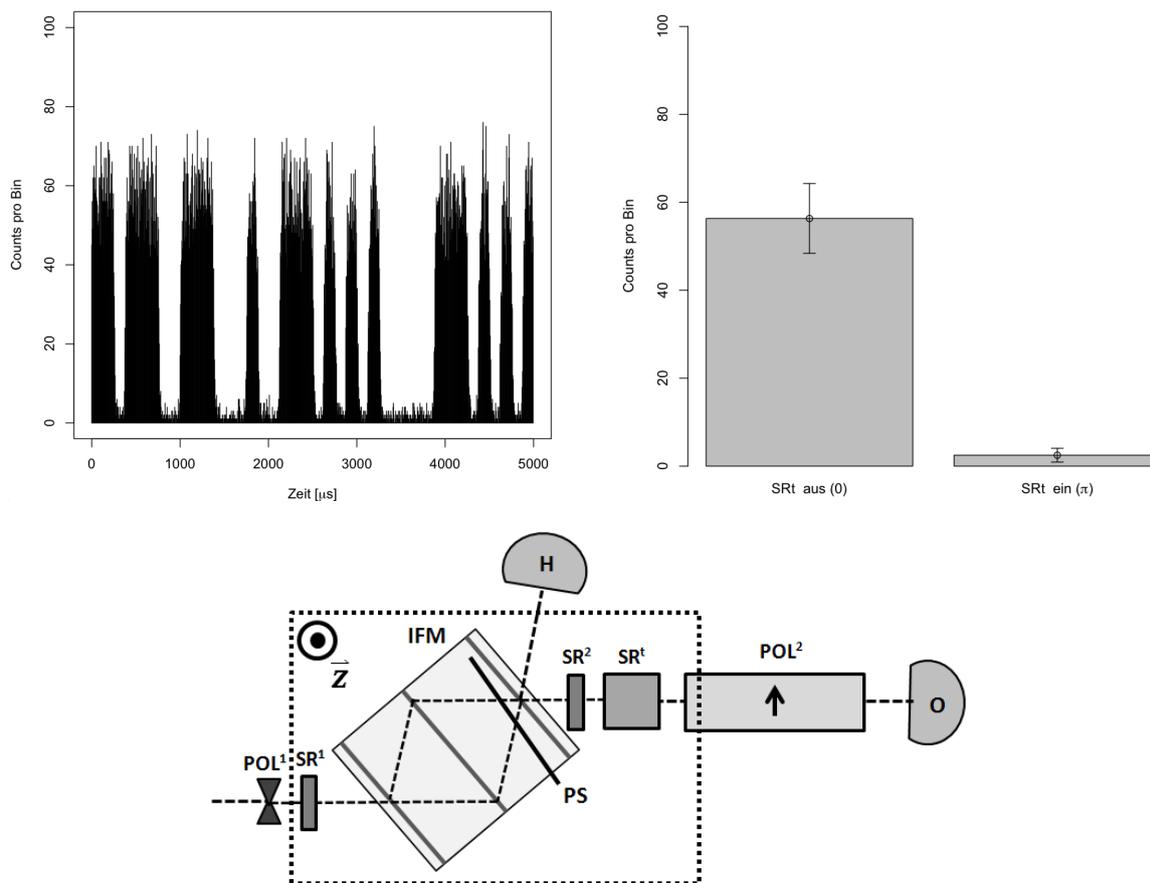


Abbildung 5.5: Zählraten, normierte Summen und Setup kontinuierliches Signal. Messzeit 1 Stunde

In Abbildung 5.6 sind die Messergebnisse zur Hauptmessung im leeren Interferometer, also ohne Zusatzfeld und Indium-Absorber dargestellt. Auch hier ist die Trennung zwischen den Bereichen ein- und ausgeschalteten RF-Flippers noch gut, allerdings ist der Untergrund bereits deutlich höher und die Summen bei ausgeschalteten RF-Flipper daher nicht mehr gleich.

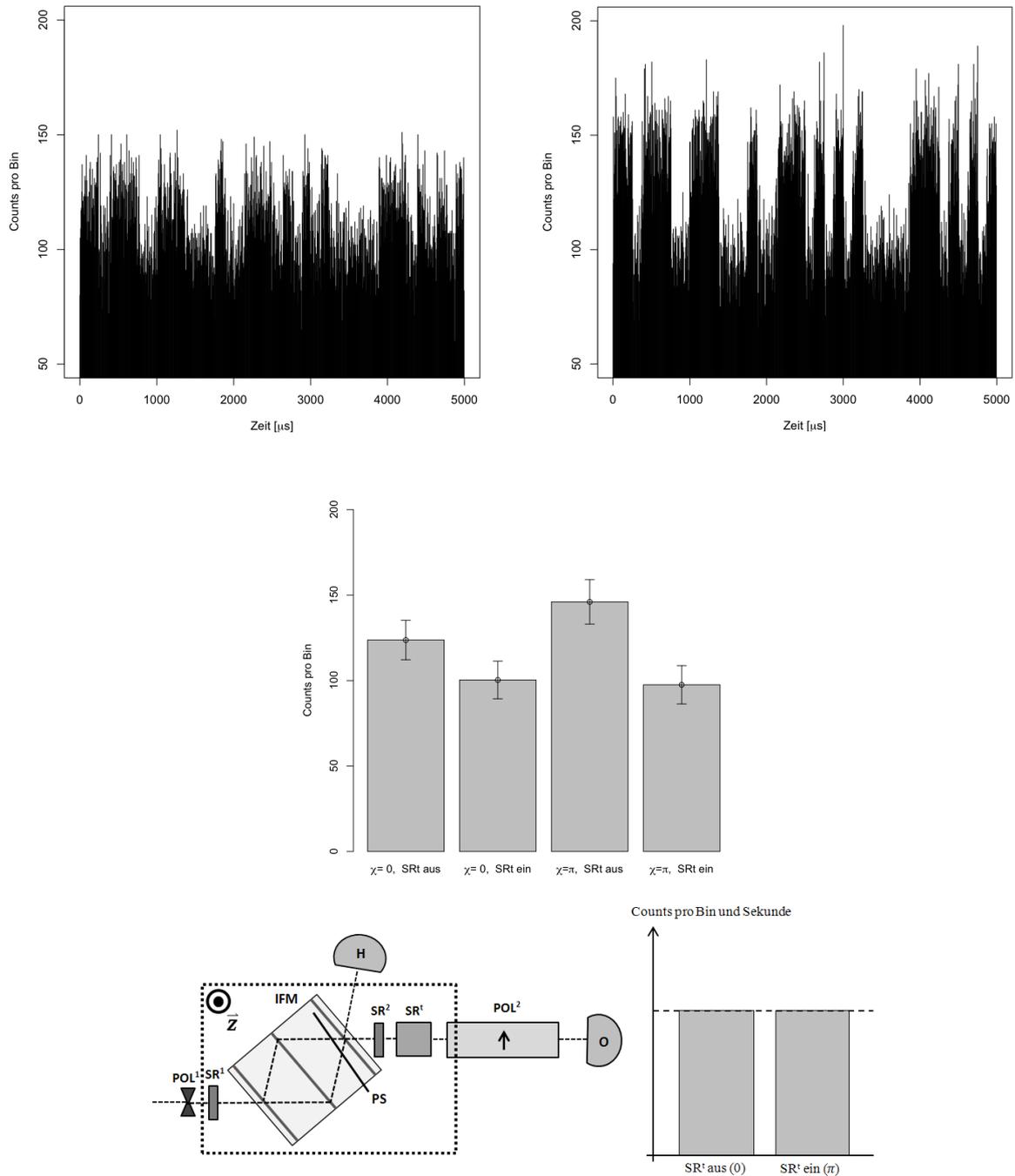


Abbildung 5.6: Zählraten (links: $\chi = 0$, rechts: $\chi = \pi$), normierte Summen sowie Setup und theoretisches Messresultat Leermessung. Messzeit 3 Stunden

Abbildung 5.7 zeigt die Messung bei Absorber im rechten Pfad. Diese Messung hat sehr gut funktioniert - Die Trennung zwischen Zeitintervallen ein- und ausgeschalteten RF-Flippers ist gut, ebenso entspricht das Messergebnis sehr gut dem erwarteten Resultat.

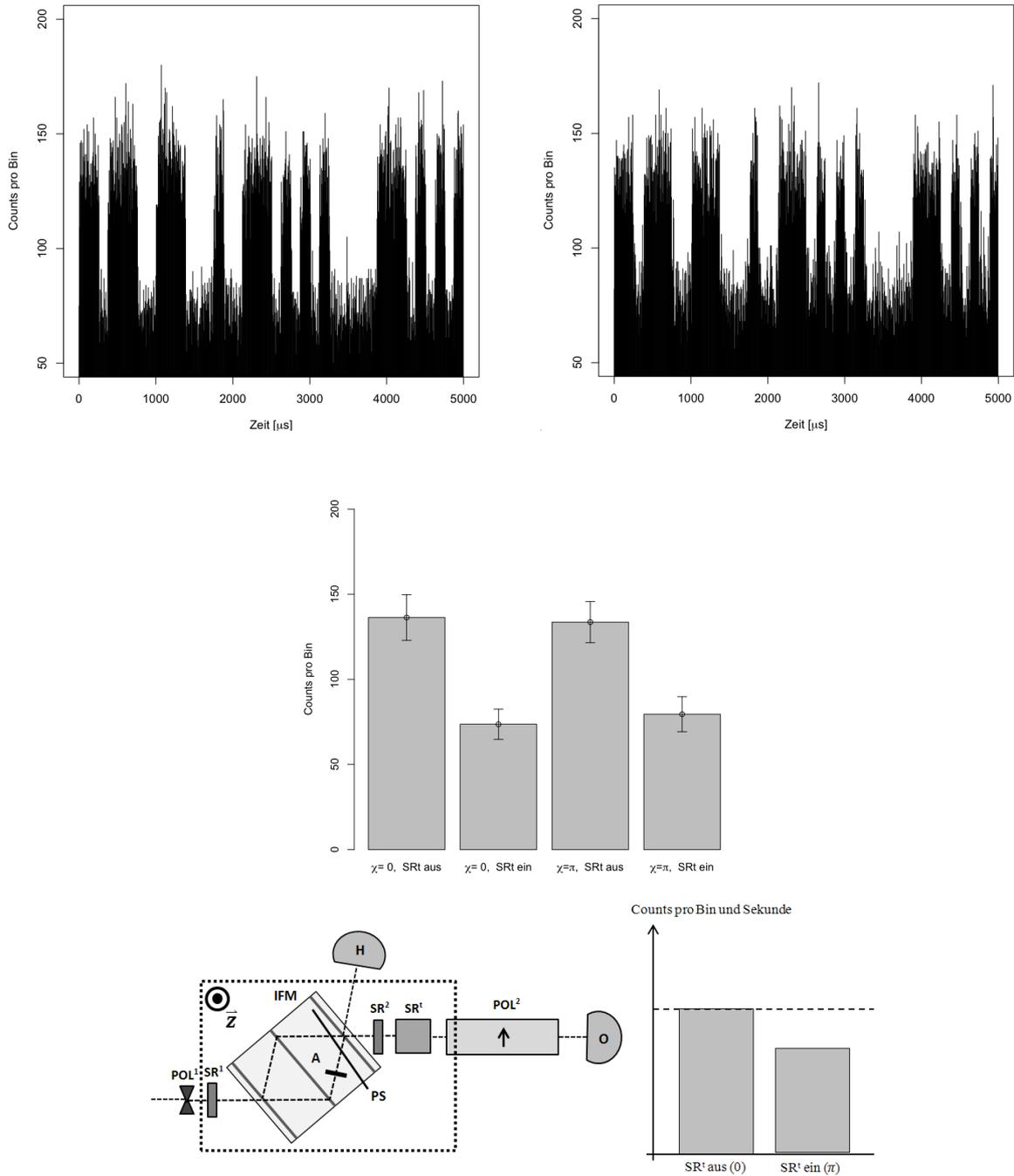


Abbildung 5.7: Zählraten (links: $\chi = 0$, rechts: $\chi = \pi$), normierte Summen sowie Setup und theoretisches Messresultat bei In-Absorber im rechten Pfad. Messzeit 3 Stunden

Die Messung mit Absorber im linken Pfad, dargestellt in Abbildung 5.8 hat nicht so gut funktioniert. Die Trennung zwischen Bereichen ein- und ausgeschaltetem RF-Flippers ist nicht besonders gut und die Summen unterliegen daher stärkeren statistischen Schwankungen. Der gesuchte Effekt, nämlich dass das Neutron in diesem Pfad als Teilchen keine Wirkung hat, ist aber dennoch sichtbar.

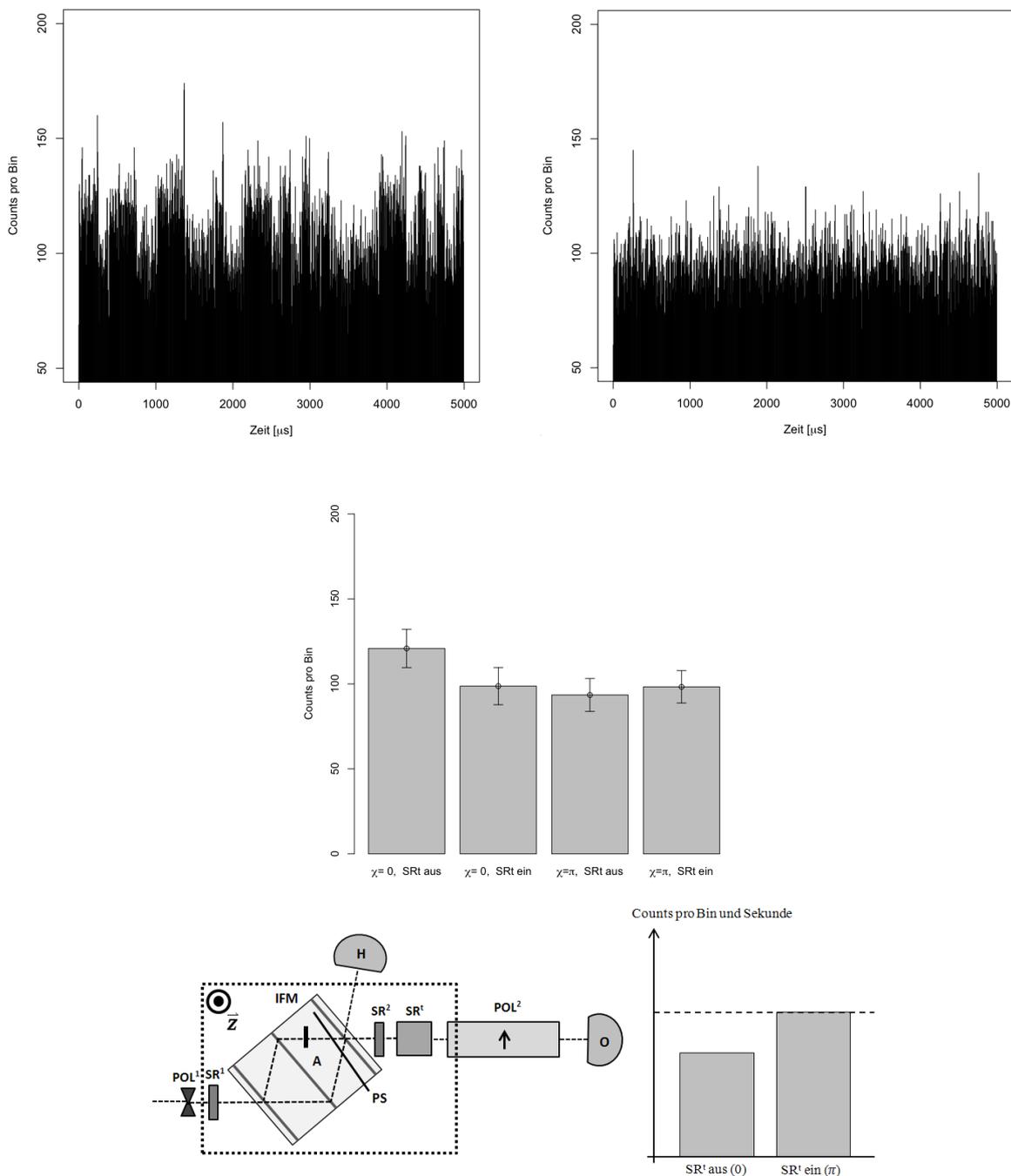


Abbildung 5.8: Zählraten (links: $\chi = 0$, rechts: $\chi = \pi$), normierte Summen sowie Setup und theoretisches Messresultat bei In-Absorber im linken Pfad. Messzeit 3 Stunden

Bei der Messung mit Zusatzfeld im rechten Pfad, die in Abbildung 5.9 dargestellt ist, ist das erwartete Resultat trotz hohem Untergrund gut sichtbar. Die Trennung zwischen den beiden RF-Flipper-Intervallen ist gut.

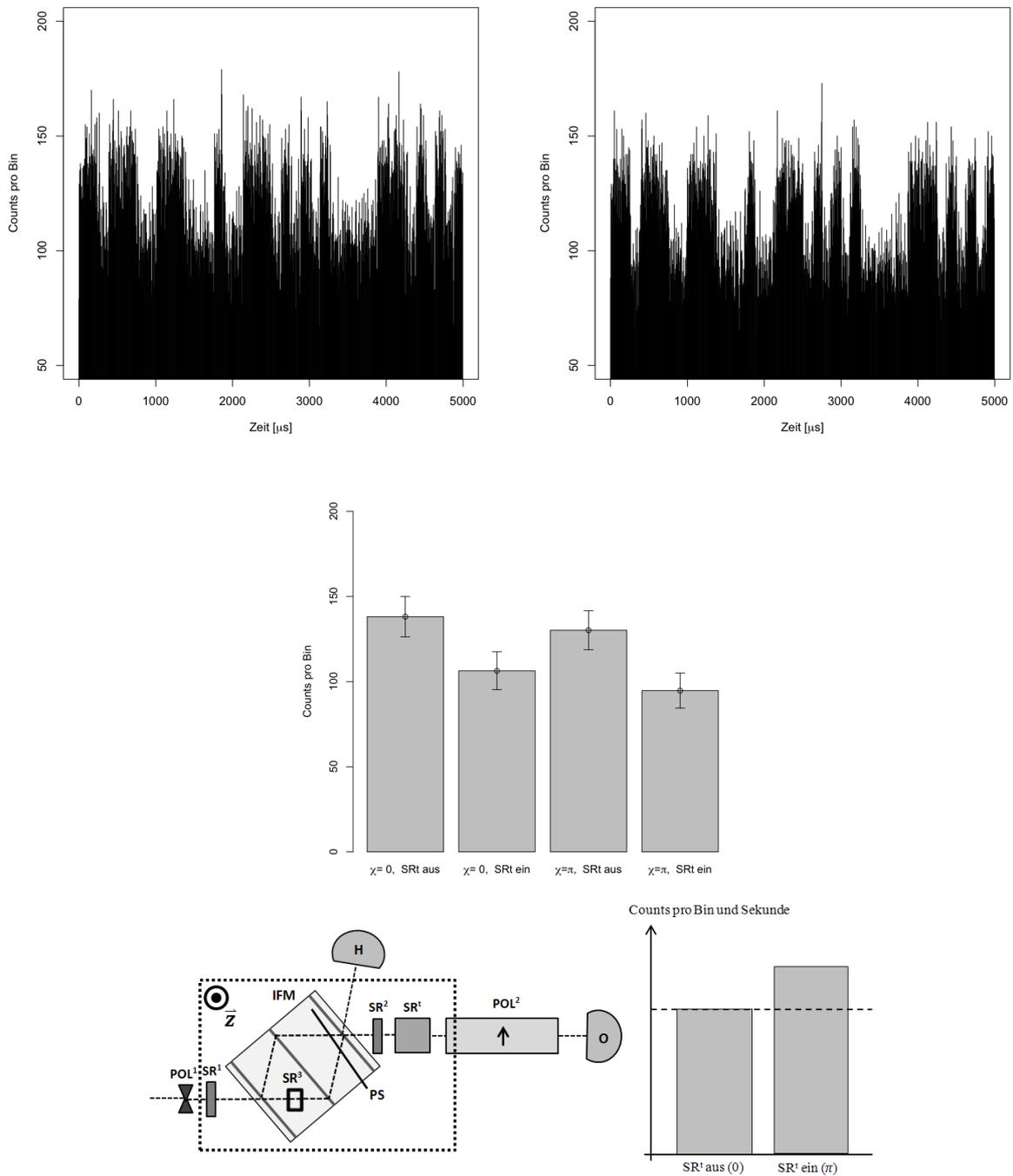


Abbildung 5.9: Zählraten (links: $\chi = 0$, rechts: $\chi = \pi$), normierte Summen sowie Setup und theoretisches Messresultat bei Zusatzfeld im rechten Pfad. Messzeit 3 Stunden

Abbildung 5.10 schließlich zeigt das Messresultat bei Zusatzfeld im linken Pfad. Hier haben sich stärkere statistische Schwankungen wieder so ausgewirkt, dass das erwartete Resultat in den Messergebnissen zwar widerspiegelt ist, aber die statistische Absicherung sich aber auf keinem hohen Niveau befindet.

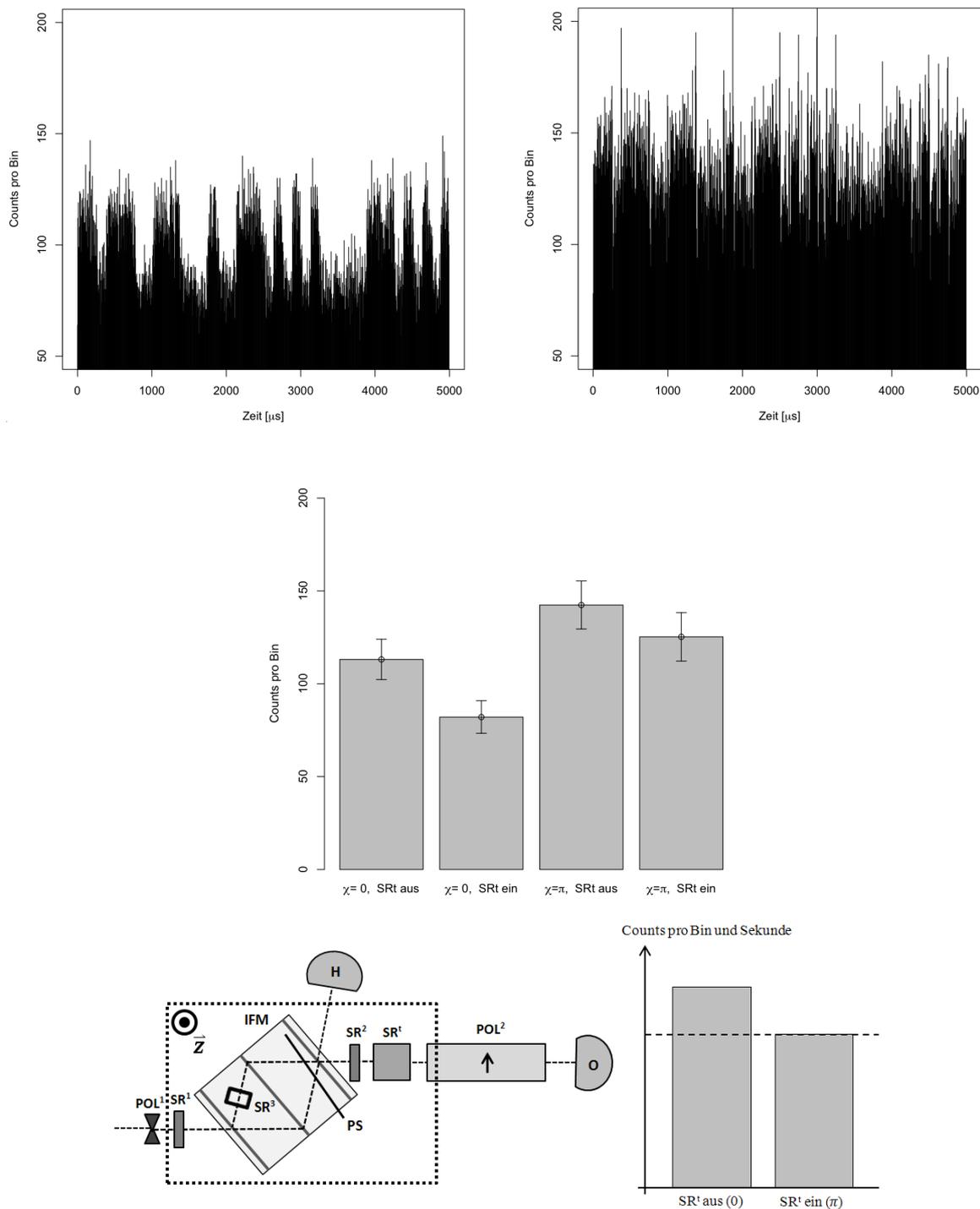


Abbildung 5.10: Zählraten (links: $\chi = 0$, rechts: $\chi = \pi$), normierte Summen sowie Setup und theoretisches Messresultat bei Zusatzfeld im linken Pfad. Messzeit 3 Stunden

5.3.2 Endergebnisse

Der erwartete Effekt ist aus diesen Darstellungen nicht gut ersichtlich - Man kann die unterschiedlichen Einflüsse von Absorber und Zusatzfeld im Strahl erkennen, jedoch nicht eindeutig ablesen. Tabelle 5.1 fasst die gemessenen Daten zusammen.

Einstellung	Leer	Absorber rechts	Absorber links	Zusatzfeld rechts	Zusatzfeld links
SR^t ein, $\chi = 0$	123.7 ± 11.5	136.3 ± 13.4	120.9 ± 11.3	138.1 ± 11.9	113.1 ± 10.9
SR^t aus, $\chi = 0$	100.3 ± 11.0	73.7 ± 8.9	98.7 ± 10.9	106.4 ± 11.2	82.1 ± 8.8
SR^t ein, $\chi = \pi$	146.1 ± 13.0	133.6 ± 12.1	93.5 ± 9.7	130.2 ± 11.5	142.4 ± 12.9
SR^t aus, $\chi = \pi$	97.5 ± 11.2	79.5 ± 10.3	98.3 ± 9.5	94.7 ± 10.3	125.3 ± 13.1

Tabelle 5.1: Messergebnisse in Counts pro Bin, Messzeit 3 Stunden

Für bessere Vergleichbarkeit wird jede Messung relativ zur Leermessung ausgewertet, also die Differenz zur Zählrate der Leermessung gebildet und diese Differenz durch die Zählrate der Leermessung dividiert. Das ergibt dann folgende prozentuelle Abweichungen, die in Tabelle 5.2 zusammengefasst sind. Zwecks besserer Übersichtlichkeit ist auch die Skizze des Setups in Abbildung 5.11 noch einmal dargestellt.

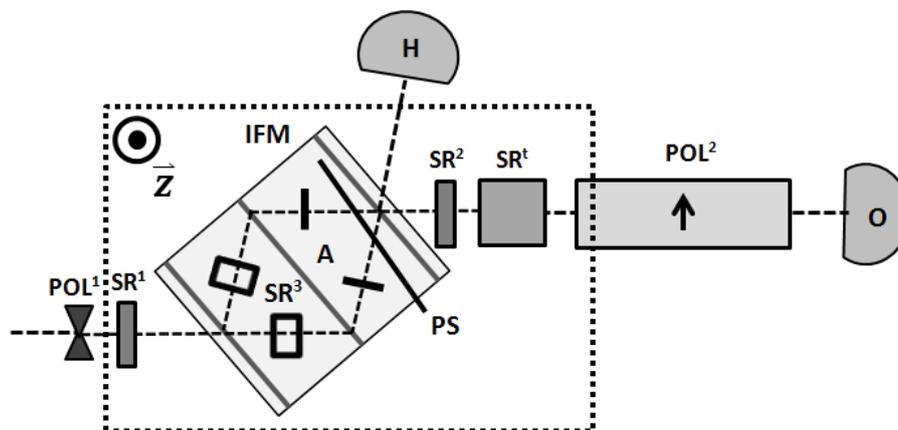


Abbildung 5.11: Skizze des Setups im Experiment

Einstellung	Leer	Absorber rechts	Absorber links	Zusatzfeld rechts	Zusatzfeld links
SR^t ein, $\chi = 0$	0.0 ± 9.3	10.2 ± 12.0	-2.3 ± 10.0	11.7 ± 10.6	-8.6 ± 9.7
SR^t aus, $\chi = 0$	0.0 ± 11.0	-26.6 ± 10.0	-1.6 ± 12.3	6.0 ± 12.5	-18.2 ± 9.8
SR^t ein, $\chi = \pi$	0.0 ± 8.9	-8.5 ± 9.1	-36.0 ± 7.3	-10.9 ± 8.6	-2.5 ± 9.7
SR^t aus, $\chi = \pi$	0.0 ± 11.5	-18.4 ± 11.9	0.8 ± 11.0	-2.9 ± 11.9	28.5 ± 15.1

Tabelle 5.2: Prozentuelle Abweichungen der einzelnen Signale von der Leermessung

In den folgenden Abbildungen 5.12 bis 5.15 sind diese Daten graphisch dargestellt. Abbildung 5.12 zeigt die prozentuellen Abweichungen von der Leersumme bei Absorber im rechten Pfad aus Tabelle 5.2. Innerhalb des relativ großen Fehlers ist der gesuchte Effekt erkennbar: Eine Wirkung auf die Teilcheneigenschaft ist im rechten Pfad sichtbar.

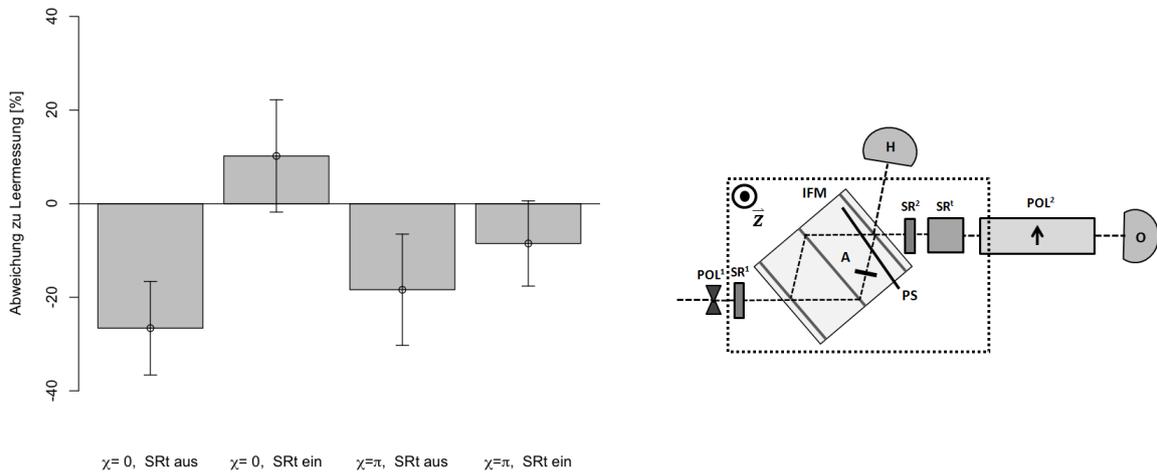


Abbildung 5.12: Normiertes Messresultat, Absorber im rechten Pfad

Abbildung 5.13 zeigt die graphische Veranschaulichung der Abweichungen zur Leermessung bei Absorber im linken Pfad. Abgesehen von der Summe bei eingeschaltetem RF-Flipper und $\chi = \pi$ entspricht auch dieses Resultat innerhalb des Fehlers dem erwarteten Verhalten wonach die Wirkung auf die Teilcheneigenschaft des Neutrons im linken Pfad nicht sichtbar ist.

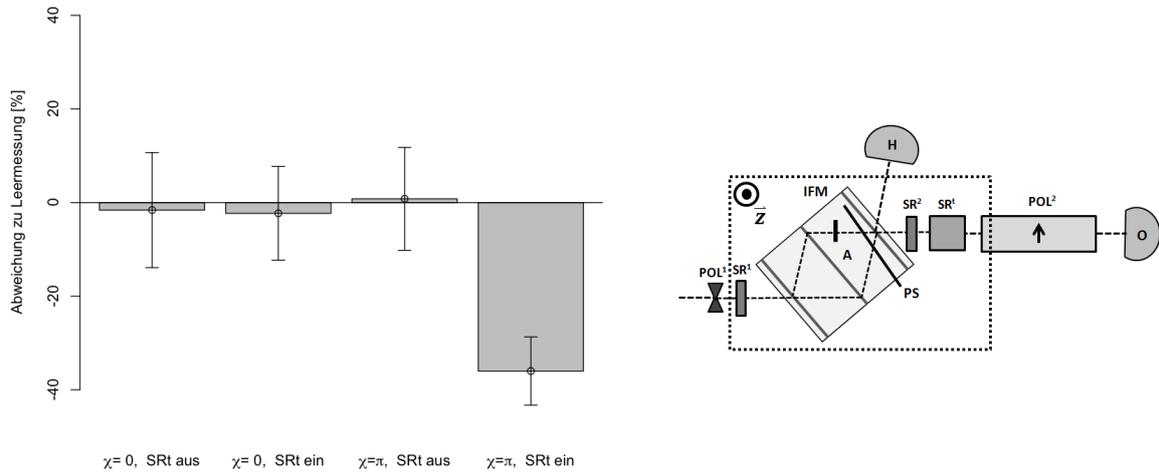


Abbildung 5.13: Normiertes Messresultat, Absorber im linken Pfad

In Abbildung 5.14 sind die Abweichungen zur Leermessung bei Zusatzfeld im rechten Pfad dargestellt: Auch hier macht sich die nicht besonders gute statistische Absicherung bemerkbar. Innerhalb des Fehlers ist der Effekt, namlich dass eine Wirkung des Magnetfeldes auf den Spin im rechten Pfad ausbleibt, aber dennoch sichtbar.

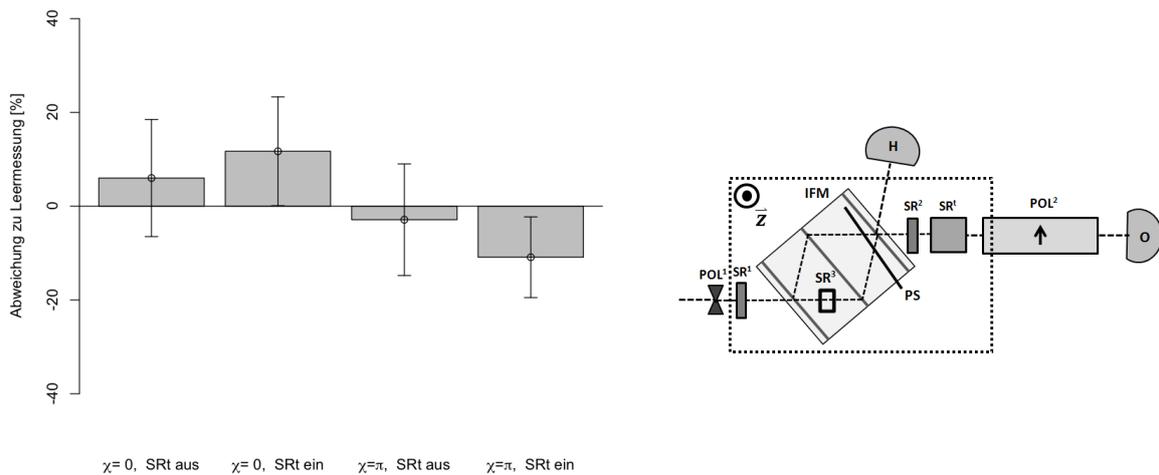


Abbildung 5.14: Normiertes Messresultat, Zusatzfeld im rechten Pfad

Abbildung schließlich zeigt die Abweichungen zur Leermessung bei Zusatzfeld im linken Pfad. Innerhalb des Fehlers ist auch hier der Effekt, eine Wirkung des Magnetfeldes auf die Spins der Neutronen im linken Pfad, sichtbar.

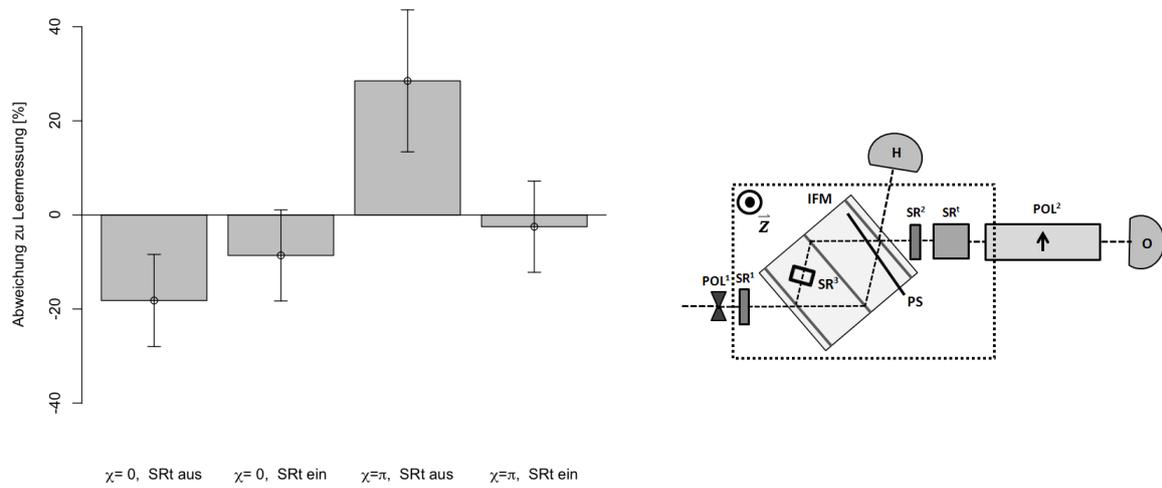


Abbildung 5.15: Normiertes Messresultat, Zusatzfeld im linken Pfad

Kapitel 6

Diskussion

Die Resultate entsprechen nur zum Teil dem erwarteten Verhalten der Einflüsse von Absorber und Zusatzfeld. Der erwartete Effekt ist somit sichtbar, allerdings kann er zum vorliegenden Zeitpunkt nur als *proof of concept* gewertet werden.

6.1 Aufbau des Interferometers und Setup

6.1.1 Spinprojektion

Der Absorber zeigt im rechten Pfad (Orientierung Down; erste Abbildung) einen stärkeren Effekt als im linken Pfad ($\chi = \pi$), das Neutron zeigt sein Verhalten als Teilchen also im rechten Pfad.

6.1.2 Intensitätsbalance

Das Zusatzfeld hingegen hat im rechten Pfad (dritte Abbildung) weniger Auswirkung als im linken Pfad, wo es die Zählrate verändert.

6.1.3 Kontrast

Eines der größten Probleme während der gesamten Messung war ein viel zu niedriger Kontrast. Dieser liegt beim verwendeten Kaiser-Interferometer normalerweise zwischen 70 und 80 Prozent, es konnten aber nur 55 bis 65 Prozent erreicht werden, was zu einer deutlichen Verschlechterung der Statistik führte. Diese konnte auch nicht durch längere Messzeiten kompensiert werden, da die Konstanz der Temperatur die dafür erforderlich gewesen wäre, bereits in den drei Stunden Messzeit ein Problem darstellte.

6.2 Hochfrequenzschaltung

Die Länge des verwendeten RF-Flippers war mit 65 mm relativ groß. Diese Spulenlänge war ein Kompromiss zwischen Länge und erforderlicher elektrischer Betriebsleistung, die möglichst gering gehalten werden sollte um Probleme mit der Temperatur zu vermeiden. Liegt ein besseres Konzept zum Temperaturmanagement des Interferometers vor, kann auch die Spulenlänge reduziert werden, was mehr wiederum mehr Kontrast bringen kann und noch schnelleres Schalten erlaubt - Die Schaltfrequenz war in diesem Experiment minimalistisch ausgelegt und eine Erhöhung könnte über diese technischen Vorteile hinaus eine bessere argumentative Sicherheit beim Nutzen des *Delayed Choice* Konzepts bringen.

6.3 *Delayed Choice*

Die Realisierung der *Delayed Choice* Messung hat gut funktioniert - die Mindestfrequenz von 8 kHz hat sich bewährt. Die Auswertung hat sich zwar als schwierig gestaltet da ein Kompromiss zwischen Verlust von Zählrate und hinreichendem Abschneiden von Signalflanken gefunden hat werden müssen, aber es hat zum gewünschten Ergebnis geführt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Aufbau des Interferometers und Setup

7.1.1 Spinprojektion

Die Bestimmung des Pfadzustandes erfolgt indirekt durch Verschränkung des Pfades mit dem Spin der Neutronen. Dieser wird durch eine DC-Spule ausgerichtet. Diese Messung erfolgt in durch eine Kombination aus einem Hochfrequenzflipper und einem Superspiegel. Es wird auf diesem Weg in hoher Frequenz zwischen einem Flip des Neutronenspins um π und um 0 geschaltet, was gemeinsam mit dem Superspiegel der nur Neutronen einer einzigen Spinrichtung passieren lässt und der Verschränkung von Pfad- und Spinzustand des Neutrons einer Schaltung zwischen den Pfaden gleichkommt.

7.1.2 Intensitätsbalance

Die Intensitätsbalance sollte im leeren Interferometer, also ohne Zusatzfeld und ohne Absorber ausgeglichen sein. Es sollte also auf beiden Pfaden gleiche Intensität gemessen werden. Dadurch dass das im vorliegenden Experiment nicht hinreichend gelungen ist, war es notwendig diese Ungleichheit rechnerisch zu beseitigen indem auf die jeweilige Intensität im leeren Interferometer normiert werden muss. Das hat zur Folge, dass potentiell ein größerer statistischer Fehler entsteht.

7.1.3 Kontrast

Der Kontrast ist hinter den Erwartungen zu diesem Interferometer zurückgeblieben, da die Temperaturkontrolle, vor allem gegen Ende des Experimentes nicht ausreichend war.

7.2 Hochfrequenzschaltung

Die Hochfrequenzschaltung war zu Beginn als Gleichstromflipper angedacht. Es hat sich aber gezeigt, dass durch die zu hohe Impedanz (die die maximal mögliche Schaltzeit limitiert) der verwendeten Gleichstromspule, eine Ausführung als Gleichstromflipper bei den benötigten Frequenzen nicht möglich ist. Daher ist ein RF-Flipper zum Einsatz gekommen.

7.3 *Delayed Choice*

Im Rahmen dieser Arbeit ist das *Delayed choice* Konzept zur Anwendung gekommen. Die Idee war es, die Entscheidung über die Messrichtung, also ob der Spin in up- oder down-Richtung gemessen wird, schneller auszuführen als das Neutron zum Passieren des Interferometers benötigt. Dies ist mit einem Hochfrequenzflipper realisiert worden, der in einer zufälligen Sequenz schneller schaltet, als das die Gesamtflugzeit des Neutrons durch das Interferometer. Dazu ist eine Mindestschaltfrequenz notwendig, die sich aus den Abmessungen des Experimentaufbaus und der Geschwindigkeit der im Experiment verwendeten thermischen Neutronen von $v = 2200\text{ms}^{-1}$ ergibt. Ausschlaggebend ist der Abstand von der letzten Interferometerplatte (hier wird der verschränkte Zustand erzeugt) zur Eintrittsöffnung des RF-Flippers, wo die Pfadauswahl getroffen wird. Diese beträgt im Fall des vorliegenden Experimentes $l = 0.32\text{m}$. Damit ergibt sich eine Mindestschaltfrequenz von

$$f = \frac{v}{l} = 6875 \text{ Hz} \quad (7.1)$$

die zwecks Sicherheit auf 8 kHz aufgerundet wird. Außerdem liegt eine Ungenauigkeit der Umschaltung von etwa $375 \mu\text{s}$ vor, die aber durch Ausblenden der entsprechenden Flanken zwischen Auf- und Abbau der Schwingung im RF-Flipper eliminiert wird (siehe Abbildung 5.4)

7.4 Ausblick

7.4.1 Aufbau des Interferometers und Setup

Spinprojektion.

Als weitere Verbesserung der Pfadauswahl könnte angedacht werden, das Interferometer auch zu drehen und die Messung so zu wiederholen. Das sollte in einer Umkehr der Pfadauswahl resultieren, bei gleichbleibenden Resultaten.

Intensitätsbalance.

In einer Verbesserung der Intensitätsbalance kann versucht werden, die Intensität durch sehr dünne Indium-Folien auszugleichen. Der Nachteil wäre hierbei allerdings, dass man das ausgeglichene Intensitätsniveau auf das Niveau des schwächeren Pfades bringen würde, weshalb diese Methode nur eine Feinjustierung sein sollte.

Kontrast.

Dem Problem des zu geringen Kontrastes kann vor allem durch ein besseres Temperaturmanagement begegnet werden. Es am Instrument S18 etwa ein Präzisionstemperatursystem von FLUKE vorhanden, welches aber noch nicht im Gesamtinstrument eingesetzt ist. Dieses, kombiniert mit einer zu erneuernden Klimatisierung, die nach letztem Stand bereits finanziert und in der Phase der Anschaffung ist, könnte das Problem lösen.

Weiters wäre anzudenken, auch die Spulen des RF-Flippers zu kühlen, da auch durch diese ein nicht unerheblicher Strom bei gleichzeitig schlechter Wärmeleitung des Spulenkörpers (er ist aus ABS Kunststoff mittels 3D-Druck gefertigt. Die Gleichstromflipper sind zwar ebenfalls durch signifikant hohe Ströme belastet, sind jedoch aus massivem Aluminium gefertigt) fließen. Dieses Unterfangen dürfte sich aber aufgrund der Geometrie (Die Hochfrequenzspule ist zylindrisch) und der größeren Abmessungen (die beiden Helmholtzspulen des Führungsfeldes sind etwa 120 mm breit und 200 mm lang) als schwierig erweisen.

7.4.2 Hochfrequenzschaltung

Ein die Schaltfrequenz und damit das *Delayed Choice* Konzept direkt betreffende Verbesserung wäre, die Messung in der Art und Weise doppelt auszuführen, dass man eine Messung signifikant über und eine signifikant unter der Laufzeit des Neutrons durch das Interferometer durchführt. Stellt man hier Unterschiede im Auftreten des Effekts fest, wäre das eine zusätzliche Untermauerung.

7.4.3 *Delayed Choice*

Im vorliegenden Experiment ist ein fixes, zufällig erzeugtes Signal verwendet worden, das nach Erzeugung immer gleich geblieben ist. Eine weitere Verbesserung und Erhöhung der Stichhaltigkeit wäre, die Sequenz bei jedem Durchlauf von einem Funktionsgenerator neu zufällig erzeugen zu lassen wobei man als einzige Nebenbedingung ein Frequenzband vorgibt, dessen kleinste Frequenz durch obige Mindestfrequenz und dessen höchste Frequenz durch die Größe eines Bins in der Zeitaufgelösten Messung (und damit der Gesamtmessdauer bis ein Bin hinreichend viele Neutronen beinhaltet) gegeben ist. Ein Problem das sich dabei ergibt ist, dass die Flanken-Elimination und anschließende Summierung die im Vorliegenden Fall durch einen festen Auswahlvektor im Rahmen der Auswertung geschieht, bereits im Messprogramm implementiert sein müsste, da sich die Sequenz bei jedem Durchlauf ändert. Zu diesem Zweck müsste ein neues LABVIEW Programm geschrieben werden.

7.4.4 Detektion

Als weitere Verbesserung um höhere Zählraten zu erzielen, könnte angedacht werden statt nur einem Detektor ein Detektorarray zu verwenden. So könnte in gleicher Zeit eine bessere Zählrate erzielt und die statistische Signifikanz einfach erhöht werden.

Anhang A

R-Codes

Zwecks optimaler Nachvollziehbarkeit werden im Folgenden noch weitere wichtige Codestücke aus R (für nähere Erläuterungen und Dokumentation der einzelnen Befehle siehe [23]) vorgestellt die zu den Berechnungen herangezogen worden sind und nicht explizit in der Arbeit angeführt worden sind.

Einlesen der Datenfiles.

```
> ROH<-matrix(scan(file="Desktop/.../scan.txt",what="numeric", sep="\t"),
ncol=15,byrow=TRUE)
```

Erzeugung von Säulendiagrammen mit Fehlerbalken.

```
> barplot(c(mean(validbins_UpabsRe0),mean(validbins_DownabsRe0),
mean(validbins_UpabsReP),mean(validbins_DownabsReP)),ylim=c(0,200),
names.arg=c(expression(paste(chi,"= 0, SRt aus")),expression(paste(
chi,"= 0, SRt ein")),expression(paste(chi,"=",pi,", SRt aus")),
expression(paste(chi,"=",pi,", SRt ein"))),ylab="Counts pro Bin")
> abline(h=0)
> plotCI(c(0.7,1.9,3.1,4.3),c(mean(validbins_UpabsRe0),
mean(validbins_DownabsRe0),mean(validbins_UpabsReP),
mean(validbins_DownabsReP)),c(sd(validbins_UpabsRe0),
sd(validbins_DownabsRe0),sd(validbins_UpabsReP),
sd(validbins_DownabsReP)),add=TRUE)
```

Erzeugung der Rockingkurven.

```
> rock_roh<-matrix(scan(file="Desktop/rockingschoen.txt",
what="numeric",sep="\t"),ncol=8,byrow=TRUE)
> rock_winkel<-as.numeric(rockschoen_roh[1:39,2])
> rock_0<-as.numeric(rockschoen_roh[1:39,4])
> rock_H<-as.numeric(rockschoen_roh[1:39,5])
> plot(rock_winkel,rock_H, ylab="Counts",xlab="Encoderwert Winkel",
ylim=c(0,500),pch=4)
> plotCI(rock_winkel,rock_0, NULL, ylab="Counts",xlab="Encoderwert
Winkel", ylim=c(0,500),add=TRUE)
```

Erzeugung der Interferogramme.

```
> ROH<-matrix(scan(file="Desktop/data.txt",what="numeric", sep="\t"),
ncol=11,byrow=TRUE);x<-as.numeric(ROH[1:25,2]);
o<-as.numeric(ROH[1:25,4]);h<-as.numeric(ROH[1:25,5]);
erro<-sqrt(o);errh<-sqrt(h);plot(x,h, ylab="Counts[cts/120s]",type="b",
xlab="Phasenschieberwinkel [deg]",ylim=c(0,2000),pch=4);
plotCI(x,h,errh,pch=4,add=TRUE);plotCI(x,o,erro,type="b", add=TRUE)
```

Real-Eingangssequenz erzeugen und kürzen.

```
> for(i in 1:1000){if(cts_kontSignal[i]<30){x[i]<-0}else{
if(cts_kontSignal[i]>=30){x[i]<-1}}}
> for(i in 2:1000){if((hilfs[i]==0)&&(hilfs[(i-1)]==1)){y2[i]<-
0;y2[(i+1)]<-0;y2[(i+2)]<-0}}
```

Spiegelung des Eingangssequenz-Vektors.

```
>for(i in 1:1000){if(sequenzUp[i]==0){sequenzDown[i]<-1}else{
if(sequenzUp[i]==1){sequenzDown[i]<-0}}}
```

Erstellen des Vektors zum Auswahl-Skalarprodukt.

```
>for(i in 1:40){if(eingangssequenz[i]==1){sequenzUp[((i-1)*25+1):
(i*25)]<-oneStep3}else{if(eingangssequenz[i]==0){sequenzUp[
((i-1)*25+1):(i*25)]<-zeros}}}
```

Erstellen von Diagrammen mit Regressionskurve und Fehlerbalken.

```
> plot(x,y, ylab="Counts [cts/100s]",xlab="Strom [A]", ylim=c(0,250))
> reg<-nls(y~A*(x-B)^2+C,data=list(x, y), start=list(A=1, B=1,C=1),
control=list(maxiter=10, tol=0.0001), trace=FALSE)
> lines(x,predict(reg))
> plotCI(x,y,err,ylab="Counts [cts/100s]",xlab="Strom [A]",
ylim=c(0,250), add=TRUE)
```

Literaturverzeichnis

- [1] Aharonov Y., Popescu S., Rohrlich D., Skrzypczyk P.: Quantum Cheshire Cats, *New J. Phys.* **15**, 113015 (2013).
- [2] Aharonov Y., Albert D. Z., Vaidman L.: How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1351 (1988).
- [3] Rauch H., Werner S.A. *Neutron Interferometry: Lessons in Experimental Quantum Mechanics, Wave-Particle Duality and Entanglement* (Oxford University Press, USA, 2015).
- [4] Peruzzo A., Shadbolt P., Brunner N., Popescu S., O'Brien J. L.: A quantum delayed choice experiment, *Science* **338**, 6108 (2012).
- [5] Danan A., Farfurnik D., Bar-Ad S., Vaidman L.: Asking Photons Where They Have Been, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 240402 (2013).
- [6] Yoon-Ho K., Yu R., Kulik S. P., Shih Y. H., Scully M. O.: A Delayed Choice Quantum Eraser, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1 (2000).
- [7] Xiao-Song M., Kofler J., Zeilinger A.: Delayed-choice gedanken experiments and their realizations, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015005 (2016).
- [8] Denkmayr T.: *Experimental investigation of weak values in massive quantum systems* (PhD Thesis, Technische Universität Wien, 2016).
- [9] Jacques V., Grosshans F., Treussart F., Grangier P., Aspect A., Roch J. F.: Experimental realization of Wheeler's delayed-choice GedankenExperiment, *Science* **315**, 5814 (2007).
- [10] Hasegawa Y. *Fundamental Physics with X-Rays and Neutrons* (Skriptum Technische Universität Wien, 2013).

- [11] Dassault Systems *Getting started with Abaqus: Interactive Edition* (Abaqus Development, 2012).
- [12] Kraan W. *Instrumentation to handle thermal polarized neutron beams* (PhD Thesis, Technische Universitaet Delft, 2004).
- [13] Pryde G. J., O'Brien J. L., White A.G., Ralph T.C., Wiseman H. M.: Measurement of Quantum Weak Values of Photon Polarization, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 1103 (2005).
- [14] Demirel B., Sponar S., Hasegawa Y.: Measurement of the spin-rotating coupling in neutron interferometry, *New J. Phys.* **17**, 023065 (2015).
- [15] Sponar S. *Multi-Entanglement in Neutron Interferometric and Polarimetric Experiments* (PhD Thesis, Technische Universität Wien, 2011).
- [16] Dianoux A. J. *Neutron Data Booklet* (Institut Laue-Langevin, Grenoble, 2003).
- [17] Lindner S. *Numerische Approximation von Gammaspektren* (Seminararbeit, Technische Universität Wien, Institut für Analysis und Scientific Computing, 2014).
- [18] Denkmayr T., Geppert H., Sponar S., Lemmel H., Matzkin A., Tollaksen J., Hasegawa Y.: Observation of a quantum Cheshire Cat in a matter-wave interferometer experiment, *Nat. Commun.* **5**, 4492 (2014).
- [19] Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloe F. *Quantenmechanik Band 1* (de Gruyter, Paris 2009).
- [20] Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloe F. *Quantenmechanik Band 2* (de Gruyter, Paris 2009).
- [21] Held K. *Quantentheorie 1* (Skriptum Technische Universität Wien, 2012).
- [22] Wheeler J. *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press, USA, 1983).
- [23] Teetor P. *R Cookbook* (O'Reilly Media, Sebastopol, 2011).
- [24] Ritchie N. W. M., Story J. G., Hulet R. G.: Realization of a measurement of a "weak value" *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1107 (1991).
- [25] Technische Daten TRIGA Mark II, webpage url https://ati.tuwien.ac.at/reaktor/technische_daten/, 26.08.2017.
- [26] Sponar S., Hasegawa Y. *Topological Phase Effects in Neutron Optics* (Skriptum Technische Universität Wien, 2014).