

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Felix Ahrens

---

Dielektrische Dreipulsechmessungen  
am Bariumalumosilikatglas ALBaSi

Bachelorarbeit

September 2013

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

---



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Felix Ahrens**

aus Viernheim

2013



# Dielektrische Dreipulsechomessungen am Bariumalumosilikatglas AlBaSi

Die Bachelorarbeit wurde von Felix Ahrens

ausgeführt am

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

**Herrn Prof. Dr. C. Enss**



## **Dielektrische Dreipulsechomessungen am Bariumalumosilikatglas AlBaSi**

Die physikalischen Eigenschaften von Gläsern werden bei Temperaturen unterhalb von 1 K vor allem durch atomare Tunnelsysteme bestimmt, deren Einfluss auf viele physikalische Größen durch das phänomenologische Standardtunnelmodell zufriedenstellend erklärt werden kann. Zur Beschreibung dynamischer Glaseigenschaften müssen aber zusätzlich die Wechselwirkung der Tunnelsysteme mit Phononen, welche eine Thermalisierung, das heißt eine Relaxation der Besetzungszahl erlauben, und die durch das Modell der spektralen Diffusion beschriebene Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander berücksichtigt werden. Polarisationsechoexperimente stellen eine geeignete Methode dar, um die Eigenschaften der Tunnelsysteme sowie deren Wechselwirkungsmechanismen zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Dreipulspolarisationsechos an amorphem BaO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> bei Temperaturen zwischen 7,5 mK und 70 mK in Abhängigkeit vom Pulsabstand gemessen. Zur Beschreibung der Daten wurde das Modell der spektralen Diffusion herangezogen. Es stellte sich heraus, dass nur unter Berücksichtigung bisher vernachlässigter Eigenschaften der Tunnelsysteme, wie Kernmomente und eine breite Verteilung der Stärke der Kopplung an Phononen, die gemessenen Echozerfallskurven zufriedenstellend beschrieben werden können.

## **Three-pulse dielectric polarisation echo experiments on the aluminoborosilicate glass AlBaSi**

The physical properties of glasses at temperatures below 1 K are mainly determined by atomic tunneling systems. The influence of those on many physical properties can satisfactorily be explained by the phenomenological standard tunneling model. The prediction of dynamic properties of glasses additionally requires the consideration of spectral diffusion and relaxation processes caused by mutual interactions of the tunneling systems and interactions with phonons. Dielectric polarisation echo experiments represent an appropriate method to investigate the properties of the tunneling systems and their interaction mechanisms. In this report, for the first time the decay of the amplitude of dielectric three-pulse polarisation echos was measured for BaO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> glass between 7.5 and 70 mK. The measured data could satisfactorily be described by including additional assumptions concerning properties of the tunneling systems such as nuclear moments and a broad distribution of the tunneling system-phonon coupling constant.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Gläser bei tiefen Temperaturen . . . . .	3
2.2	Standardtunnelmodell . . . . .	4
2.3	Dreipulspolarisationsechos . . . . .	7
2.4	Relaxation und spektrale Diffusion . . . . .	10
2.5	Quadrupoleffekt . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Aufbau und Eigenschaften des Experiments</b>	<b>17</b>
3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	17
3.1.1	Resonator . . . . .	17
3.1.2	Integration im Kryostaten . . . . .	18
3.1.3	Elektronischer Aufbau . . . . .	19
3.2	Probe . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>23</b>
4.1	Echosignal und Rauschen . . . . .	23
4.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	26
4.3	Überprüfung des theoretischen Modells . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>35</b>

**Literaturverzeichnis**

**37**

**Danksagung**

**39**

# 1. Einleitung

Die uns umgebende Welt ist äußerst komplex - zu komplex, als dass man sie auf Anhieb in all ihren Feinheiten und Details vollständig erfassen könnte. In den Naturwissenschaften wird daher jedes physikalische, chemische oder biologische System zunächst durch idealisierte Modellvorstellungen angenähert, um dadurch der Wirklichkeit nach und nach ihre Geheimnisse zu entlocken.

In der Festkörperphysik ist der Prototyp eines solchen Modellsystems das eines idealen Kristalls. Dieser zeichnet sich durch eine sich periodisch wiederholende atomare oder molekulare Struktur aus, welche ihm eine langreichweitige Fernordnung verleiht. Durch Konzepte wie das reziproke Gitter, quantisierte Gitterschwingungen und Ähnliches können nahezu alle Eigenschaften kristalliner Festkörper sehr gut theoretisch beschrieben werden. Je weiter ein realer Festkörper von dieser idealisierten Modellvorstellung abweicht, desto komplizierter wird die theoretische Vorhersage seiner Eigenschaften. Ein amorpher Festkörper, auch als Glas bezeichnet, entzieht sich schlussendlich einer Beschreibung durch das idealisierte Kristallmodell, da er aufgrund seiner strukturellen Unordnung zusätzliche Freiheitsgrade ganz anderer Natur aufweist. Bei Temperaturen unterhalb von 1 K verleihen ihm diese vollkommen andere Eigenschaften als dies bei seinem kristallinen Pendant der Fall ist. Einige dieser Eigenschaften, wie beispielsweise die Wärmeleitfähigkeit oder die spezifische Wärme, scheinen für die meisten amorphen Festkörper ungeachtet ihrer chemischen Zusammensetzung sehr ähnlich zu sein [Poh02]. Erklärt werden kann dies durch die Existenz lokalisierter, niederenergetischer Anregungen, die sich auf die strukturelle Unordnung im Festkörper zurückführen lassen. Im Jahre 1972 wurde dieser Effekt erstmals theoretisch durch das sogenannte Standardtunnelmodell beschrieben, welches davon ausgeht, dass Atome oder Gruppen von Atomen innerhalb des Festkörpers verschiedene Gleichgewichtslagen einnehmen können [And72], [Phi72]. Modelliert wird diese Situation durch ein effektives Teilchen, welches sich in einem Doppelmuldenpotential befindet. Beim Wechseln zwischen den beiden Gleichgewichtslagen muss das sogenannte Tunnelteilchen durch einen Potentialwall hindurchtunneln.

Nicht alle Tieftemperatureigenschaften der Gläser lassen sich durch das Standardtunnelmodell zufriedenstellend beschreiben, da die Tunnelsysteme sowohl untereinander als auch mit Phononen wechselwirken können. Diese Wechselwirkungsmechanismen lassen sich unter anderem mittels dielektrischer Polarisationsechoexperimente erforschen. Die zu untersuchende Glasprobe wird dabei durch gepulste Hochfrequenzfelder angeregt und anschließend die von der Probe ausgehende Antwort, das Echo detektiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Dreipulspolarisationsechoex-

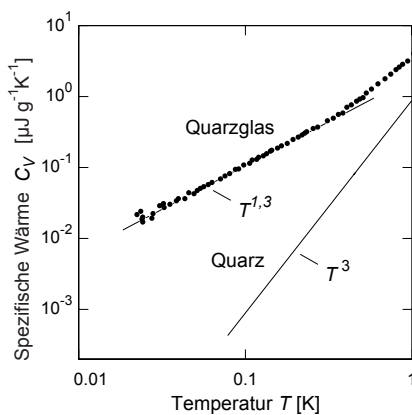
perimente am Bariumalumosilikatglas AlBaSi bei Temperaturen zwischen 7,5 mK und 70 mK durchgeführt. Dabei konnten im Vergleich zu Zweipulspolarisationsechoexperimenten an AlBaSi sehr lange Pulsabstände von bis zu 1,5 ms erreicht werden. Aus dem von der Temperatur und dem Pulsabstand abhängigen Zerfall der Echoamplitude konnten Informationen über die Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander und mit Phononen gewonnen werden. Zur Beschreibung des Echoamplitudenzerfalls wurde das Standardtunnelmodell um das Modell der spektralen Diffusion erweitert [Kla62], [Bla77].

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen gelegt, die zum Verständnis des Experiments und der Diskussion der Messdaten notwendig sind. Neben dem Standardtunnelmodell und der theoretischen Behandlung der Dreipulspolarisationsechos wird vor allem auf das Modell der spektralen Diffusion eingegangen. Des Weiteren wird der Einfluss der Kernmomente auf die Echoamplitude kurz vorgestellt. Das dritte Kapitel widmet sich dem verwendeten experimentellen Aufbau sowie der untersuchten Glasprobe. In Kapitel 4 werden die gemessenen Echozerfallskurven gezeigt und erläutert. Anschließend werden die gemessenen Daten mit dem Modell der spektralen Diffusion verglichen, um Schlüsse über die Wechselwirkung der Tunnelteilchen ziehen können. Dabei werden unter anderem auch die Grenzen des Modells sichtbar. Im letzten Kapitel folgt eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse.

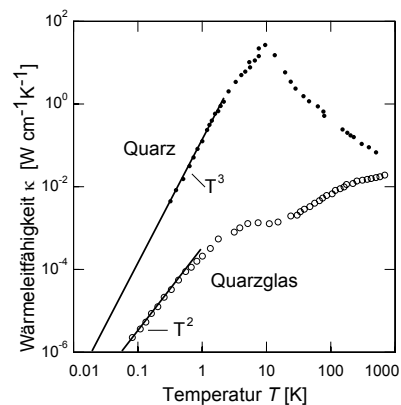
## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Gläser bei tiefen Temperaturen

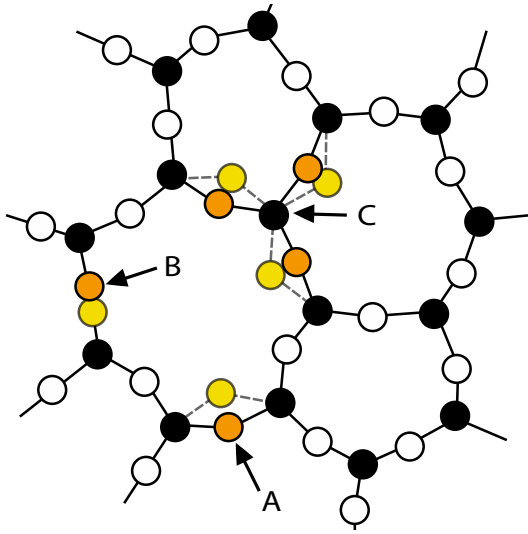
Festkörper lassen sich bezüglich ihrer strukturellen Ordnung in zwei Gruppen einteilen. In der einen, den Kristallen, wiederholen sich die Atome und Bindungswinkel, indem sie einer periodischen Gitterstruktur folgen. Dies verleiht dem Kristall eine sogenannte Fernordnung. In amorphen Festkörpern, den sogenannten Gläsern, fehlt diese völlig. Die Bindungswinkel und -längen variieren leicht von Atom zu Atom - es herrscht nur eine gewisse Nahordnung. Bei tiefen Temperaturen würde man erwarten, dass sich die phononischen Beiträge zur spezifischen Wärme von Kristallen und Gläsern kaum unterscheiden, da hier vor allem derartige Phononen eine Rolle spielen, deren Wellenlänge groß im Vergleich zu den Atomabständen im Festkörper ist. Die Ordnung im Festkörper sollte daher kaum einen Einfluss auf die Phononen haben. Tatsächlich unterscheiden sich die Tieftemperatureigenschaften der Gläser aber grundlegend von denen ihrer kristallinen Gegenstücke [Zel71]. In den Abbildungen 2.1 und 2.2 sind die thermischen Eigenschaften von Quarzkristall und Quarzglas dargestellt. Der Verlauf der spezifischen Wärme und der Wärmeleitfähigkeit des Quarzglases unterscheidet sich sowohl qualitativ als auch quantitativ deutlich von dem des Quarzkristalls. Bei ausreichend tiefen Temperaturen folgen die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit des Kristalls der  $T^3$ -Abhängigkeit des Debye-Modells [Deb12], der Verlauf der spezifischen Wärme und der Wärmeleitfähig-



**Abb. 2.1:** Vergleich der spezifischen Wärme von Quarzglas und Quarzkristall als Funktion der Temperatur [Las75].



**Abb. 2.2:** Vergleich der Wärmeleitfähigkeit von Quarzglas und Quarzkristall in Abhängigkeit von der Temperatur [Zel71].

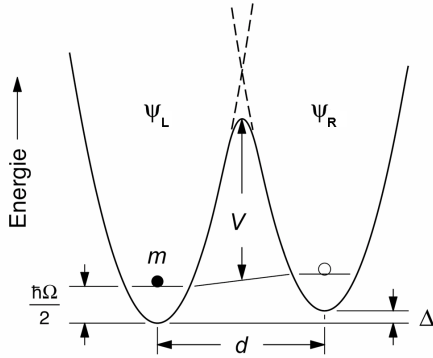


**Abb. 2.3:** Zweidimensionale schematische Darstellung eines amorphen Festkörpers, in dem für einige Atome (A, B) bzw. Atomgruppen (C) mehrere Gleichgewichtslagen existieren.

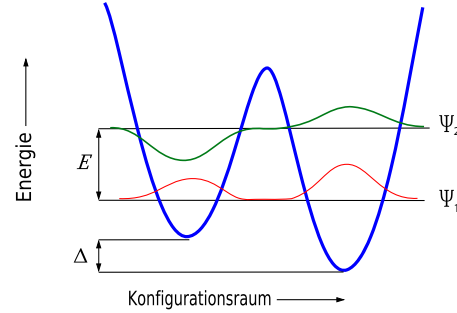
keit des Quarzglases hingegen lässt sich dadurch augenscheinlich nicht beschreiben. Dieses Verhalten ist nicht ausschließlich bei Quarz zu beobachten, sondern für Gläser im Allgemeinen typisch. Da Gläser bei tiefen Temperaturen im Vergleich zum entsprechenden Kristall eine größere Wärmekapazität aufweisen, müssen zusätzliche niederenergetische Anregungen existieren, die einen weiteren Beitrag zur spezifischen Wärme leisten. Diese Anregungen tragen außerdem nicht konstruktiv zur Wärmeleitfähigkeit bei, sondern vermindern diese. Dies bedeutet, dass diese Anregungen lokalisiert sind und den thermischen Phononen außerdem als Streuzentren dienen. In Kristallen andererseits sind diese Anregungen nicht vorhanden und müssen sich daher auf die strukturelle Unordnung der Gläser zurückführen lassen. So existieren für einige Atome oder Gruppen von Atomen aufgrund der leicht variierenden Bindungswinkel und -längen mehrere energetisch nahezu äquivalente Gleichgewichtslagen. Dies ist schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt. Bei genügend tiefen Temperaturen reicht die thermische Energie der Atome nicht mehr aus, um die Potentialbarriere zu einer anderen Gleichgewichtslage überwinden zu können. Die Atome können somit ausschließlich über Tunnelprozesse zwischen den Gleichgewichtslagen wechseln. Das phänomenologische Standardtunnelmodell beschreibt die thermischen, elektrischen und akustischen Tieftemperatureigenschaften von Gläsern verhältnismäßig gut und soll daher im folgenden Abschnitt behandelt werden.

## 2.2 Standardtunnelmodell

Das Standardtunnelmodell ([And72], [Phi72]) beschreibt ein Tunnelsystem in einem amorphen Festkörper durch ein Doppelmuldenpotential mit Asymmetrieenergie  $\Delta$  und Potentialbarriere  $V$ , zwischen dessen Minima ein effektives Teilchen der Masse  $m$  tunneln kann. In Abbildung 2.4 ist ein solches Potential dargestellt. Die



**Abb. 2.4:** Schematische Darstellung eines Tunnelsystems, das durch ein Doppelmuldenpotential modelliert wird, welches ein Teilchen der Masse  $m$  enthält.



**Abb. 2.5:** Symmetrische Wellenfunktion  $\Psi_1$  des Grundzustands und antisymmetrische Wellenfunktion  $\Psi_2$  des ersten angeregten Zustands im Doppelmuldenpotential.

Wellenfunktionen  $\Psi_R$  und  $\Psi_L$  beschreiben das Teilchen in den isolierten harmonischen Potentialen. Durch den endlichen Überlapp dieser beiden Wellenfunktionen wird ein Tunneln möglich. Als Überlagerung von  $\Psi_R$  und  $\Psi_L$  entstehen die symmetrische Wellenfunktion  $\Psi_1$  des Grundzustands des Gesamtsystems und die antisymmetrische Wellenfunktion  $\Psi_2$  der ersten Anregung. Veranschaulicht ist dies in Abbildung 2.5. Bei ausreichend tiefen Temperaturen spielen höhere Anregungen keine Rolle mehr, sodass das System als Zweizustandssystem betrachtet werden kann. Die Mitte zwischen den beiden Potentialminima wird hier als Nullpunkt definiert, der Energieunterschied zwischen den beiden Niveaus beträgt  $E$ . Die zu  $\Psi_1$  und  $\Psi_2$  gehörenden Energieeigenwerte betragen  $\frac{1}{2}(\hbar\Omega \mp E)$ , wobei  $\hbar\Omega$  der effektiven Grundzustandsenergie entspricht. Die Energieaufspaltung  $E$  hängt mit der Asymmetrieenergie  $\Delta$  über

$$E = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2} \quad (2.1)$$

zusammen, wobei der Parameter  $\Delta_0$  für die sogenannte Tunnelaufspaltung steht, die wiederum vom Überlapp der Wellenfunktionen  $\Psi_R$  und  $\Psi_L$  abhängig ist. Sie kann in der WKB-Näherung<sup>1</sup> als

$$\Delta_0 \approx \hbar\Omega e^{-\lambda} \quad (2.2)$$

<sup>1</sup>Die semiklassische WKB-Näherung liefert eine Näherung der Lösung der eindimensionalen, stationären Schrödingergleichung. Sie basiert auf der Annahme, dass sich das Potential schwach in Abhängigkeit vom Ort ändert. Benannt ist sie nach G. Wentzel, H. A. Kramers und L. Brillouin.

angegeben werden. Hierbei steht  $e^{-\lambda}$  für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen tunnelt. Der Tunnelparameter  $\lambda$  hängt von der Teilchenmasse  $m$ , der Potentialbarriere  $V$  und dem verallgemeinerten Muldenabstand  $d$  ab. In der WKB-Näherung gilt für diesen Parameter:

$$\lambda \approx \frac{d}{2\hbar} \sqrt{2mV}. \quad (2.3)$$

In der Ortsdarstellung, also in der Basis  $(\Psi_L, \Psi_R)$ , wird das Tunnelsystem durch den Hamiltonoperator

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{TS}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

beschrieben. Die Basis  $(\Psi_1, \Psi_2)$  ist eine Eigenbasis des gekoppelten Systems. Für sie erhält man als Hamiltonoperator

$$\hat{\mathcal{H}}'_{\text{TS}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

In amorphen Festkörpern existieren eine Vielzahl solcher Tunnelsysteme und die Werte der Energieaufspaltung  $E$  und des Tunnelparameters  $\lambda$  sind breit verteilt, was auf die strukturelle Unordnung der Gläser zurückzuführen ist. Im Standardtunnelmodell wird daher vereinfachend für die Parameter  $\Delta$  und  $\lambda$  die konstante Verteilung

$$P(\Delta, \lambda) d\Delta d\lambda = \bar{P} d\Delta d\lambda \quad (2.6)$$

mit der materialabhängigen Konstante  $\bar{P}$  angenommen. Durch eine geeignete Jacobi-Transformation erhält man für Tunnelsysteme mit fester Energieaufspaltung  $E$  die Verteilung

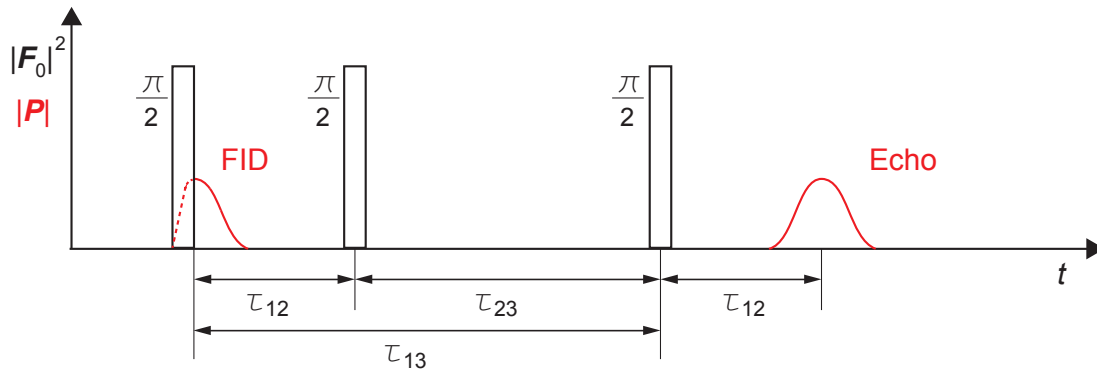
$$P(q) dq = \bar{P} \frac{1}{1 - q^2} dq, \quad (2.7)$$

wobei  $q = \frac{\Delta}{E}$  für die normierte Asymmetrieenergie steht. Viele Tieftemperatureigenschaften amorpher Festkörper lassen sich durch das Standardtunnelmodell zufriedenstellend beschreiben. Bei einigen Phänomenen sind die Vorhersagen jedoch unzureichend, da das Modell beispielsweise Wechselwirkungen der Tunnelsysteme untereinander vernachlässigt. Diese Wechselwirkungen lassen sich durch dielektrische Polarisationsechoexperimente genauer untersuchen. Im folgenden Abschnitt werden daher die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Dreipulspolarisationsechos besprochen.



## 2.3 Dreipulspolarisationsechos

Bei Dreipulspolarisationsechoexperimenten wird die zu untersuchende Glasprobe drei elektrischen Hochfrequenzpulsen der Frequenz  $\omega_{\text{EF}}$  und der Pulslänge  $t_p$  ausgesetzt, wobei die Pulsabstände  $\tau_{12}$  bzw.  $\tau_{23}$  betragen. Während des ersten Pulses führt dies zu einer makroskopischen oszillierenden Polarisation der Probe, die schnell zerfällt. Dieser Zerfall wird als Free Induction Decay (FID) bezeichnet. Nach der Zeit  $t = 2\tau_{12} + \tau_{23}$  tritt das sogenannte Dreipulspolarisationsecho auf. In Abbildung 2.6 ist dies schematisch dargestellt.

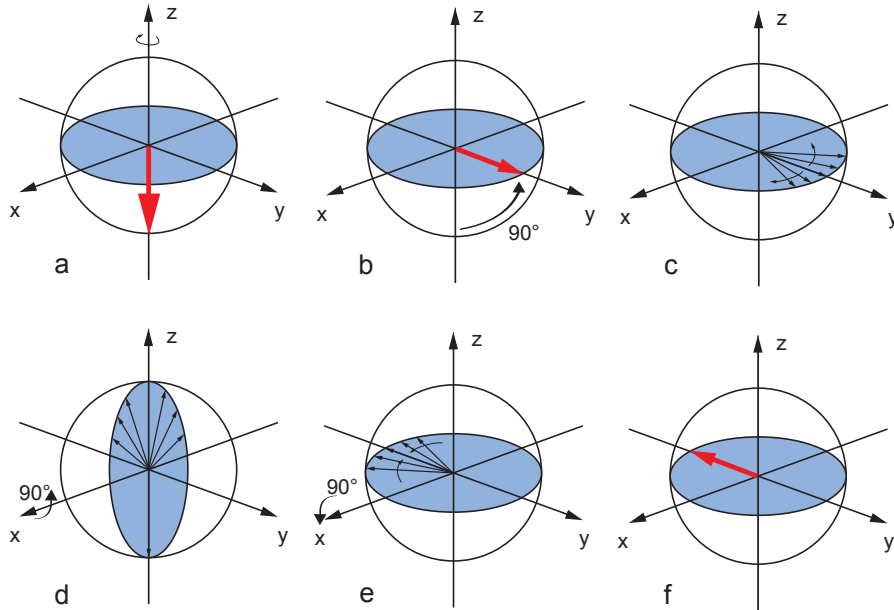


**Abb. 2.6:** Zeitlicher Ablauf einer Dreipulsssequenz mit makroskopischer Polarisation der Probe. Aufgetragen ist der Betrag der Polarisation als Funktion der Zeit.

Das externe elektrische Feld führt zu einer resonanten Anregung solcher Tunnelsysteme, die eine Energieaufspaltung von  $E \approx \hbar\omega_{\text{EF}}$  aufweisen, und zwingt diese, in Phase zu tunneln [Sch75]. Wird das externe elektrische Feld abgeschaltet, so schwingen die Tunnelsysteme mit der Frequenz  $\omega_{\text{TS}} = \frac{E}{\hbar}$  weiter. Da die Messung bei sehr tiefen Temperaturen  $T < \hbar\omega_{\text{EF}}/k_B$  stattfindet, kann davon ausgegangen werden, dass sich im thermischen Gleichgewicht vor dem ersten Puls die Überzahl der Tunnelsysteme im Grundzustand befinden. Damit ein Tunnelsystem resonant anregbar ist, muss die Änderung des Dipolmoments zwischen den beiden Ein-Mulden-Zuständen  $\delta\mathbf{p}$  eine endliche Projektion auf das externe elektrische Feld  $\mathbf{F}$  besitzen. Bei gänzlich symmetrischen Potentialen ist  $|\delta\mathbf{p}|$  und daher auch die Kopplung an das elektrische Feld maximal. Sie tragen jedoch nicht zur makroskopischen Polarisation vor dem Puls bei, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für beide Mulden des Potentials gleich groß ist.

Die Entstehung eines Polarisationsechos lässt sich anschaulich verstehen, indem man sich der Analogie zur Kernspinresonanz bedient. Hier werden Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen in einem externen Magnetfeld durch Hochfrequenzpulse angeregt, wobei als Echo eine makroskopische Magnetisierung auftritt. Die Entstehungsweise der Polarisationsechos

eines Kollektivs von Tunnelsystemen wird dann in einem Pseudospinraum anschaulich verständlich. Hierbei stehen die Erwartungswerte  $\langle S_y \rangle$  für die makroskopische Polarisation und  $\langle S_z \rangle$  für die Besetzungszahldifferenz. Der Erwartungswert  $\langle S_x \rangle$  hat in diesem Zusammenhang keine anschauliche Bedeutung. In Abbildung 2.7 ist die zeitliche Entwicklung der Tunnelsysteme im Pseudospinraum während einer Dreipulssequenz aufgetragen. Dabei rotiert das Koordinatensystem mit der Frequenz des eingestrahlten Feldes um die  $z$ -Achse. Die schwarzen Pfeile repräsentieren jeweils ein solches Tunnelsystem, dessen Eigenfrequenz innerhalb des Spektrums des ersten Pulses liegt. Der rote Pfeil stellt die Summe über die schwarzen Pfeile dar. Zum Zeitpunkt



**Abb. 2.7:** Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Gesamtwellenfunktion im Pseudospinraum während einer Dreipulssequenz. Die einzelnen Abbildungen beschreiben Situationen zu folgenden Zeitpunkten: a)  $t = 0$ , b)  $t = t_p$ , c)  $t_p < t < \tau_{12}$ , d)  $t = 2t_p + \tau_{12}$ , e)  $t = 3t_p + \tau_{12} + \tau_{23}$ , f)  $t = 2\tau_{12} + \tau_{23}$ .

$t = 0$  befinden sich, wie bereits angedeutet, alle Tunnelsysteme im Grundzustand  $\Psi_1$  (Abbildung 2.7a). Die makroskopische Polarisation ist hier Null. Der erste Puls dreht den Pseudospinvektor um die  $x$ -Achse (Abbildung 2.7b). Wird der Vektor bis auf die  $y$ -Achse gedreht, so wird dieser Puls als  $\frac{\pi}{2}$ -Puls bezeichnet. Es liegt eine makroskopische Polarisation vor, da sich die Tunnelsysteme nun in einem gemischten Zustand aus Grundzustand  $\Psi_1$  und angeregtem Zustand  $\Psi_2$  befinden. Für ein symmetrisches Tunnelsystem bedeutet dies, dass die Wahrscheinlichkeit das Tunnelteilchen in einer der beiden Mulden des Potentials zu finden, größer ist als in der anderen, was zu einem oszillierenden elektrischen Dipolmoment führt. Die Tunnelsysteme können nach dem ersten Puls frei mit ihrer Eigenfrequenz  $\omega_{TS} = \frac{E}{\hbar}$  oszillieren, was bedeu-

tet, dass sie im hier diskutierten rotierenden Koordinatensystem mit der Frequenz  $\omega_d = \omega_{\text{TS}} - \omega_{\text{EF}}$  um die  $z$ -Achse rotieren (Abbildung 2.7c). Durch den Verlust der Phasenbeziehung untereinander wird die makroskopische Polarisation schnell abgebaut. Dies ist der schon genannte Free Induction Decay. Zum Zeitpunkt  $t = \tau_{12}$  wird ein zweiter  $\frac{\pi}{2}$ -Puls eingestrahlt, der eine weitere Drehung von  $90^\circ$  um die  $x$ -Achse bewirkt (Abbildung 2.7d). Die vor dem Puls vorhandene Phasenbeziehung der Tunnelsysteme untereinander ist nun sozusagen in ihrer  $z$ -Komponente gespeichert und die Pseudospinvektoren präzedieren mit der Frequenz  $\omega_d$  um die  $z$ -Achse. Zur Zeit  $t = \tau_{12} + \tau_{23}$  wird der dritte  $\frac{\pi}{2}$ -Puls eingestrahlt, der eine weitere  $90^\circ$ -Drehung um die  $x$ -Achse zur Folge hat. In der darauf folgenden Phase der freien Zeitentwicklung verringert sich die Phasendifferenz der Tunnelsysteme überraschenderweise wieder (Abbildung 2.7e). Zum Zeitpunkt  $t = 2\tau_{12} + \tau_{23}$  sind die Tunnelsysteme wieder kohärent in Phase, was zu einer makroskopischen Polarisation führt, die das stimulierte Dreipulspolarisationsecho darstellt (Abbildung 2.7f). Im Folgenden soll die Größe der Echoamplitude kurz hergeleitet werden. Eine ausführliche Herleitung findet sich zum Beispiel in [Sch12]. Begonnen wird mit der Betrachtung des anregenden elektrischen Wechselfelds  $\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_0 \cos(\omega_{\text{EF}}t)$ . Dabei wird angenommen, dass die durch  $\mathbf{F}$  verursachte Störung einen Einfluss auf die Asymmetrieenergie  $\Delta$  hat. Mittels Störungstheorie erster Ordnung kann das Problem für kleine Variationen von  $\Delta$  berechnet werden. Es ergibt sich folgende oszillierende Variation

$$\delta\Delta(t) = \delta\mathbf{p} \cdot \mathbf{F}(t), \quad (2.8)$$

wobei  $\delta\mathbf{p}$  die Projektion der Änderung des elektrischen Dipolmoments zwischen den beiden Ein-Mulden-Zuständen bezeichnet. Der Hamiltonoperator des ungestörten Tunnelsystems aus Gleichung 2.4 wird nun durch einen Störterm ergänzt und erhält damit die Form

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{ges}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \delta\mathbf{p} \cdot \mathbf{F}_0 \cos(\omega_{\text{EF}}t). \quad (2.9)$$

In der Basis  $(\Psi_1, \Psi_2)$  wird der Hamiltonoperator zu

$$\hat{\mathcal{H}}'_{\text{ges}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix} + \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} \Delta & \Delta_0 \\ \Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix} \delta\mathbf{p} \cdot \mathbf{F}_0 \cos(\omega_{\text{EF}}t). \quad (2.10)$$

Um die Echoamplitude zu berechnen, muss der Erwartungswert des Polarisationsoperators  $\langle \hat{P}' \rangle = \langle \Psi | \hat{P}' | \Psi \rangle$  bestimmt werden. In der Basis  $(\Psi_1, \Psi_2)$  hat der Polarisations-

tionsoperator folgende Gestalt:

$$\hat{P}' \propto \frac{1}{E} \begin{pmatrix} \Delta & \Delta_0 \\ \Delta_0 & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Nach einigen Umformungen erhält man die Rabifrequenz

$$\Omega_R = \frac{\delta \mathbf{p} \cdot \mathbf{F}}{\hbar} \left( \frac{\Delta_0}{E} \right), \quad (2.12)$$

mit der sich die Besetzung der Energieniveaus der Tunnelsysteme ändert. Aus der Bedingung  $\Omega_R t_p = \frac{\pi}{2}$  lässt sich die Pulsdauer  $t_p$  abschätzen. Im Limit kurze Pulse  $\Omega_R t_p \ll \frac{\pi}{2}$  ergibt sich für die zum Zeitpunkt  $t = 2\tau_{12} + \tau_{23}$  auftretende Echoamplitude  $A_0$  der Zusammenhang

$$A_0 \propto \delta \mathbf{p}^4 \cdot \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^4 \cdot \mathbf{F}_0^3 \cdot t_p^3. \quad (2.13)$$

Somit tragen die symmetrischen Tunnelsysteme mit  $\Delta = 0$  und  $E = \Delta_0$  am stärksten zur Echoamplitude bei. Im folgenden Abschnitt wird nun der Einfluss phasenerstörender Prozesse diskutiert sowie auf die Summation über das gesamte Subensemble resonanter Tunnelsysteme eingegangen.

## 2.4 Relaxation und spektrale Diffusion

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Abhängigkeit der Echoamplitude vom Pulsabstand vernachlässigt. Es wurde angenommen, dass die Echoamplitude die gleiche maximale Intensität erreicht wie die Polarisation während des ersten Pulses. Tatsächlich ist es jedoch so, dass die Echoamplitude mit zunehmendem Pulsabstand abnimmt. Dies lässt sich vor allem auf zwei Prozesse zurückführen, die dafür sorgen, dass nicht mehr alle Tunnelsysteme zum Echo beitragen können: Zum einen können Tunnelsysteme spontan in den Grundzustand relaxieren, zum anderen kann es zum Verlust der Kohärenz der Phase kommen, wenn die Energieaufspaltung der resonanten Tunnelsysteme aufgrund der Wechselwirkung mit thermisch anregbaren Tunnelsystemen in der Umgebung fluktuiert. Zunächst soll der Einfluss der Wechselwirkung zwischen den Tunnelsystemen und Gitterschwingungen betrachtet werden. Hierbei relaxieren die Tunnelsysteme mit der Relaxationszeit  $T_1$  in den Grundzustand und sorgen somit für die Wiederherstellung des thermischen Gleichgewichts. Dies geschieht über die Kopplung der Tunnelsysteme an Phononen. Aufgrund der tiefen Temperaturen spielen ausschließlich Ein-Phonon-Prozesse eine

Rolle. So können die Tunnelsysteme ein Phonon absorbieren oder emittieren. Aus der mittleren freien Weglänge der Phononen ergibt sich die Relaxationszeit  $T_1$  der Tunnelsysteme [Jae72]:

$$T_1 = K \left( 1 - \left( \frac{\Delta}{E} \right)^2 \right)^{-1} \frac{1}{E^3} \tanh \left( \frac{E}{2k_B T} \right) = \frac{1}{m_1(T)} (1 - q^2)^{-1} . \quad (2.14)$$

Hierbei ist  $K$  eine materialabhängige Konstante und  $q = \frac{\Delta}{E}$  die normierte Asymmetrieenergie. Die maximal mögliche Rate, mit der ein Tunnelsystem mit Energieaufspaltung  $E$  bei der Temperatur  $T$  relaxieren kann, wird als  $m_1(T)$  bezeichnet. Diese Rate wird von den gänzlich symmetrischen Tunnelsystemen erreicht. Die Abnahme der Echoamplitude aufgrund von  $T_1$ -Relaxationen ist durch den Faktor

$$W_R(\tau_{12}, \tau_{13}) = e^{-\frac{(\tau_{12} + \tau_{13})}{T_1}} \quad (2.15)$$

gegeben. Ein weiterer Prozess, der zur Verminderung der Echoamplitude führt, beruht auf der Wechselwirkung resonanter mit nicht resonanten Tunnelsystemen, wobei letztere thermische Übergänge ausführen. Dies führt zu einer Dephasierung der resonanten Tunnelsysteme mit Dephasierungszeit  $T_2$ . Dieses Verhalten kann durch das Modell der spektralen Diffusion beschrieben werden [Kla62],[Bla77]. Die Tunnelsysteme werden dazu in zwei Gruppen eingeteilt. Gruppe  $\mathcal{A}$  enthält alle Tunnelsysteme, die resonant anregbar sind und Gruppe  $\mathcal{B}$  alle anderen. Da wesentlich mehr zu Gruppe  $\mathcal{B}$  gehörende Tunnelsysteme existieren, kann davon ausgegangen werden, dass jedes  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystem nur von  $\mathcal{B}$ -Tunnelsystemen umgeben ist. Führen  $\mathcal{B}$ -Tunnelsysteme thermische Übergänge zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand aus, so hat dies zeitlich variierende Verzerrungsfelder und elastische Felder am Ort des  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystems zur Folge. Dies und die damit einhergehenden variierenden elektrischen Felder bewirken eine Variation der Energieaufspaltung des  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystems. Findet eine solche Variation während einer Dreipulssequenz statt, hat dies zur Folge, dass die Phasenänderung des betroffenen  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystems zwischen den ersten beiden Pulsen von der Phasenänderung zwischen dem dritten Puls und dem Echo verschieden ist. Dadurch kann dieses Tunnelsystem nicht zum Echo beitragen. Mit zunehmendem Pulsabstand verringert sich die Echoamplitude, da die Wahrscheinlichkeit steigt, dass ein  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystem eine Variation seiner Energieaufspaltung erfährt und somit nicht zum Echo beiträgt. Ein theoretisches Modell der Wechselwirkung lässt sich erneut anhand der zu den Tunnelsystemen formal äquivalenten Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen entwickeln. Hierbei wird die Wechselwirkung eines  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystems mit den  $\mathcal{B}$ -Tunnelsystemen durch eine dipolare Spin-Spin-Wechselwirkung modelliert. Vernachlässigt man die Außerdiagonalelemente, welche

Übergänge zwischen den Niveaus beschreiben, ist der Hamiltonoperator durch

$$\hat{\mathcal{H}}_{ij} = J_{ij} \hat{S}_z^i \hat{S}_z^j \quad (2.16)$$

gegeben [Bla77]. Die Größe  $\hat{S}_z^i$  bezeichnet hierbei den Spinoperator des Tunnelsystems  $i$  mit den Eigenwerten  $\pm\frac{1}{2}$ . Die Kopplungsstärke  $J_{ij}$  zwischen den Spins beträgt

$$J_{ij} \cong C_{ij} \left( \frac{\Delta^i}{E^i} \right) \left( \frac{\Delta^j}{E^j} \right) \left( \frac{1}{r_{ij}^3} \right), \quad (2.17)$$

wobei die materialabhängige Konstante  $C_{ij}$  vom Tensor des Deformationspotentials abhängt. Der Abstand zwischen den Tunnelsystemen  $i$  und  $j$  ist durch  $r_{ij}$  gegeben. Ordnet man den  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystemen den Index  $i$  und den  $\mathcal{B}$ -Tunnelsystemen den Index  $j$  zu, so lässt sich der effektive Hamiltonoperator eines  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystems durch

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}}^i = E^i \hat{S}_z^i + \sum_{j \neq i} J_{ij} \hat{S}_z^i \hat{S}_z^j = E_{\text{eff}}^i \hat{S}_z^i \quad (2.18)$$

angeben. Die  $\mathcal{B}$ -Tunnelsysteme können durch thermische Aktivierung ihren Zustand zeitlich ändern. Der Hamiltonoperator ist daher durch die Zeitabhängigkeit von  $\hat{S}_z^j$  und der daraus folgenden von  $E_{\text{eff}}^i$  ebenfalls zeitabhängig. Die Relaxationszeit  $T_1$  der Tunnelsysteme aus Gruppe  $\mathcal{A}$  wird als lang gegenüber der Messzeit angenommen, weshalb  $\hat{S}_z^i$  als konstant angenommen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein  $\mathcal{A}$ -Tunnelsystem mit der Energie  $E_{\text{eff}}^i = \hbar\omega_{\text{EF}}$  zur Zeit  $t = 0$  zu einem späteren Zeitpunkt  $t$  die Energieaufspaltung  $E = \hbar\omega$  besitzt, ist durch die Lorentz-Verteilung

$$p(\omega, t) d\omega = \frac{\Delta\omega(t)}{\pi(\omega - \omega_{\text{EF}})^2 + [\Delta\omega(t)]^2} d\omega \quad (2.19)$$

gegeben. Hierbei steht  $\Delta\omega(t)$  für die ebenfalls zeitabhängige Diffusionsweite. Werden alle Spins der Gruppen  $\mathcal{A}$  und  $\mathcal{B}$  einbezogen, gilt für diese der Zusammenhang

$$\hbar\Delta\omega(t) \propto \left\langle \left| \frac{\Delta}{E} \right| \right\rangle_{\mathcal{A}} \left\langle \left| \frac{\Delta}{E} \right| n_f \left( E, \frac{\Delta}{E}, t \right) \right\rangle_{\mathcal{B}}. \quad (2.20)$$

Dabei beschreibt der Faktor  $\left\langle \left| \frac{\Delta}{E} \right| \right\rangle_{\mathcal{A}}$  die Mittelung über alle resonanten Tunnelsysteme aus Gruppe  $\mathcal{A}$  und  $\left\langle \left| \frac{\Delta}{E} \right| n_f \left( E, \frac{\Delta}{E}, t \right) \right\rangle_{\mathcal{B}}$  mittelt über alle Spinflips der  $\mathcal{B}$ -Tunnelsysteme. Die Größe  $n_f \left( E, \frac{\Delta}{E}, t \right)$  bezeichnet die Dichte der Tunnelsysteme, welche im Zeitraum  $t$  eine ungerade Anzahl von Zustandsänderungen durchlaufen haben. Diese Dichte weist eine breite Verteilung auf, da alle  $\mathcal{B}$ -Tunnelsysteme mit  $E \cong 2k_{\text{B}}T$  berücksichtigt werden und für ein festes  $E$  über alle Asymmetrieenergien  $\Delta$

integriert werden muss. In einem Dreipulsechoexperiment lautet dann die zeitliche Entwicklung der Polarisation eines einzelnen Tunnelsystems

$$W_s(\tau_{12}, \tau_{13}) = \left\langle \exp \left[ i \int_0^{\tau_{12}} \omega(t) dt - i \int_{\tau_{13}}^{\tau_{13} + \tau_{12}} \omega(t) dt \right] \right\rangle. \quad (2.21)$$

Die Echoamplitude ist proportional zur Größe  $W_s$ , welche die Mittelung über alle  $\mathcal{A}$ -Spins und über die Spinflips ihrer  $\mathcal{B}$ -Spin-Nachbarn beinhaltet. Um die Echoamplitude zu berechnen wird das Kurzzeitlimit von  $W_s(\tau_{12}, \tau_{13})$  betrachtet, in welchem  $\tau_{12}$  und  $\tau_{13}$  viel kleiner sind als die Relaxationszeit  $T_1$  der  $\mathcal{B}$ -Systeme. Es ergibt sich somit

$$W_s(\tau_{12}, \tau_{13}, T) = e^{-m_2(T) \frac{\Delta}{E} \tau_{12} \tau_{13}}. \quad (2.22)$$

Unter der Annahme, dass die  $\mathcal{B}$ -Tunnelsysteme über Wechselwirkungen mit den thermischen Phononen ihren Zustand ändern, gilt dabei  $m_2 \propto T^4$ . Um nun die Gesamtechoamplitude zu erhalten, muss über alle Tunnelsysteme unter Berücksichtigung der oben besprochenen Relaxations- und phasenerstörenden Prozesse integriert werden. Auf die Integration über die Gesamtheit der Energieaufspaltungen wird hier verzichtet werden, da ausschließlich Tunnelsysteme mit  $E \cong \hbar\omega_{\text{EF}}$  zur Echoamplitude beitragen. Mit der normierten Asymmetrieenergie  $q = \frac{\Delta}{E}$  ergibt sich die Gesamtechoamplitude zu

$$A(t = \tau_{12} + \tau_{13}) \propto \int_0^1 dq A_0(q) P(q) W_R(\tau_{12}, \tau_{13}) W_s(\tau_{12}, \tau_{13}, T). \quad (2.23)$$

Dabei gilt nach Gleichung (2.13) für die Echoamplitude eines Tunnelsystems:

$$A_0 \propto \left( \frac{\Delta_0}{E} \right)^4 = (1 - q^2)^2. \quad (2.24)$$

Die Verteilung der Asymmetrieenergien der resonanten Tunnelsysteme mit fester Energie  $E$  vor der Pulssequenz wird ebenfalls berücksichtigt und ist nach Gleichung (2.7) durch  $P(q) = \overline{P} \frac{1}{1-q^2}$  gegeben. Durch Einsetzen von  $A_0(q)$ ,  $P(q)$  und  $W_R$  aus (2.15) sowie  $W_s$  aus (2.22) in Gleichung (2.23) folgt für die Gesamtechoamplitude

$$A(t = \tau_{12} + \tau_{13}) \propto f(E, T) \int_0^1 dq (1 - q^2) e^{-(\tau_{12} + \tau_{13}) m_1(T) (1 - q^2)} e^{-m_2(T) q \tau_{12} \tau_{13}}, \quad (2.25)$$

mit der Besetzungszahldifferenz  $f(E,T)$  der resonant anregbaren Tunnelsysteme vor der Pulssequenz

$$f(E,T) = \frac{\Delta N}{N} = \tanh\left(\frac{E}{2k_{\text{B}}T}\right), \quad (2.26)$$

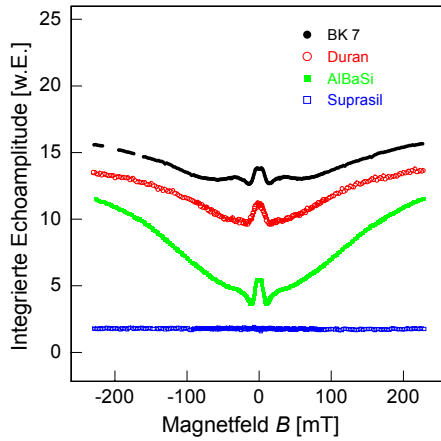
welche entscheidend für die Anzahl der zur Echoamplitude beitragenden Tunnelsysteme ist.

## 2.5 Quadrupoleffekt

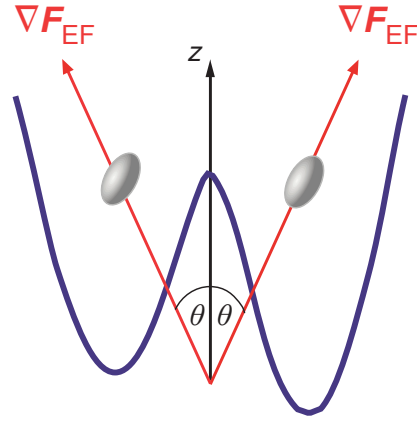
Die Tieftemperatureigenschaften von Gläsern sind im Wesentlichen unabhängig von den chemischen Eigenschaften der einzelnen Bestandteile, sondern sind auf die charakteristische Unordnung innerhalb der Gläser zurückzuführen, wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt. Im Magnetfeld zeigen Gläser jedoch ein Verhalten, welches auch von ihrer Zusammensetzung abhängt. In Abbildung 2.8 ist dazu die integrierte Zweipulsechoamplitude<sup>2</sup> als Funktion des äußeren Magnetfeldes bei konstanter Temperatur und festem Pulsabstand  $\tau_{12}$  für verschiedene Mehrkomponentengläser aufgetragen. Die Gläser BK7, Duran und AlBaSi weisen eine Magnetfeldabhängigkeit der Echoamplitude auf, Suprasil hingegen verhält sich magnetfeldunabhängig [Lud03]. Dies lässt sich erklären, indem man annimmt, dass die Tunnelteilchen des Standardtunnelmodells ein elektrisches Quadrupolmoment tragen können, welches mit einem lokalen elektrischen Feldgradienten wechselwirken kann. Suprasil unterscheidet sich von den anderen drei Gläsern dadurch, dass es nahezu frei von Isotopen ist, welche ein elektrisches Kernquadrupolmoment tragen. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine kurze Zusammenfassung des Quadrupolmodells erforderlich, eine detaillierte Beschreibung findet sich unter anderem in [Baz08]. Die Wechselwirkung der elektrischen Quadrupolmomente der Tunnelteilchen mit lokalen elektrischen Feldgradienten muss zum Verständnis des Verlaufs der Zerfallskurve der Echoamplitude berücksichtigt werden [Wue04]. In Abbildung 2.9 ist die Situation für ein Tunnelteilchen mit Quadrupolmoment, skizziert durch die ovale Form, in einem asymmetrischen Doppelmuldenpotential dargestellt. Der elektrische Feldgradient  $\nabla F_{\text{EF}}$  ist aufgrund der unterschiedlichen Umgebung verschieden für die beiden Mulden. Das Quadrupolmoment des Tunnelteilchens bleibt beim Tunnelvorgang unverändert, da die Kernrelaxationszeit im Verhältnis zur Dauer der Pulssequenz sehr groß ist und das elektrische Feld nur schwach an die Kernmomente koppelt. Durch die Wechselwirkung des Quadrupolmoments mit dem Feldgradienten kommt es zu einer Hyperfeinaufspaltung der beiden im Standardtunnelmodell angenommenen Zustände. Es entsteht jeweils ein

<sup>2</sup> Zweipulsechoexperimente sind ein Spezialfall der Dreipulsechoexperimente. Hierbei wird der Pulsabstand  $\tau_{23}$  Null gesetzt, sodass der zweite und der dritte  $\frac{\pi}{2}$ -Puls zusammen einen  $\pi$ -Puls bilden.





**Abb. 2.8:** Integrierte Zweipulsechoamplitude in Abhängigkeit vom Magnetfeld für verschiedene Mehrkomponentengläser [Lud03]. Die Messungen wurden jeweils bei konstanter Temperatur und festem Pulsabstand durchgeführt.



**Abb. 2.9:** Schematische Darstellung eines Tunnelteilchens mit elektrischem Kernquadrupolmoment (ovale Form) in einem asymmetrischen Doppelmuldenpotential. Der lokale elektrische Feldgradient  $\nabla F_{EF}$  ist für beide Mulden verschieden. Das Quadrupolmoment bleibt beim Wechseln zwischen den Mulden unverändert.

Multiplett möglicher Zustände. Die Hyperfeinaufspaltungen sind viel kleiner als die Energie  $E = \hbar\omega_{TS}$ , welche die Multipletts voneinander trennt. Die zusätzlich möglichen Übergänge zwischen den Niveaus führen bei Polarisationsechoexperimenten zu einem phasenerstörenden Prozess. Dieser ist oszillatorischer Natur und kann unter anderem bei deuteriertem Glycerol als Quantenschwebung beobachtet werden, welche der Echozerfallskurve überlagert ist [Baz08]. Unter der Annahme, dass bei der Hyperfeinaufspaltung im Wesentlichen Dubletts eine Rolle spielen, ergibt sich für die Zweipulsechoamplitude

$$A_{2p} \propto q^4 \left[ 1 - A_{\text{mod}} \sin^4 \left( \frac{E_Q \tau_{12}}{2} \right) \right]^N, \quad (2.27)$$

wobei  $q$  für die normierte Asymmetrieenergie steht,  $N$  für die Anzahl der Quadrupoltragenden Tunnelteilchen,  $E_Q$  für die Energieaufspaltung eines Dubletts und  $\tau_{12}$  für den Pulsabstand. Als Modulationsamplitude  $A_{\text{mod}}$  erhält man

$$A_{\text{mod}} = \frac{16}{3} (q \sin \theta_T)^2. \quad (2.28)$$

Dabei bezeichnet  $\theta_T = 2\theta$  den effektiven Winkel zwischen den verschiedenen Feldgradienten  $\nabla F_{EF}$  aus Abbildung 2.9. Aufgrund der Abhängigkeit  $A_{\text{mod}} \propto q^2$  tragen

vor allem Tunnelteilchen in asymmetrischen Potentialen zur Quantenschwebung bei. Dies hat zur Folge, dass der Quadrupoleffekt vor allem bei kurzen Pulsabständen eine Rolle spielt.

Bei Mehrkomponentengläsern mit verschiedenen Quadrupolmoment tragenden Kernen können mehrere unterschiedliche Schwebungsfrequenzen auftreten, welche sich so überlagern, dass die Echoamplitude bei kurzen Pulsabständen gegenüber der ohne Quadrupolmoment erwarteten Amplitude vermindert ist. Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, so wird der Quadrupoleffekt durch die Wechselwirkung der Kerndipolmomente mit dem Magnetfeld unterdrückt. Übergänge zwischen verschiedenen Zuständen des Multipletts werden unterdrückt und die Echoamplitude im Hochfeld ist dadurch größer als im Nullfeld, wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist.

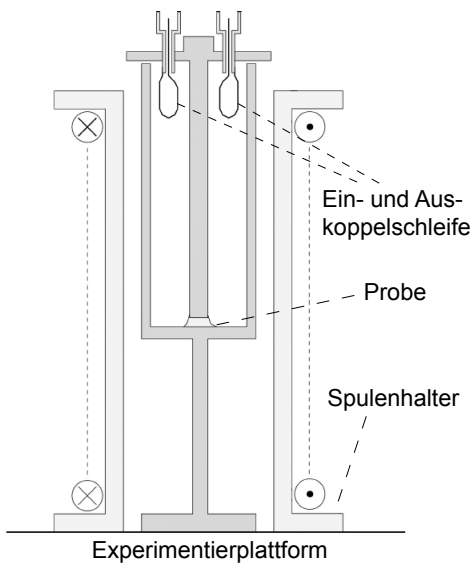
### 3. Aufbau und Eigenschaften des Experiments

Im Experiment wurde der Zerfall der Polarisationssechoamplitude mit zunehmendem Pulsabstand  $\tau_{23}$  gemessen. Hierbei konnten Pulsabstände bis zu  $\tau_{23} = 1,5$  ms erreicht werden. Der Abstand zwischen den ersten beiden Pulsen wurde dabei konstant bei  $\tau_{12} = 5,5 \mu\text{s}$  gehalten. Die Länge der drei  $\frac{\pi}{2}$ -Pulse betrug jeweils  $t_p = 300$  ns. Die Frequenz des Wechselfeldes betrug  $\omega_{\text{EF}} = 2\pi \cdot 1,333 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ . Daraus folgt, dass  $\hbar\omega_{\text{EF}} \approx 65 \text{ mK} \cdot k_{\text{B}}$  ist. Die thermische Energie sollte dazu ungefähr vergleichbar sein, damit die Besetzungszahldifferenz groß genug ist, um eine Echomplitude detektieren zu können. Das Experiment wurde daher bei Proben Temperaturen zwischen 7,5 mK und 70 mK durchgeführt. Zum Erreichen dieser Temperaturen wurde ein  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat verwendet, dessen Funktionsweise ausführlich in [Ens05] und [Pob07] beschrieben wird.

#### 3.1 Experimenteller Aufbau

##### 3.1.1 Resonator

Der im Experiment verwendete Resonator, in welchem sich die Glasprobe befindet, ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Er besteht aus einem vergoldeten Kupfer-Hohlzylinder mit einem Innendurchmesser von 18 mm und einer Höhe von 70 mm. Der Resonator ist über einen Fuß aus Kupfer thermisch an die Experimentierplatte-



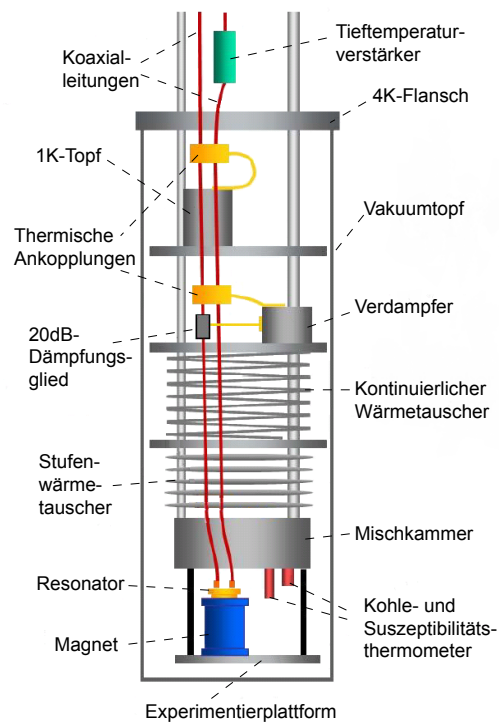
**Abb. 3.1:** Schematischer Schnitt durch den Mikrowellenresonator in einer Magnetfeldspule. Zwischen Stempel und Boden des Resonators, wo das elektrische Feld maximal ist, befindet sich die Probe. Über seinen Fuß ist der Resonator thermisch mit der Experimentierplatte und dadurch mit der Mischkammer verbunden.

form gekoppelt. Von der Mitte des Deckels aus ragt ein massiver Kupferzylinder mit einem Durchmesser von 8 mm in den Topf hinein. Dieser Zylinder wird auch als Innenleiter bezeichnet und lässt einen Spalt variabler Breite zum Boden des Topfes frei, in dem sich die Glasprobe befindet. Dieser Aufbau ist ein Topfkreisresonator, der in guter Näherung als LC-Schwingkreis beschrieben werden kann. Dabei wirkt der Spalt, in dem sich die Glasprobe als Dielektrikum befindet, als Kapazität, die Wand des Resonators und der Innenleiter wirken als Induktivität. Das elektrische Feld am Ort der Glasprobe ist nahezu homogen und besonders stark. Die Resonanzfrequenz des Resonators kann im betrachteten Temperaturbereich als konstant angenommen werden. Die hochfrequenten Signale werden über zwei versilberte Kupferdrahtschleifen induktiv ein- bzw. ausgekoppelt. Die Schleifen werden durch die zum Außenleiter hin kurzgeschlossenen Enden zweier Koaxialkabel gebildet. Diese ragen durch zwei mit Teflonhülsen isolierte Öffnungen im Deckel in den Resonator hinein, sodass sich die Schleifen an der Stelle befinden, wo das magnetische Feld der Resonanzmode besonders stark ist. Die Kopplungsstärke kann durch die von den Schleifen eingeschlossene Fläche und deren Orientierung zum Feld der Resonanzmode eingestellt werden. Im Experiment wurde die Einkoppelschleife kleiner gewählt als die Auskoppelschleife, um das Einkoppeln von Rauschbeiträgen der bei Raumtemperatur betriebenen Komponenten zu reduzieren und Signalverluste zur Einkoppelseite hin klein zu halten. Durch die senkrechte Ausrichtung der Schleifen zu den Magnetfeldlinien wurde die Kopplung auf der Detektionsseite maximiert.

Der gesamte Resonator ist von einer supraleitenden Niob-Titan-Spule umgeben, die um einen Edelstahlzylinder gewickelt ist. Dadurch können Magnetfelder bis zu 400 mT im Inneren des Resonators erzeugt werden, welche am Ort der Glasprobe nahezu homogen sind.

### 3.1.2 Integration im Kryostaten

In Abbildung 3.2 sind die Komponenten des Echoexperiments innerhalb des Vakuumpotops des Kryostaten schematisch skizziert. Der Vakuumpotop wird von flüssigem  $^4\text{He}$  mit einer Temperatur von 4,2 K umgeben. Am 1 K-Topf herrscht eine Temperatur von etwa 1,2 K, beim Verdampfer sind es etwa 0,7 K und in der Mischkammer können Temperaturen bis zu 5 mK erreicht werden. Die Temperatur der Experimentierplattform an der Mischkammer kann von dieser sogenannten Basistemperatur aus durch geregeltes Heizen erhöht und konstant gehalten werden. Um parasitäre Wärmestrahlung und Magnetfelder abzuhalten, ist die Mischkammer von einem Strahlungsschild aus Kupfer und Blei umgeben. Die hochfrequenten Signale zum Resonator hin und von diesem weg werden über die in rot eingezeichneten Koaxialkabel übertragen. Unterhalb des 1 K-Topfes bestehen die Kabel aus Niob, das bei Temperaturen unterhalb von 9,2 K supraleitend ist, sodass Signalverluste gering ausfallen und die Wärmeleit-



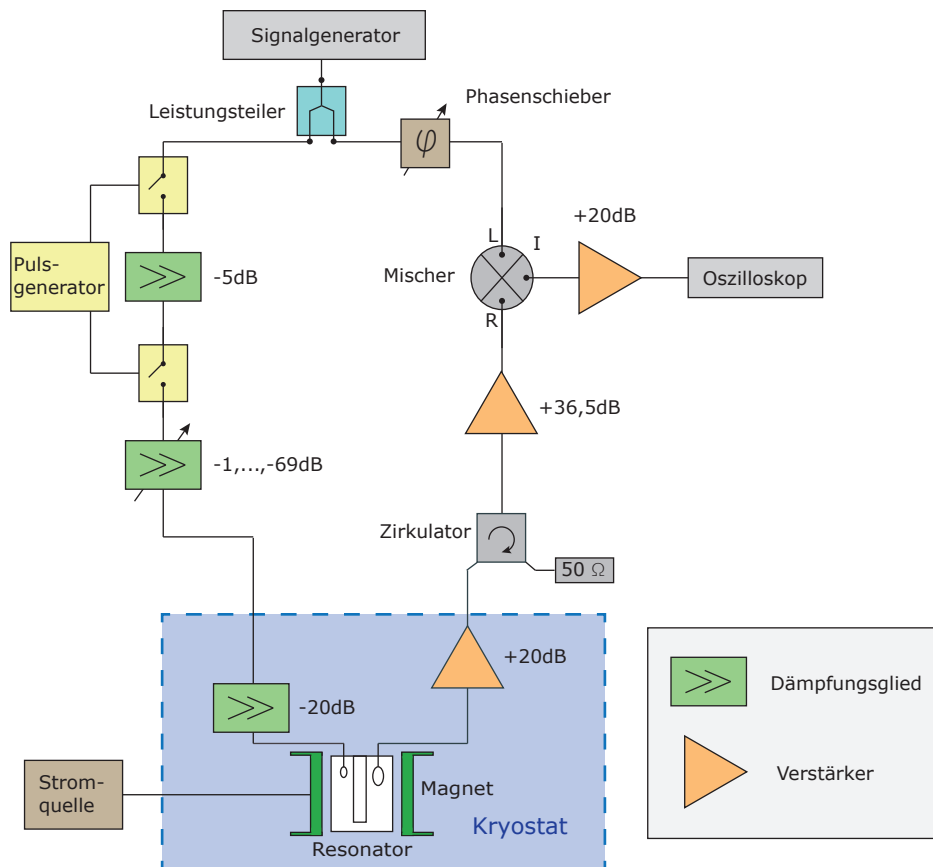
**Abb. 3.2:** Anordnung der Komponenten der Echoexperimente im Vakuumtopf des Kryostaten. Die speziellen Komponenten des Experiments sind bunt, die des Kryostaten grau gehalten.

fähigkeit ebenfalls niedrig ist [Baz08]. Um den Wärmeeintrag in den Resonator gering zu halten, sind die Koaxialkabel thermisch an die einzelnen Temperaturstufen des Kryostaten gekoppelt. Durch die in gelb eingezeichneten thermischen Ankopplungen wird die Wärme der Kabel an den Kryostaten abgegeben. Oberhalb des 4 K-Flansches befindet sich der von flüssigem  $^4\text{He}$  umgebene Tieftemperaturverstärker, der für eine rauscharme Verstärkung des aus dem Resonator kommenden Signals sorgt. Zusätzlich wird durch die Verstärkung bei tiefen Temperaturen weniger Rauschen an die Auskoppelschleife des Resonators zurückgesandt. Zur Rauschreduzierung auf der Seite der Einkoppelschleife wird ein 20 dB-Dämpfungsglied verwendet, welches das Rauschen der bei Raumtemperatur betriebenen Komponenten dämpft. Zur Temperaturbestimmung dient ein Kohlewiderstandsthermometer, welches thermisch mit der Experimentierplattform an der Mischkammer verbunden ist.

### 3.1.3 Elektronischer Aufbau

Der elektronische Aufbau ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Er dient sowohl der Erzeugung des hochfrequenten Anregungssignals und der Dreipulssequenz als auch der Verarbeitung des detektierten Signals. Alle Komponenten außerhalb des als blauen Kasten gekennzeichneten Kryostaten werden bei Raumtemperatur betrieben. Das Hochfrequenzsignal wird von einem Signalgenerator<sup>1</sup> mit

<sup>1</sup> Rohde & Schwarz SMH 845.4002.52



**Abb. 3.3:** Schaltbild der Elektronik zur Erzeugung und Detektion von Dreipulspolarisationsechos. Die Komponenten innerhalb des Kryostaten sind hier im blauen Kasten dargestellt und werden bei Temperaturen unter 4 K betrieben.

wohldefinierter Amplitude und Frequenz erzeugt. Die Frequenz wird dabei entsprechend der Resonanzfrequenz des Topfkreisresonators im Kryostat gewählt (hier:  $\nu_{\text{EF}} = \frac{\omega_{\text{EF}}}{2\pi} = 1,333 \text{ GHz}$ ). Anschließend wird das Signal von einem Leistungsteiler in zwei gleich große Anteile aufgeteilt. Der eine Teil dient als Referenzsignal und erreicht über einen Phasenschieber einen Mischer, auf den weiter unten genauer eingegangen wird. Der Phasenschieber passt die Phasen des Referenzsignals und des aus dem Kryostat kommenden Signals aneinander an. Der zweite Teil des Signals aus dem Leistungsteiler wird zur Erzeugung der Anregungspulse verwendet. Dazu schneiden zwei Schalter in Serie aus dem kontinuierlichen Signal die Pulse aus. Dabei werden zwei Schalter verwendet, um das Signal zwischen den Pulsen zu unterdrücken. Das 5 dB-Dämpfungsglied, welches hier angebracht ist, dient der Dämpfung von stehenden Wellen, die zwischen den Schaltern entstehen könnten. Die Einstellung der

Pulsdauer geschieht mittels zweier Pulsgeneratoren<sup>2</sup>. Hinter den beiden Schaltern sind zwei verstellbare Dämpfungsglieder angebracht, mit denen die Pulse um insgesamt 0 bis 69 dB in 1 dB-Schritten gedämpft werden können. Anschließend gelangt das Signal in den Kryostaten, wo es über das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene 20 dB-Dämpfungsglied in den Resonator einkoppelt und dort die Glasprobe anregt. Über den in Abschnitt 3.1.2 vorgestellten Tieftemperaturverstärker wird das Signal einem Zirkulator zugeführt. Dieser ist derart beschaltet, dass das Rücksenden reflektierter Signale zum Resonator verhindert wird. Der Eingang des Zirkulators, der Signale zum Resonator weiterleiten könnte, ist dafür zusätzlich mit einem 50 Ω-Widerstand abgeschlossen. Nach dem Zirkulator wird das Signal von einem Verstärker bei Raumtemperatur ein weiteres Mal verstärkt. Von hier aus gelangt es in den Mischer, wo es mit dem phasenkorrigierten Referenzsignal multipliziert und die Trägerfrequenz somit entfernt wird. Das resultierende Signal besteht ausschließlich aus der Einhüllenden der Pulse, des FID und der Echos. Nach einer weiteren Verstärkung durch einen Videoverstärker wird das Signal von einem Oszilloskop<sup>3</sup> digitalisiert, angezeigt, gemittelt und schließlich von einem Computer ausgelesen. Bei Bedarf kann über eine Stromquelle<sup>4</sup> ein Strom in die supraleitende Spule um den Resonator eingespeist werden, wodurch ein Magnetfeld im Inneren des Resonators erzeugt wird. Für den Strom  $I$  in der Spule und das Magnetfeld  $B$  am Ort der Glasprobe gilt der lineare Zusammenhang

$$B = k \cdot I , \quad (3.1)$$

wobei  $k = 0,229 \frac{\text{T}}{\text{A}}$  eine für die hier verwendete Spule charakteristische Konstante ist.

## 3.2 Probe

Die in diesem Experiment untersuchte Probe ist aus dem Bariumalumosilikatglas BaO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> hergestellt, welches auch als AlBaSi oder BAS-Glas bezeichnet wird. Es ist ein Mehrkomponentenglas, bestehend aus verschiedenen chemischen Verbindungen, deren prozentuale Anteile an der Probe Tabelle 3.1 entnommen werden können. Das Glas AlBaSi wurde speziell für Tieftemperaturexperimente entworfen. Zunächst war es als Kandidat für ein magnetfeldunabhängiges Thermometer bei Temperaturen im Millikelvin-Bereich gehandelt worden. Es hat sich jedoch gezeigt, dass es dafür ungeeignet ist, da unter anderem die dielektrische Konstante von AlBaSi und die Echoamplitude bei Polarisationsechoexperimenten an AlBaSi eine signifikante Magnetfeldabhängigkeit aufweisen [Str98],[Lud02]. Diese Abhängigkeit ist auf

<sup>2</sup> Stanford Research Systems DG535

<sup>3</sup> LeCroy 9350A

<sup>4</sup> Keithley 2601A System SourceMeter

Kernquadrupolmomente zurückzuführen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Probe besteht aus einer Scheibe mit einem Durchmesser von 8,0 mm und einer Dicke von 0,4 mm.

<b>Substanz</b>	SiO <sub>2</sub>	BaO	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	PbO	Na <sub>2</sub> O	K <sub>2</sub> O	Li <sub>2</sub> O
<b>Menge</b>	72,7%	17,0%	8,7%	0,72%	0,48%	0,28%	0,064%	0,014%

**Tab. 3.1:** Chemische Zusammensetzung der verwendeten AlBaSi-Probe. Die Prozentangaben beschreiben dabei den molaren Anteil der jeweiligen Substanz an der Probe [Woh01].

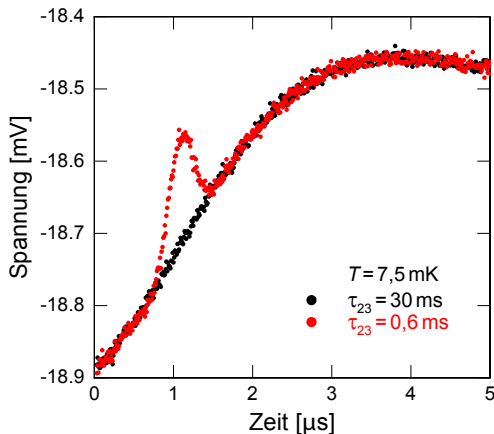


## 4. Analyse der Daten

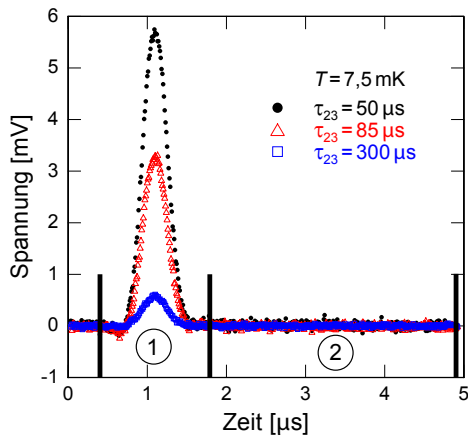
### 4.1 Echosignal und Rauschen

Zur Auswertung des Echosignals müssen die im Experiment gewonnenen Daten zunächst in eine geeignete Form gebracht werden. In Abbildung 4.1 stellen die roten Symbole das Echosignal dar, welches bei einer Temperatur von  $7,5\text{ mK}$  und einem Pulsabstand von  $\tau_{23} = 0,6\text{ ms}$  gemessen wurde. Dem Echo ist ein zeitlich nicht konstanter Untergrund überlagert, der sich darauf zurückführen lässt, dass alle Verstärker der Signalkette stark übersteuert werden, nach jedem Puls Artefakte in Form einer ausklingenden Oszillation auftreten und das Echo dicht auf den dritten Puls folgt. Um die Echoamplitude bestimmen zu können, muss daher eine Untergrundkorrektur vorgenommen werden. Dazu wurde jeweils eine Messung bei einem Pulsabstand von  $\tau_{23} = 30\text{ ms}$  unter ansonsten gleichen Bedingungen durchgeführt. Man erhält hierbei die schwarze Kurve in Abbildung 4.1. Aufgrund des großen Pulsabstandes ist das Echosignal so klein, dass es sich nicht mehr vom elektronischen Rauschen unterscheiden lässt. Diese Kurve kann daher als Untergrund von der roten Kurve abgezogen werden. Da sich der Untergrund im Laufe der Messung leicht verändern kann [Arc13], wurde dieser für jeden Pulsabstand neu bestimmt.

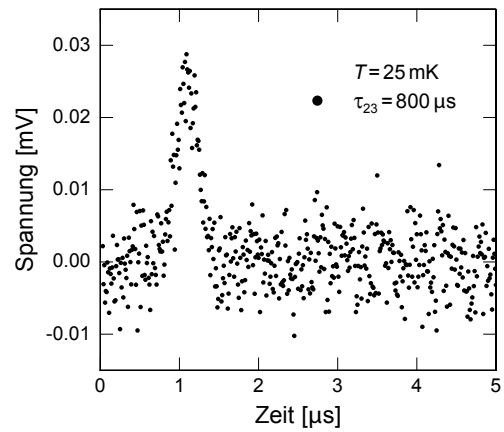
Damit Aussagen über den Zerfall der Echoamplitude getroffen werden können, wurde nicht das Maximum der Einzelechos, sondern das Integral über das Echosignal als entscheidende Größe gewählt. Dadurch fällt das den Echos überlagerte elektronische Rauschen weniger ins Gewicht. Mit zunehmendem Pulsabstand  $\tau_{23}$  und steigender Temperatur nimmt die Echoamplitude in der vorliegenden Arbeit um bis zu drei Größenordnungen ab. Um verwertbare Aussagen treffen zu können, muss das



**Abb. 4.1:** Aufnahme zweier Dreipulsechokurven bei  $T = 7,5\text{ mK}$ . In rot ist ein Echo mit  $\tau_{23} = 0,6\text{ ms}$  und zeitlich nicht konstantem Untergrund zu sehen. Die schwarze Messkurve zeigt eine Echomessung mit  $\tau_{23} = 30\text{ ms}$ . Aufgrund des großen Pulsabstandes ist das Echo hierbei im Vergleich zum Rauschen verschwindend klein. Diese Messpunkte werden daher als Untergrund verwendet und von den Echos abgezogen.

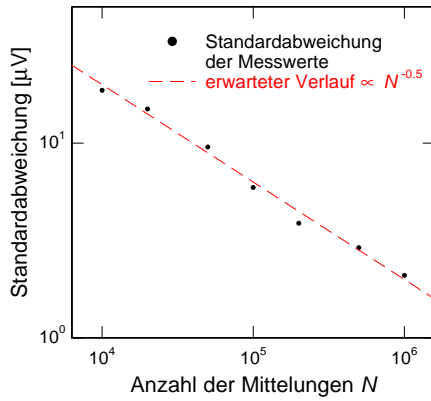


**Abb. 4.2:** Drei Dreipulsechoaufnahmen bei  $T = 7,5 \text{ mK}$  mit den Pulsabständen  $\tau_{23} = 50 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\tau_{23} = 85 \text{ }\mu\text{s}$  und  $\tau_{23} = 300 \text{ }\mu\text{s}$ , die über 1000, 2000 bzw. 6000 Einzelmessungen gemittelt wurden. In Bereich 1 ist das eigentliche Echo zu sehen. Bereich 2 wird zur Bestimmung des Offsets genutzt.

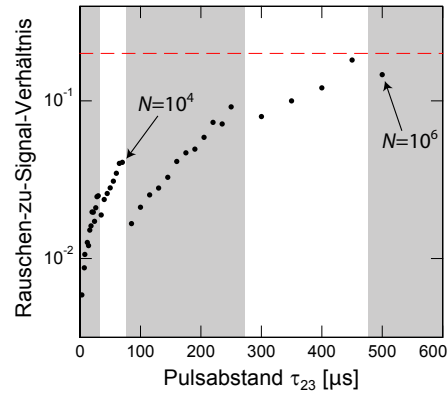


**Abb. 4.3:** Gemitteltetes Polarisationsecho über  $2 \cdot 10^5$  Einzelmessungen bei einer Temperatur von  $T = 25 \text{ mK}$  und dem Pulsabstand  $\tau_{23} = 800 \text{ }\mu\text{s}$ . Vom Signal wurden bereits Untergrund und Offset abgezogen.

Signal-zu-Rauschen-Verhältnis daher möglichst groß sein. Erreicht werden kann dies durch die Mittelung über eine große Anzahl einzelner Echomessungen. Dazu wird die Pulssequenz bei festem Pulsabstand  $\tau_{23}$  und konstanter Temperatur bis zu  $10^6$  mal wiederholt und über die gemessenen Einzelechos gemittelt. In Abbildung 4.2 sind drei Echos bei einer Temperatur von  $7,5 \text{ mK}$  und unterschiedlichen Pulslängen  $\tau_{23}$  dargestellt. Um ein genügend großes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu erhalten, waren bei  $\tau_{23} = 50 \text{ }\mu\text{s}$  zur Bestimmung der Echoamplitude 1000 Mittelungen über die einzelnen untergrundkorrigierten Echomessungen notwendig, bei  $\tau_{23} = 85 \text{ }\mu\text{s}$  waren es schon 2000 Mittelungen und bei  $\tau_{23} = 300 \text{ }\mu\text{s}$  bereits 6000 Mittelungen. Der Zeitbereich, über den zur Bestimmung der Echoamplitude integriert wurde, ist durch ① gekennzeichnet. In Bereich ② wurde der Offset durch Mittelung über die Spannungswerte bestimmt und anschließend vom gesamten Signal abgezogen. Werden die Temperatur und der Pulsabstand erhöht, nimmt die Echoamplitude schnell ab. In Abbildung 4.3 ist ein gemitteltetes Echosignal bei einer Temperatur von  $25 \text{ mK}$  und einem Pulsabstand von  $\tau_{23} = 800 \text{ }\mu\text{s}$  abgebildet, für das  $2 \cdot 10^5$  Einzelmessungen gemittelt wurden. Dem Signal ist ein elektronisches Rauschen überlagert. Wegen der hohen Mittelungszahl ist die Standardabweichung des Rauschens in Bereich ② klein im Verhältnis zur Echoamplitude. Die Standardabweichung des Rauschens sollte sich in Abhängigkeit von der Mittelungszahl  $N$  proportional zu  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  verhalten. Diese theoretische Vorhersage wurde anhand einer Messung bei  $T = 40 \text{ mK}$  und  $\tau_{23} = 500 \text{ }\mu\text{s}$  überprüft. Dazu wurde in Bereich ② die Standardabweichung der Messwerte für unterschied-



**Abb. 4.4:** Gemessene Standardabweichung der Spannungswerte aus Bereich 2 als Funktion der Mittelungszahl  $N$  bei  $T = 40$  mK. Der theoretisch erwartete  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ -Abfall der Standardabweichung wird durch die gestrichelte Linie angedeutet.



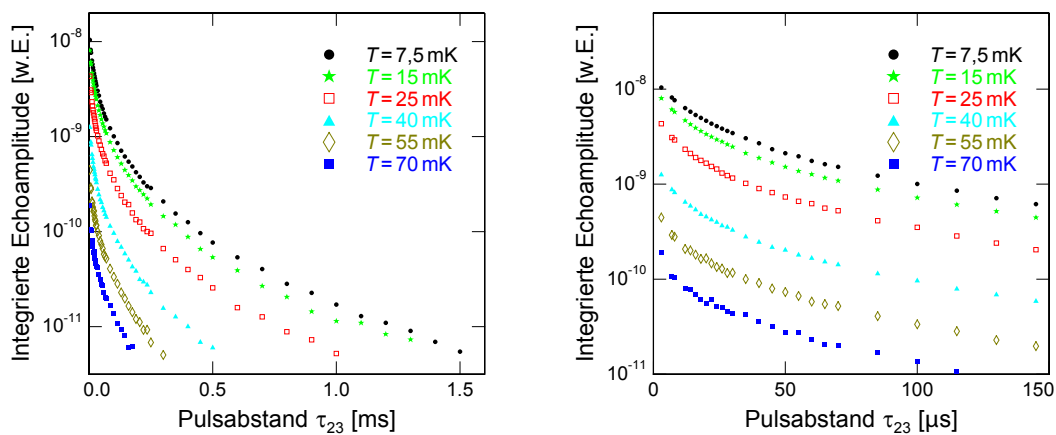
**Abb. 4.5:** Verhältnis der Standardabweichung der Rauschamplitude zum Maximum des Echosignals als Funktion des Pulsabstandes  $\tau_{23}$  bei  $T = 40$  mK. Die gestrichelte Linie zeigt die hier willkürlich gesetzte obere Grenze für dieses Verhältnis an.

liche Mittelungszahlen bestimmt. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt den theoretisch erwarteten Verlauf an, der in Einklang mit den gemessenen Werten steht. Um ein verwertbares Echosignal zu erhalten sollte das Verhältnis der Standardabweichung des Rauschens zum Maximum der Echoamplitude klein sein. Die Anzahl der Mittelungen bei festem  $\tau_{23}$  wurde daher derart gewählt, dass dieses Verhältnis 20 % nicht überschreitet. In Abbildung 4.5 ist das Verhältnis in Abhängigkeit von  $\tau_{23}$  aufgetragen. Die rote gestrichelte Linie zeigt die gewählte obere Grenze des Verhältnisses an. Bei kleinen Pulsabständen ist dieses aufgrund der großen Echoamplitude klein. Mit zunehmendem Pulsabstand nimmt die Echoamplitude ab und das Verhältnis des Rauschens zum Amplitudenmaximum steigt daher an. Bei einigen Pulsabständen weist die Kurve Sprünge auf. Hier war es zur Reduzierung des Rauschens notwendig die Anzahl der Mittelungen zu erhöhen, dazwischen wurde die Mittelungsanzahl konstant gehalten. Dies wird durch die weißen und grauen Bereiche in der Abbildung verdeutlicht. Für den letzten Datenpunkt bei  $\tau_{23} = 500$   $\mu\text{s}$  wurde über jeweils  $10^6$  Echomessungen und Untergrundmessungen gemittelt. Bei einer Repetitionsrate von 30 Hz entspricht dies einer Messzeit von etwa 19 Stunden für diesen Datenpunkt. Die einzelnen Datenpunkte bei kleinen Pulsabständen liegen daher dichter aneinander als bei großen. Insgesamt ergeben sich bei konstanter Temperatur sehr lange Messzeiten für die Messung des Zerfalls der Echoamplitude mit zunehmendem Pulsabstand. Das Experiment reagiert daher sensibel auf Schwankungen externer Einflüsse. So verändert sich beispielsweise die Tempe-

ratur der verwendeten Koaxialkabel innerhalb des Heliumbades des Kryostaten in Abhängigkeit vom  $^4\text{He}$ -Füllstand. Dies führt zu einer variierenden Dämpfung der Kabel und somit auch zu einer Variation der gemessenen Echoamplitude. Eine weitere mögliche systematische Fehlerquelle stellen mechanische Vibrationen dar, welche vom 1 K-Topf ausgehen können und über die Experimentierplattform und den Resonator in die Glasprobe einkoppeln. Dies kann zu einer weiteren Dephasierung und somit zu einer Reduktion der Echoamplitude führen. Zur Überprüfung der Stabilität einer Messung wurden daher in bestimmten zeitlichen Abständen Referenzpulse eingeschoben. Anhand dieser konnte bei der Auswertung der Daten bestimmt werden, ob sich die Messung stabil verhielt.

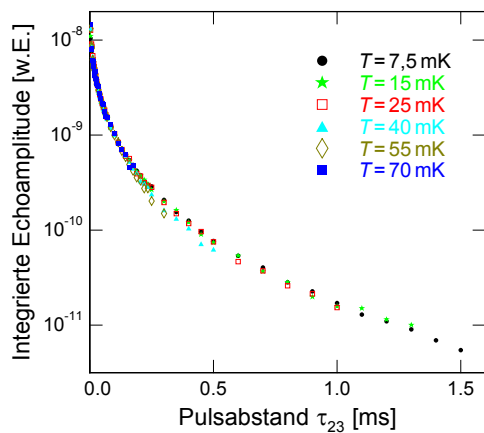
## 4.2 Experimentelle Ergebnisse

Mit den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Methoden wurden Messreihen bei sechs verschiedenen Temperaturen im Bereich zwischen 7,5 mK und 70 mK und festem Pulsabstand  $\tau_{12} = 5,5 \mu\text{s}$  aufgenommen. Dabei wurden Pulsabstände bis zu  $\tau_{23} = 1,5 \text{ ms}$  erreicht. In Abbildung 4.6 sind die Ergebnisse dieser Messreihen dargestellt. Bei fester Temperatur nimmt die Echoamplitude mit zunehmendem Pulsabstand stark ab. Dies entspricht den Erwartungen, da bei größeren Pulsabständen mehr Zeit besteht, in der phasenerstörende Prozesse die Echoamplitude reduzieren können. Nicht nur die Echoamplitude fällt mit zunehmendem Pulsabstand ab, sondern auch die Zerfallsrate. Dies lässt sich auf den Einfluss der spektralen Diffusion zurückführen, das heißt auf die Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander. Sehr asymmetrische Tunnelsysteme verlieren schnell ihre Phasenkohärenz, wodurch



**Abb. 4.6:** Gemessener Echozerfall bei sechs verschiedenen Temperaturen zwischen 7,5 mK und 70 mK. In der rechten Grafik sind die sechs Zerfallskurven im Bereich kurzer Pulsabstände übersichtlicher dargestellt.

die Echoamplitude rasch abnimmt. Symmetrische Tunnelsysteme hingegen tragen länger zur Echoamplitude bei, da sie weniger durch die spektrale Diffusion beeinflusst werden. Auch bei festem Pulsabstand  $\tau_{23}$  und zunehmender Temperatur fällt die Echoamplitude stark ab. Dies beruht zum einen auf der Temperaturabhängigkeit der Besetzungszahldifferenz, denn mit steigender Temperatur befinden sich vor der Anwendung der Dreipulssequenz immer weniger Tunnelsysteme im Grundzustand. Daher können mit zunehmender Temperatur immer weniger Tunnelsysteme kohärent angeregt werden und somit zur Echoamplitude beitragen. Zum anderen nehmen aber auch die Dephasierungszeit  $T_2$  und die Relaxationszeit in den Grundzustand  $T_1$  mit steigender Temperatur ab.



**Abb. 4.7:** Aufeinander skalierte Zerfallskurven. Die Amplitude jeder Messreihe wurde dazu mit einem individuellen Faktor multipliziert.

Vergleicht man die prinzipiellen Verläufe der Echozerfallskurven verschiedener Temperaturen, so fällt auf, dass diese sowohl im Bereich kleiner Pulsabstände als auch im Bereich großer Pulsabstände nahezu parallel verlaufen. In Abbildung 4.7 sind die Zerfallskurven aufeinander skaliert dargestellt. Dazu wurde die Amplitude jeder Kurve mit einem eigenen Faktor multipliziert. Aus der erstaunlich guten Übereinstimmung der Kurven bei größeren Pulsabständen lässt sich schließen, dass hierbei die Form der Zerfallskurve nur schwach von der Temperatur abhängt und vor allem die Echoamplitude temperaturabhängig ist. Der Verlauf der Zerfallskurven lässt sich in diesem Bereich durch temperaturunabhängige Potenzgesetze annähern, wie es bereits bei dem Borsilikatglas BK7 beobachtet wurde [Sch12],[Fic13]. Im folgenden Abschnitt wird genauer auf dieses Verhalten eingegangen. Zu kurzen Pulsabständen hin wird die Übereinstimmung der verschiedenen Zerfallskurven deutlich schlechter, hier scheint die Form der Kurve tatsächlich temperaturabhängig zu sein.

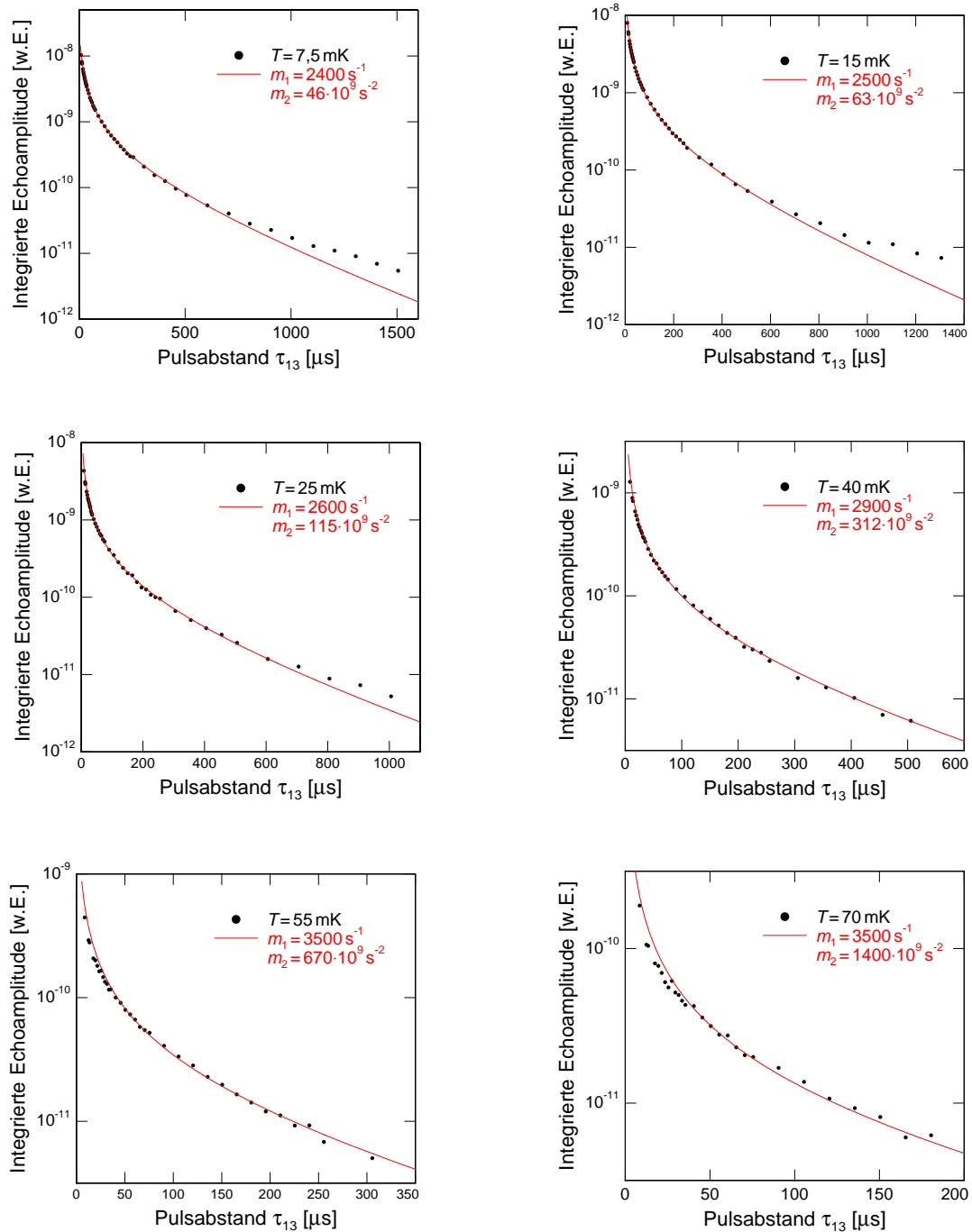
### 4.3 Überprüfung des theoretischen Modells

Nachfolgend soll versucht werden, die Echozerfallskurven durch das Modell der spektralen Diffusion aus Abschnitt 2.4 zu beschreiben. Dazu wird Gleichung (2.23) im Kurzzeitlimit verwendet:

$$A(\tau_{12}+\tau_{13}) = A_0 \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \int_0^1 dq (1-q^2) e^{-(\tau_{12}+\tau_{13})m_1(T)(1-q^2)} e^{-m_2(T)q\tau_{12}\tau_{13}}. \quad (4.1)$$

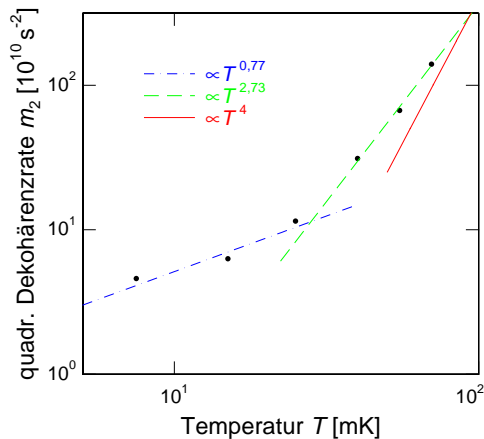
Mithilfe dieser Gleichung wird die Theorie an die Daten angepasst. Dabei werden  $m_1(T)$  und  $m_2(T)$  als veränderliche Parameter verwendet. Die Energierelaxationsrate  $m_1(T)$  beeinflusst hierbei vor allem die Steigung der Theoriekurve im Bereich großer Pulsabstände, wohingegen die aus dem Modell der spektralen Diffusion stammende Phasendekohärenzrate  $\sqrt{m_2(T)}$  überwiegend für die Krümmung der Theoriekurve im Bereich kurzer Pulsabstände verantwortlich ist. Der zur Beschreibung der Theorie eingeführte Faktor  $A_0$  entspricht der Anfangsamplitude für  $\tau_{12} = \tau_{23} = 0$  und  $T \rightarrow 0$ . Dieser Faktor wurde anhand der Daten bei 7,5 mK bestimmt und für die Anpassung der Theoriekurven aller anderer Temperaturen beibehalten. Der Tangens Hyperbolicus in der obigen Formel berücksichtigt die Besetzungszahldifferenz der resonant angeregten Tunnelsysteme. Um die Theorie an die Daten anzupassen, wurde für jede Temperatur  $T_i$  versucht ein passendes Wertepaar  $m_1(T_i)$  und  $m_2(T_i)$  zu finden. Zur Anpassung der Kurven wurden keine statistischen Methoden verwendet, sondern die Anpassung geschah durch Ausprobieren verschiedener Parametersätze. Dies hat sowohl praktische als auch theoretische Gründe. Zum einen lässt sich das Integral aus Gleichung (4.1) nur numerisch lösen, wodurch eine statistische Auswertung etwas kompliziert geworden wäre. Zum anderen, und dies ist auch der wichtigere Grund, können auf diese Weise physikalisch motivierbare Abweichungen von Theorie und Experiment während des Anpassungsvorgangs berücksichtigt werden. Was hiermit im Detail gemeint ist, wird sich in der nun folgenden Diskussion der Daten erschließen. In Abbildung 4.8 sind die gemessenen Daten in Abhängigkeit des Pulsabstandes  $\tau_{13}$  abgebildet, die berechneten Theoriekurven sind als durchgezogene Linien dargestellt. In jedem Diagramm sind neben der Temperatur auch die jeweils für  $m_1(T)$  und  $m_2(T)$  gefundenen Werte angegeben. Die Daten bei 7,5 mK lassen sich ungefähr im Bereich von  $\tau_{13} = 25 \mu\text{s}$  bis  $\tau_{13} = 500 \mu\text{s}$  zufriedenstellend durch die Theorie beschreiben. Hierbei wurden die Parameter als  $m_1(T) = 2400 \text{ s}^{-1}$  und  $m_2(T) = 46 \cdot 10^9 \text{ s}^{-2}$  beziehungsweise  $\sqrt{m_2(T)} = 214,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  gefunden. Als fester Wert für die Anfangsamplitude wurde  $A_0 = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ Vs}$  gewählt und für alle anderen Temperaturen beibehalten.

Gemäß Gleichung (2.14) sollte für die Energierelaxationsrate  $m_1$  die Proportiona-



**Abb. 4.8:** Die Echozerfälle, gemessenen bei sechs unterschiedlichen Temperaturen, werden durch die Symbole dargestellt. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die mit Gleichung (4.1) berechneten Theoriekurven. Es sind jeweils die beiden Parameter  $m_1(T)$  und  $m_2(T)$  mit angegeben.

lität  $m_1 \propto \coth\left(\frac{E}{2k_B T}\right)$  gelten, für genügend hohe Temperaturen also  $m_1 \propto T$ . Die aus der Anpassung erhaltenen Werte für  $m_1$  steigen zwar mit der Temperatur monoton an, lassen sich jedoch nicht durch diese theoretische Vorhersage beschreiben. Dies lässt sich auf die nahezu temperaturunabhängige Form der gemessenen Kurven bei großen Pulsabständen zurückführen, auf die weiter unten noch einmal genauer eingegangen wird. Die mithilfe des Modells der spektralen Diffusion gefundene Phasendekohärenzrate  $\sqrt{m_2}$  nimmt mit steigender Temperatur zu. Dies entspricht den Erwartungen, da bei höheren Temperaturen eine größere Anzahl von  $\mathcal{B}$ -Tunnelsystemen während der Pulssequenz thermische Zustandsänderungen erfährt und aufgrund der Wechselwirkung der Tunnelsysteme untereinander mehr resonante  $\mathcal{A}$ -Tunnelsysteme dephasieren. Wie bereits erwähnt wirkt sich  $m_2$  besonders bei kurzen Pulsabständen auf die Gestalt der Theoriekurve aus, da aufgrund des endlichen Pulsabstandes  $\tau_{12}$  die meisten  $T_2$ -Prozesse bereits während der Zeit  $2\tau_{12} + \tau_{23}$  stattgefunden haben. In Abbildung 4.9 sind die aus der Theorieanpassung bestimmten Werte von  $m_2$  in Abhängigkeit von der Temperatur doppelt logarithmisch aufgetragen. Die durchge-



**Abb. 4.9:** Die aus den Anpassungen gewonnene quadrierte Phasendekohärenzrate  $m_2$  in Abhängigkeit von der Temperatur. Die durchgezogene Linie stellt die theoretische  $T^4$ -Abhängigkeit von  $m_2$  bei höheren Temperaturen dar. Der Verlauf bei tieferen Temperaturen wird durch schwächere Potenzgesetze angenähert. Dies wird durch die gestrichelten Linien verdeutlicht.

gezogene Linie stellt die theoretisch erwartete  $T^4$ -Abhängigkeit dar [Bla77]. Die aus der Messung erhaltenen Werte nähern sich mit steigender Temperatur diesem Verlauf an. Bei niedrigen Temperaturen hingegen weichen die Werte stark davon ab, der Verlauf ist wesentlich flacher als erwartet und lässt sich durch schwächere Potenzgesetze annähern. Dies wird durch die gestrichelten Linien in Abbildung 4.9 verdeutlicht. Die quadrierte Phasendekohärenzrate  $m_2$  hängt nicht nur von der Temperatur ab, sondern auch von den Eigenschaften des verwendeten Glases. Es sollten sich bei konstanter Temperatur auch bei verschiedenen Messmethoden immer die selben Werte für die Dephasierungszeit  $T_2 = \frac{1}{\sqrt{m_2}}$  ergeben. In Tabelle 4.1 sind die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Werte zusammengefasst. Zusätzlich sind mittels Zweipulspolarisationsechoexperimenten an AlbaSi gefundenen Werte angegeben [Arc13]. Bei allen Temperaturen ab 15 mK stimmen die Werte auf etwa  $\pm 5\%$  überein. Die tiefste Tem-

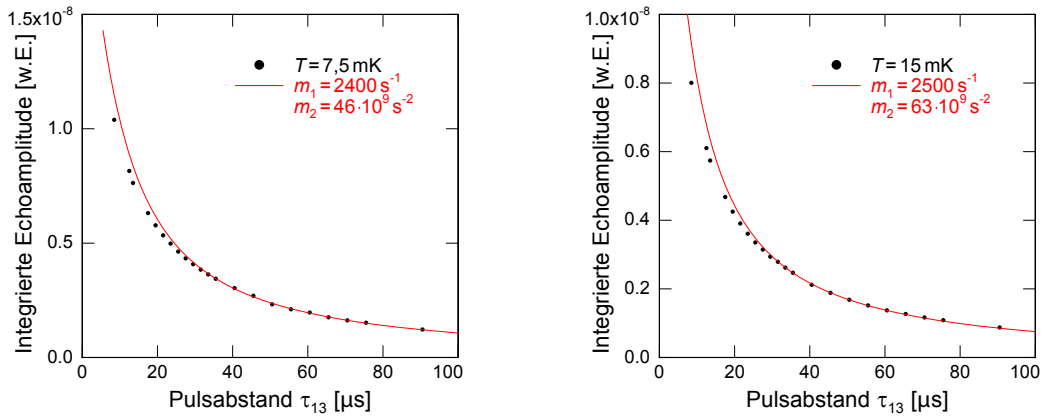


$T$ [mK]	$m_2$ [ $10^9 \text{ s}^{-2}$ ]	$T_2$ [ $\mu\text{s}$ ]	$T_2^{\text{Arc}}$ [ $\mu\text{s}$ ]
7,5	46	4,7	5,6 *
15	63	4,0	3,8
25	115	2,9	3,0
40	312	1,8	1,9
55	670	1,2	1,2
70	1400	0,8	0,8

**Tab. 4.1:** Quadrierte Phasendekohärenzrate  $m_2$  und korrespondierende Dephasierungszeit  $T_2$  ermittelt aus den Zerfallskurven der gemessenen Dreipulspolarisationsechos. Zum Vergleich sind die mittels Zweipulspolarisationsechos gefundenen Werte angegeben [Arc13]. Zu beachten ist, dass der durch \* gekennzeichnete Wert durch eine Messung bei 8 mK ermittelt wurde.

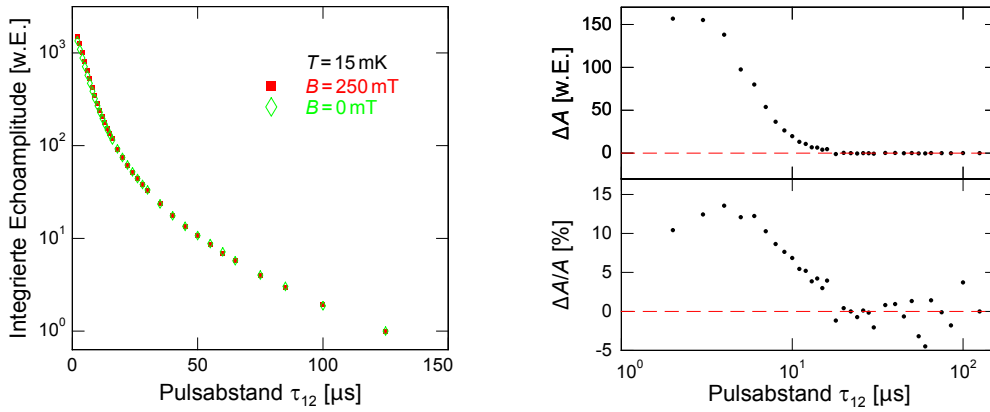
peratur der Dreipulsechomessung war 7,5 mK, die tiefste der Zweipulsechomessung 8 mK. Man würde also erwarten, dass die bei 7,5 mK bestimmte Dephasierungszeit etwas größer als die bei 8 mK gefundene ist. Erstaunlicherweise ist es jedoch umgekehrt und die Abweichung beträgt nahezu 20 %. Diese große Abweichung hat vermutlich experimentelle Gründe. So könnte es sein, dass die bei 7,5 mK gewählte Repetitionsrate von 20 Hz zu hoch war. Dadurch wären die resonant anregbaren Tunnelsysteme vor der Dreipulssequenz nicht im thermischen Gleichgewicht gewesen. Gemäß Gleichung (2.14) wären davon vor allem die asymmetrischen Tunnelsysteme betroffen gewesen, was wiederum einen merklichen Einfluss auf die spektrale Diffusion und somit die quadrierte Phasendekohärenzrate  $m_2$  gehabt hätte.

Da die zur Anpassung der Daten verwendete Gleichung nur im Kurzzeitlimit gilt, sollte man annehmen, dass die Übereinstimmung der Theoriekurve mit den Daten bei kurzen Pulsabständen besonders gut sein sollte. Die Daten bei 7,5 mK würden sich unter Berücksichtigung dessen auch recht gut beschreiben lassen, für größere Temperaturen würde die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment jedoch sehr zunehmen. Lässt man hingegen eine Abweichung der Theorie von den Daten um bis zu +10 % bei kurzen Pulsabständen zu, sodass die Übereinstimmung erst ab Pulsabständen von etwa 25  $\mu\text{s}$  eintritt, lassen sich die Messwerte auch im Bereich höherer Temperaturen besser durch die berechneten Kurven beschreiben. Diese Abweichung ist in Abbildung 4.8 für hohe Temperaturen, in Abbildung 4.10 für tiefe Temperaturen erkennbar. Motivieren lässt sich diese Abweichung, durch die Annahme, dass bei sehr kurzen Pulsabständen zusätzliche Effekte destruktiver Interferenz auftreten, welche die Echoamplitude zusätzlich zur Abnahme aufgrund spektraler Diffusion und ther-



**Abb. 4.10:** Ausschnitt aus den in Abbildung 4.8 dargestellten Daten für  $T = 7,5 \text{ mK}$  und  $T = 15 \text{ mK}$ . Aufgetragen ist jeweils der Bereich kurzer Pulsabstände.

mischer Übergänge verringern. In Frage kommen Prozesse, die durch die Wechselwirkung der elektrischen Quadrupolmomente der Tunnelteilchen mit lokalen elektrischen Feldgradienten verursacht werden, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben. Unterstützt wird diese Annahme durch die Ergebnisse einer magnetfeldabhängigen Messung von Zweipulspolarisationsechos an AlBaSi bei 15 mK. In Abbildung 4.11 sind links die aufeinander skalierten Zerfallskurven der Hochfeld- und der Nullfeldmessung abgebildet, rechts sind die absolute Differenz der beiden Kurven sowie die entsprechende relative Differenz aufgetragen. Die Hochfeldkurve liegt über der Nullfeldkurve. Bei kurzen Pulsabständen sind sowohl die absolute als auch die relative Abweichung der beiden Kurven voneinander am größten, beim kürzesten Pulsabstand  $\tau_{12} = 2 \mu\text{s}$  beträgt die Abweichung etwa 10 %. Zu größeren Pulsabständen hin wird die Abweichung immer kleiner. Ab etwa  $\tau_{12} = 25 \mu\text{s}$  fluktuiert die relative Abweichung um die rot eingezeichnete Nulllinie aufgrund statistischer Schwankungen. Im Nullfeld existieren Hyperfeinaufspaltungen der beiden Tunnelniveaus des Standardtunnelmodells aufgrund der Wechselwirkung der Quadrupolmomente der Tunnelteilchen mit lokalen elektrischen Feldgradienten. Wegen der dadurch zusätzlich möglichen Übergänge des Tunnelteilchens zwischen verschiedenen Zuständen treten Effekte destruktiver Interferenz auf, welche dazu führen, dass dem oszillierenden Dipolmoment jedes Tunnelsystems eine Schwebung mit der Hyperfeinaufspaltung aufgeprägt wird. Da die Hyperfeinaufspaltungsenergien breit verteilt sind, ist insgesamt keine Schwebung sichtbar, sondern eine mittlere Reduktion der Echoamplitude. Ist ein starkes äußeres Magnetfeld vorhanden, wird die Wechselwirkung der Quadrupole mit den Feldgradienten von der viel stärkeren Wechselwirkung der Dipolmomente mit dem Magnetfeld dominiert, Übergänge zwischen verschiedenen Hyperfeinzuständen werden unterdrückt und die Effekte destruktiver Interferenz werden ausgeschaltet. Der Quadrupoleffekt spielt vor



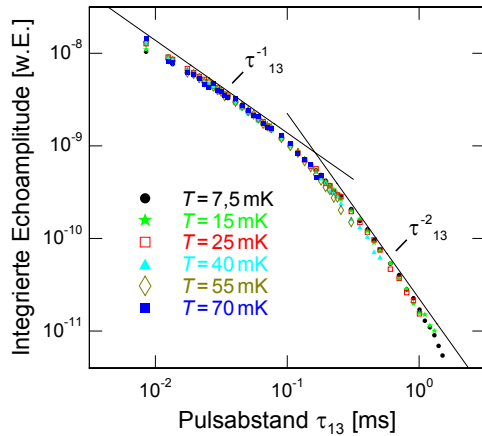
**Abb. 4.11:** Links sind zwei Zweipulsechozerfallskurven bei  $T = 15$  mK aufgetragen. Die rot dargestellten Datenpunkte stammen aus einer Messung mit Magnetfeld, die grün dargestellten aus einer Nullfeldmessung. Die beiden Kurven wurden so skaliert, dass die Messwerte bei dem größten Pulsabstand den selben Wert annehmen. Rechts sind zur Verdeutlichung der Abweichung der beiden Kurven voneinander die absolute Amplitudendifferenz  $\Delta A$  und die entsprechende relative Differenz  $\Delta A/A$  aufgetragen.

allem bei sehr kurzen Pulsabständen eine Rolle, da nach Gleichung (2.28) besonders die asymmetrischen Tunnelsysteme zu diesem Effekt beitragen. Das Modell der spektralen Diffusion berücksichtigt nicht, dass Tunnelteilchen ein elektrisches Quadrupolmoment tragen können. Daher wird durch dieses Modell der Fall einer Hochfeldkurve beschrieben. Die untersuchten Dreipulsechos wurden hingegen im Nullfeld gemessen, sodass eine Abweichung der berechneten Theoriekurven gegenüber den Daten bei kurzen Pulsabständen plausibel und genau genommen sogar erforderlich ist.

Bei Pulsabständen größer als  $500 \mu\text{s}$  liegen die Theoriekurven in Abbildung 4.8 unterhalb der gemessenen Kurven. Dies ist der Bereich, in welchem sich die Krümmung der experimentellen Kurve temperaturunabhängig verhält. Es müssen langlebige Tunnelsysteme existieren, die länger zum Echo beitragen, als es das Modell der spektralen Diffusion vorhersagt. Dies wird in einer von A. Burin [Bur12] ausgearbeiteten Theorie aufgegriffen. Statt einer festen Kopplungsstärke zwischen Tunnelsystemen und Phononen wird dabei eine Verteilung der Kopplungsstärke angenommen, die auch sehr schwach an Phononen koppelnde Tunnelsysteme berücksichtigt. Diese Tunnelsysteme leisten einen wesentlichen Beitrag zur Echoamplitude bei großen Pulsabständen. Dieser Theorie folgend ergibt sich die Echoamplitude bei großen Pulsabständen zu

$$A(t = \tau_{12} + \tau_{13}) \propto \frac{1}{\tau_{12} \ln(1 + \eta_{3p}(\tau_{12} + \tau_{23})) \left(\frac{5}{2} + k_{\text{res}}(\tau_{12} + \tau_{13})\right)^2}. \quad (4.2)$$

Hierbei beschreibt  $k_{\text{res}}$  die Relaxationsrate der resonanten, symmetrischen Tunnel-



**Abb. 4.12:** Vergleich der bei sechs verschiedenen Temperaturen gemessenen, aufeinander skalierten Zerfallskurven mit den aus Gleichung (4.2) gewonnenen Potenzabhängigkeiten.

systeme und ist daher vergleichbar mit  $m_1$ , weist aber eine veränderte Temperaturabhängigkeit auf. Der freie Parameter  $\eta_{3p}$  beschreibt den Übergang zwischen zwei asymptotischen Bereichen bei mittleren und großen Pulsabständen. Der Verlauf des Echozerfalls geht dabei in ein temperaturunabhängiges Potenzgesetz über. Im mittleren Zeitbereich sind die Pulsabstände kleiner als die für die Dephasierungsprozesse charakteristischen Relaxationszeiten, der Echozerfall ist durch  $(\tau_{12}\tau_{13})^{-1}$  gegeben. Im Langzeitlimit sind die Pulsabstände größer als die genannten Relaxationszeiten, der Echozerfall wird durch  $(\tau_{13})^{-2}$  bestimmt. In Abbildung 4.12 sind die im temperaturunabhängigen Bereich aufeinander skalierten Zerfallskurven doppelt logarithmisch aufgetragen. Dadurch ist ein einfacher Vergleich der Daten mit den vorhergesagten Potenzgesetzen möglich, welche als schwarze Halbgeraden dargestellt sind. Die Theorie beschreibt die gemessenen Kurven im jeweiligen Zeitbereich relativ gut. Zu den größten Pulsabständen hin weisen die Daten jedoch die Tendenz auf, schneller als mit  $(\tau_{13})^{-2}$  abzufallen. Einerseits könnten zusätzliche phasenzerstörende Prozesse dafür verantwortlich sein, die in der Theorie nicht berücksichtigt werden. Dies ist jedoch eher unwahrscheinlich, da die Theorie die mit Dreipulspolarisationsechos erhaltenen Datensätze des Borsilikatglases BK7 bis hin zu Pulsabständen von 9 ms zufriedenstellend beschreibt [Sch12],[Bur12]. Andererseits könnte es sich natürlich auch um eine zufällige Streuung der Datenpunkte handeln. Um einen klaren Trend ausmachen zu können, würden weitere Messpunkte bei höheren Pulsabständen benötigt werden.

## 5. Zusammenfassung

Dreipulpolarisationsechoexperimente lassen sich hervorragend zur Erforschung der Eigenschaften von Tunnelsystemen in Gläsern bei Temperaturen unterhalb von 1 K einsetzen. In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals Dreipulpolarisationsechoexperimente an dem Mehrkomponentenglas BaO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> (AlBaSi) durchgeführt und beschrieben. Dabei wurden Echozerfallskurven bei Temperaturen zwischen 7,5 mK und 70 mK gemessen und Pulsabstände bis zu  $\tau_{23} = 1,5$  ms erreicht. Das Ziel dieser Arbeit war der Vergleich der Messergebnisse mit dem Modell der spektralen Diffusion und der Abgleich der mittels Zweipulpolarisationsechoexperimenten an AlBaSi gewonnenen Daten [Arc13].

Die bei gleicher Temperatur über Zweipuls- und Dreipulsechomessungen bestimmten, auf spektraler Diffusion beruhenden Dephasierungszeiten  $T_2$  stimmen bei allen Temperaturen über 15 mK auf etwa  $\pm 5\%$  überein. Die Abweichung der Dephasierungszeiten bei 7,5 mK lässt sich vermutlich auf experimentelle Ursachen zurückführen, wie eine zu große Repetitionsrate. Zur Überprüfung dessen müsste eine weitere Messung bei dieser Temperatur mit einer geringeren Repetitionsrate durchgeführt werden. Die zu  $T_2$  korrespondierende quadrierte Phasendekohärenzrate  $m_2(T)$  nähert sich zu hohen Temperaturen hin der theoretisch vorhergesagten  $T^4$ -Abhängigkeit an. Bei kleinen Temperaturen lassen sich die Daten durch ein schwächeres Potenzgesetz annähern. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Zweipulsechomessung [Arc13].

Die bei den Zweipulsechozerfallskurven auftretende Abweichung zwischen der theoretischen Vorhersage durch das Modell der spektralen Diffusion und den experimentellen Daten bei kurzen Pulsabständen konnte durch die Dreipulsechomessungen untermauert werden. Diese Abweichung für Pulsabstände  $\tau_{23} \leq 25$   $\mu$ s lässt sich auf Effekte destruktiver Interferenz aufgrund der Wechselwirkung von Quadrupolmoment tragenden Tunnelteilchen mit lokalen elektrischen Feldgradienten zurückführen. Zur Überprüfung dieses Effektes wurde im Rahmen dieser Arbeit eine magnetfeldabhängige Zweipulsechomessung bei 15 mK durchgeführt. Die bei 250 mT gemessene Zerfallskurve liegt im Bereich kurzer Pulsabstände erwartungsgemäß deutlich über der Nullfeldkurve, da hier durch die Wechselwirkung der Kerndipole der Tunnelteilchen mit dem äußeren Magnetfeld der Quadrupoleffekt unterdrückt wird.

Zusätzlich zu der Abweichung der theoretisch vorhergesagten Echozerfallskurve von der experimentellen Kurve bei kurzen Pulsabständen tritt eine Abweichung bei sehr großen Pulsabständen auf. Für Pulsabstände  $\tau_{23} \geq 0,6$  ms fällt die theoretisch vorhergesagte Kurve deutlich schneller ab als die gemessene. Im Modell der spektralen Diffusion wird davon ausgegangen, dass alle Tunnelsysteme gleich stark an

Phononen koppeln. Führt man jedoch, wie von A. Burin [Bur12] vorgeschlagen, eine Verteilung der Kopplungsstärke ein, welche auch sehr schwach an Phononen koppelnde Tunnelsysteme berücksichtigt, so kann der schwächere Zerfall der Echoamplitude dadurch erklärt werden. Dieser Theorie folgend muss der Verlauf der Echozerfallskurve für alle Temperaturen bei großen Pulsabständen potenzgesetzartig sein. Daraus folgt, dass sich die Energierelaxationsrate  $m_1(T)$  durch eine schwächere als im bisherigen Modell angenommene Temperaturabhängigkeit beschreiben lassen muss. Sowohl der potenzgesetzartige Verlauf der Echozerfallskurven als auch die schwache Temperaturabhängigkeit von  $m_1(T)$  wurden im Rahmen dieser Arbeit beobachtet.

Um genauere Angaben zur Temperaturabhängigkeit der Energierelaxationsrate  $m_1(T)$  zu erhalten, sollten in Zukunft Pausenrotationsechoexperimente an AlBaSi durchgeführt werden, da bei diesen der qualitative Zerfall der Echoamplitude unabhängig von der spektralen Diffusion ist. Zur Bestimmung des quantitativen Einflusses des Quadrupoleffektes sollten aufbauend auf den bestehenden Arbeiten ([Lud02], [Lud03]) weitere Polarisationssechoexperimente an AlBaSi in einem externen Magnetfeld durchgeführt werden. Sehr vielversprechend sind auch Echoexperimente bei deutlich tieferen als den im Rahmen dieser Arbeit erreichten Temperaturen, da bei  $T_c = 5,84 \text{ mK}$  im temperaturabhängigen Verlauf der niederfrequenten Dielektrizitätskonstante von AlBaSi ein Knick beobachtet wurde, der als bisher noch nicht verstandener Phasenübergang interpretiert wurde [Str98].

## Literaturverzeichnis

- [And72] P. W. Anderson, B. I. Halperin, C. M. Varma, *Philos. Mag.* **25**, 1 (1972)
- [Arc13] A. Archer, *Two-pulse dielectric polarisation echo experiments on the aluminoborosilicate glass AlBaSi*, Masterarbeit, Universität Heidelberg (2013)
- [Baz08] M. Bazrafshan, *Investigation of the microscopic nature of tunneling systems in amorphous glycerol by two-pulse polarisation echo experiments*, PhD thesis, Universität Heidelberg (2001)
- [Bla77] J. L. Black, B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **16**, 2879 (1977)
- [Bur12] A. L. Burin, *Low temperature dipolar echo in amorphous dielectrics: Significance of relaxation and decoherence free two level systems*, <http://arxiv.org/abs/1208.2883> (2012)
- [Deb12] P. Debye, *Annalen der Physik* **344**, 789 (1912)
- [Ens05] C. Enss, S. Hunklinger, *Low-Temperature Physics*, Springer-Verlag (2005)
- [Fic13] G. Fickenscher, *Phasenkohärenz und Energierelaxation von Tunnelsystemen in Gläsern - Messung und Analyse von Polarisationsechos an BK7*, Dissertation, Universität Heidelberg (2013)
- [Jae72] J. Jäckle, *Z. Physik* **257**, 212 (1972)
- [Kla62] J. R. Klauder, P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **125**, 912 (1962)
- [Las75] J. C. Lasjaunias, A. Raver, M. Vandorpe, S. Hunklinger, *Solid State Commun.* **17**, 1045 (1975)
- [Lud02] S. Ludwig, C. Enss, P. Strehlow, S. Hunklinger, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 075501 (2002)
- [Lud03] S. Ludwig, P. Nagel, S. Hunklinger, C. Enss, *J. Low Temp. Phys.* **131**, 89 (2003)
- [Phi72] W. A. Phillips, *J. Low Temp. Phys.* **7**, 351 (1972)
- [Pob07] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer Verlag, Berlin, (2007)

- [Poh02] R. O. Pohl, Liu Xiao, E. Thompson, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 991 (2002)
- [Sch12] C. Schötz, *Dielektrische Dreipuls-Echomessungen und Pausenrotationsechomessungen am Borsilikat-Glas BK7*, Masterarbeit, Universität Heidelberg (2012)
- [Sch75] M. v. Schickfus, S. Hunklinger, L. Piche, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1426 (1975)
- [Str98] P. Strehlow, C. Enss, S. Hunklinger, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5361 (1998)
- [Woh01] M. Wohlfahrt, *Untersuchung der dielektrischen Tieftemperaturanomalien von Mehrkomponentengläsern in Magnetfeldern*, Dissertation, Universität Heidelberg (2001)
- [Wue04] A. Würger, *J. Low Temp. Phys.* **137**, 143 (2004)
- [Zel71] R. C. Zeller, R. O. Pohl, *Phys. Rev. B* **4**, 2029 (1971)



## Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich bei den vielen Menschen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen haben:

Mein besonderer Dank gilt Prof. Christian Enss, der mir die Möglichkeit gab, in seiner Arbeitsgruppe dieses interessante Thema zu bearbeiten.

Andreas Fleischmann möchte ich für die wertvollen Anregungen und Diskussionen und das umfangreiche Korrekturlesen meiner Arbeit in den beiden Wochen vor der Abgabe danken.

Für die Einführung in die Welt der Polarisationsechos und für die Begleitung der ersten Tage im Labor bedanke ich mich bei Gudrun Ruyters.

Annina Luck und Daniel Rothfuß danke ich für ihre Hilfestellungen und Ratschläge im Laboralltag und für die viele Messzeit, die sie mir zur Verfügung stellten.

Christian Schötz und Jeschua Geist gilt mein Dank für das ausführliche Korrekturlesen meiner Arbeit in der Zeit vor der Abgabe.

Für die gemeinsame Zeit im Labor und im Büro und für die vielen lustigen Momente möchte ich mich bei Alexander Archer, Andreas Schaller und David Uhrig bedanken.

Ohne die Versorgung mit flüssigem Helium wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Dafür und für die technische Unterstützung bedanke ich mich bei Andreas Reiser und Rudi Eitel.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppen F3 und F4 sei für ihre große Hilfsbereitschaft und die schöne gemeinsame Zeit gedankt.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern danken für ihre wunderbare Unterstützung bei all meinen Plänen und Vorhaben und ihr großes Vertrauen in mich.



Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, 6. September 2013

.....