

# **Optisches Pumpen**

Fortgeschrittenen Praktikum II

von

**Frank Schäfer**

**Moritz Wiehe**

30. März bis 03. April 2015



Fakultät für Mathematik und Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1. Fein- und Hyperfeinstruktur von Atomkernen . . . . .	2
2.1.1. Feinstruktur . . . . .	2
2.1.2. Hyperfeinstruktur . . . . .	3
2.2. Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur . . . . .	5
2.3. Strahlungsübergänge . . . . .	8
2.4. Optisches Pumpen . . . . .	10
2.5. Relaxationsprozesse . . . . .	10
2.6. Doppelresonanzmethode . . . . .	11
<b>3. Versuchsaufbau</b>	<b>13</b>
3.1. Verwendete Geräte . . . . .	14
3.1.1. Laserdiode . . . . .	14
3.1.2. Helmholtzspulen . . . . .	15
3.1.3. Rubidium Zelle . . . . .	15
3.1.4. Das $\lambda/4$ Plättchen . . . . .	15
3.1.5. Peltierregler . . . . .	15
3.1.6. RF-Sender . . . . .	16
3.1.7. Etalon . . . . .	16
3.1.8. Neutralfilter . . . . .	16
<b>4. Durchführung &amp; Auswertung</b>	<b>17</b>
4.1. Kennlinie der Laserdiode . . . . .	17
4.2. Hyperfeinstrukturspektrum von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	18
4.2.1. Frequenzzeichnung . . . . .	18
4.2.2. Bestimmung der Lage der D1-Linie . . . . .	21
4.2.3. Bestimmung der Intervallkonstante A . . . . .	26
4.3. Doppelresonanz . . . . .	28
4.4. Relaxationszeit nach Dehmelt . . . . .	34
4.5. Relaxationszeit nach Franzen . . . . .	38
4.6. Spinpräzession . . . . .	43
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>44</b>

<b>A. Messungen der Dehmelt Methode</b>	<b>46</b>
A.0.1. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	46
A.0.2. 2. Absorptionspeak- $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	49
<b>B. Messungen der Franzen-Methode</b>	<b>52</b>
B.0.3. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	52
B.0.4. 2. Absorptionspeak- $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	55
<b>C. Fits</b>	<b>58</b>
C.1. Relaxationszeit nach Dehmelt . . . . .	58
C.1.1. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	58
C.1.2. 2. Absorptionspeak- $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	63
<b>D. Measurement protocol</b>	<b>69</b>

# 1. Einleitung

Mit diesem Versuch sollen wichtige Kerneigenschaften sowie die Hyperfeinstruktur der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  untersucht werden. Dabei wird insbesondere die Methode des optischen Pumpens angewandt.

Wir führen dazu im Einzelnen folgende Messungen durch:

1. Aufnahme des Hyperfeinstrukturspektrums der  $^2S_{\frac{1}{2}}$ - und  $^2P_{\frac{1}{2}}$ -Zustände von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$
2. Bestimmung des Kernspins durch optisches Pumpen und Doppelresonanz mit Radiowellen
3. Bestimmung der Horizontal- und Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes
4. Beobachtung der Spinpräzession und daraus Berechnung der äußeren Magnetfelder
5. Bestimmung der Relaxationszeiten mit den beiden Methoden nach Dehmelt und Franzen.

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Versuch wird das Verfahren des *Optischen Pumpens* genutzt um verschiedene atomare Kenngrößen, wie den Kernspin, das Hyperfeinstrukturspektrum und Relaxationszeiten zu bestimmen. Die Mechanismen, die zur Aufspaltung der Energieniveaus in die Fein- und Hyperfeinstruktur führen, sowie die theoretischen Grundlagen, zu den im Versuch verwendeten Verfahren, sollen an dieser Stelle kurz erläutert werden.

### 2.1. Fein- und Hyperfeinstruktur von Atomkernen

Die Elektronen eines Atoms befinden sich in diskreten Energieniveaus, die durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Kerns erklärt werden. Der Wechsel eines Elektrons in ein anderes Energieniveau kann durch Absorption oder Emission elektromagnetischer Strahlung erfolgen (Vgl. Abschnitt 2.3). Es entstehen so für die verschiedenen Atome charakteristische Spektrallinien, deren Analyse Aufschluss über die Beschaffenheit eines Atoms liefert.

Bei genügend großer spektraler Auflösung können diese Linien weiter in feinere Energieniveaus unterschieden werden.

#### 2.1.1. Feinstruktur

Klassisch gesprochen bewegen sich die Elektronen auf festen Bahnen um den Atomkern. Dies führt zu einem Bahndrehimpuls  $\vec{l}_i$  des i-ten Elektrons. Außerdem besitzt jedes Elektron einen Spin von  $\frac{1}{2}\hbar$ , welcher das magnetische Moment  $\vec{\mu}_s = \frac{\mu_B}{\hbar}g_s\vec{s}$  erzeugt. Dieses wechselwirkt mit dem Feld der Elektronenhülle  $\vec{B}_L$  und führt zum Energieterm [2]

$$E_{FS} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}_L. \quad (\text{s. Abb 2.1}) \quad (2.1)$$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (\text{Bohrsches Magneton})$$

$$g_s \approx 2 \quad (\text{g-Faktor des Elektrons})$$

Bei Vielelektronensystemen koppeln die einzelnen Bahndrehimpulse einer abgeschlossenen Schale zu Null. Somit tragen nur Elektronen in nicht abgeschlossenen Schalen zur Aufspaltung bei. Da der Elektronenspin zwei Einstellmöglichkeiten hat, erhält man eine Aufspaltung in je zwei Unterniveaus zum Grund- und angeregten Zustand. Der Grundzustand von Rubidium ist der 5s-Zustand mit einem Valenzelektron. Der

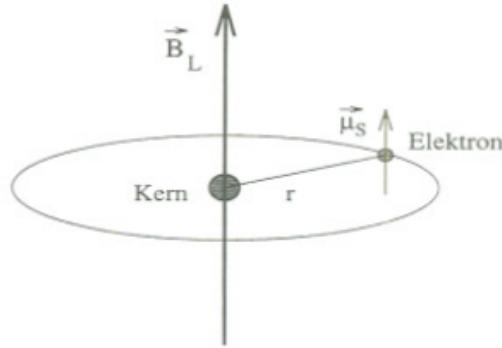


Abbildung 2.1.: Spin-Bahn-Wechselwirkung [2]

erste angeregte Zustand ist der 5p-Zustand.

Die Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls führt zur Quantenzahl  $j$ , dem Gesamtdrehimpuls eines Elektrons:

$$|l - s| \leq j \leq l + s \quad \text{und} \quad -j \leq m_j \leq j$$

$m_j$  bezeichnet die möglichen Einstellungen des Drehimpulses bezüglich einer festen Quantisierungsachse. Mit

$$L = 0, \quad S = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad J = \frac{1}{2}$$

ist der Grundzustand des Rubidiumatoms  $5^2S_{\frac{1}{2}}$ . Und die ersten angeregten Zustände mit  $l = 1$ ,  $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$  sind  $5^2P_{\frac{1}{2}}$  und  $5^2P_{\frac{3}{2}}$ . Die entsprechenden Übergänge werden als  $D_1$ - und  $D_2$ -Linie bezeichnet.

### 2.1.2. Hyperfeinstruktur

Die Hyperfeinstruktur resultiert aus einer Wechselwirkung des Gesamtdrehimpulses der Elektronenhülle mit dem Spin des Kerns des Atoms. Die Bahndrehimpulse und Spins der einzelnen Elektronen werden in der LS-Kopplung (Russel-Saunders) zu den Größen

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i \quad \text{und} \quad \vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i \quad (2.2)$$

zusammengefasst und koppeln zum Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Dies führt zum magnetischen Moment

$$\vec{\mu}_j = \frac{\mu_B}{\hbar} g_j \vec{J}. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $g_J$  der Landésche g-Faktor:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Die Nukleonen des Kerns tragen jeweils einen Spin von  $\frac{1}{2}\hbar$  und bilden den Kernspin  $\vec{I}$ , mit

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar$$

Die Quantenzahl  $I$  nimmt ganz- oder halbzahlig Werte an. Die Projektion auf eine Quantisierungsachse ergibt die Werte  $m_I = I, I-1, \dots, -I$ . Das daraus resultierende magnetische Moment des Kerns ist

$$\vec{\mu}_I = \gamma \cdot \vec{I} \quad (2.4)$$

$$(\vec{\mu})_z = \gamma \cdot \vec{I}_z = \gamma m_I \hbar = g_I \mu_K m_I \quad (2.5)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis

$$\gamma = \frac{g_I \mu_K}{\hbar} \quad (2.6)$$

und dem Kernmagneton

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0507866 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2. \quad (2.7)$$

Wegen dem Massenunterschied von Proton zu Elektron ( $\frac{m_e}{m_p} = \frac{1}{1836}$ ) ist das magnetische Moment des Kerns um drei Größenordnungen geringer, als das der Elektronen, was zu einer geringen Wechselwirkungsenergie führt [2]. Der Kern-g-Faktor  $g_I$  ist bisher nicht aus Quantenzahlen zu berechnen.

Gesamtdrehimpuls der Elektronen  $\vec{J}$  und Kernspin  $\vec{I}$  koppeln zum Gesamtdrehimpuls des Atoms (siehe Abb. 2.2):

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (2.8)$$

Dabei gilt  $|I - J| \leq F \leq I + J$ . Mit dem Magnetfeld der Elektronenhülle am Kernort  $\vec{B}_J$  ist

$$E_{HFS} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J = -|\vec{\mu}_I||B_J| \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) \quad (2.9)$$

$$= g_I \mu_K \sqrt{I(I+1)} B_J \cos(\vec{I}, \vec{J}) \quad (2.10)$$

Der Cosinussatz  $|\vec{F}^2| = |\vec{I}^2| + |\vec{J}^2| - |\vec{I}||\vec{J}|\cos(\vec{I}, \vec{J})$  und die Drehimpulsrelation (s. Gl. 2.4) führen zu dem Ausdruck

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = -\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}}. \quad (2.11)$$

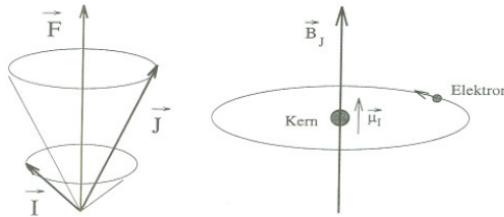


Abbildung 2.2.: Kopplung von I und J zum Gesamtdrehimpuls des Atoms [2]

Setzt man dies in Gl 2.10 ein, so erhält man die Energieverschiebung eines HFS-Terms zu dem der Feinstruktur [2]:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{1}{2} \underbrace{\frac{g_I \mu_K B_J}{\sqrt{J(J+1)}}}_{=:A} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (2.12)$$

Die Größe A wird Hyperfein- oder Intervallkonstante genannt. Der Abstand der Energieterme zu den Quantenzahlen F und F+1 ist dann

$$\Delta E_{\Delta F=1}(F) = \Delta E_{HFS}(F+1) - \Delta E_{HFS}(F) \quad (2.13)$$

$$= A(F+1) \quad (2.14)$$

Experimentell lässt sich die Intervallkonstante über die Beziehung

$$A = \frac{\Delta \nu h}{F+1} \quad (2.15)$$

bestimmen. Die erwarteten Werte für Rubidium sind in Abb. 2.3 zu sehen.

$A$ in $[10^{-6} eV]$	$^{85}Rb$ ( $I = \frac{5}{2}$ )	$^{87}Rb$ ( $I = \frac{3}{2}$ )
$^2S_{\frac{1}{2}}$	4,185 (1011,9 MHz)	14,13 (3417,3 MHz)
$^2P_{\frac{1}{2}}$	0,499 (120,7 MHz)	1,692 (409,1 MHz)

Abbildung 2.3.: Intervallkonstante für verschiedene Anregungszustände zweier Rubidium-Isotope [2]

Die Auswahlregeln für optische Übergänge ( $\Delta F = 0, \pm 1$ ) führen dazu, dass man für jedes Rb-Isotop je vier mögliche Übergänge zwischen den HFS-Niveaus der beiden genannten Zustände erhält [2].

## 2.2. Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur

Die Entartung der Hyperfeinstrukturterme kann durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes aufgehoben werden. Beobachtet wird dann die Aufspaltung in  $(2F+1)$ -Niveaus

mit  $m_F = -F, -F+1, \dots, F-1, F$ . Man unterscheidet zwischen dem sog. *Zeeman-Effekt* bei schwachen Magnetfeldern und dem *Paschen-Back-Effekt*, der bei starken Magnetfeldern eintritt. Die Kopplung im Atom bleibt beim Zeeman-Effekt erhalten und Kernspin  $\vec{I}$  und Elektron-Drehimpuls  $\vec{J}$  präzessieren wesentlich schneller um  $\vec{F}$  als dieser um die Achse des äußeren Feldes (siehe Abb. 2.4). Ein äußeres Magnetfeld  $B_0$  gilt als schwach, wenn die Beziehung

$$g_J \mu_B B_0 \ll A$$

erfüllt ist. In unserem Versuch, mit Magnetfeldern in der Größenordnung von wenigen Gauss, bzw.  $10^{-4}$  Tesla, ist ausschließlich der Zeeman-Effekt von Bedeutung.

Mittelt man über die Präzession von  $\vec{I}$  und  $\vec{J}$  ist die Energie der Zeeman-Aufspaltung im äußeren Feld:

$$E_B^{HFS} = -\vec{\mu}_F \vec{B}_0 \quad \text{mit} \quad \vec{\mu}_F = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I \quad (2.16)$$

Mittels Störungsrechnung ergibt sich daraus[2]:

$$\Delta E_B^{HFS} = g_F \mu_B B_0 m_F \quad (2.17)$$

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (2.18)$$

Der zweite Term in Gl. 2.18 kann wegen  $\frac{\mu_K}{\mu_B} = \frac{1}{1836}$  vernachlässigt werden. In diesem

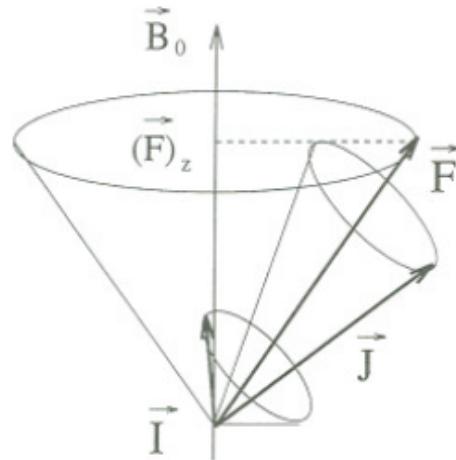


Abbildung 2.4.: Zeeman-Effekt der HFS: Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$  besitzt gequantelte Einstellmöglichkeiten bezüglich des äußeren Feldes  $\vec{B}_0$  [2]

Versuch betrachten wir Zustände des Rubidiums mit der Quantenzahl  $J = \frac{1}{2}$ . Für  $F$

gibt es dann die beiden Fälle  $F = I \pm \frac{1}{2}$ . Damit folgt für  $g_F$ :

$$g_F = g_J \frac{(I \pm \frac{1}{2})(I \pm \frac{1}{2} + 1) + \frac{3}{4} - I(I + 1)}{2(I \pm \frac{1}{2})(I \pm \frac{1}{2} + 1)} \quad (2.19)$$

$$= \pm \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})} \quad (2.20)$$

Einsetzen von Gl. 2.20 in Gl. 2.17 liefert den Energieabstand zweier benachbarter Zeeman-Niveaus:

$$\Delta E_B^{HFS}(\Delta m_F = 1) = \nu h = \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})} \mu_B B_0 \quad (2.21)$$

Die Aufspaltung der Energieniveaus ist für die Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  in Abb. 2.5 und 2.6 dargestellt.

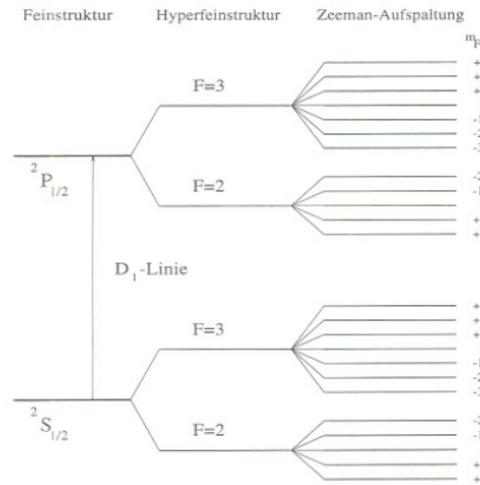


Abbildung 2.5.: Aufspaltung der HFS von  $^{85}\text{Rb}$  [2]

In Abb. 2.7 sind die jeweiligen Quantenzahlen der von uns betrachteten Zustände der Rubidium-isotope aufgelistet.

Der Energieabstand der einzelnen Zeeman-Niveaus der HFS ist jeweils gleich. Außerdem sind die Niveaus bei Raumtemperatur nahezu gleich besetzt.

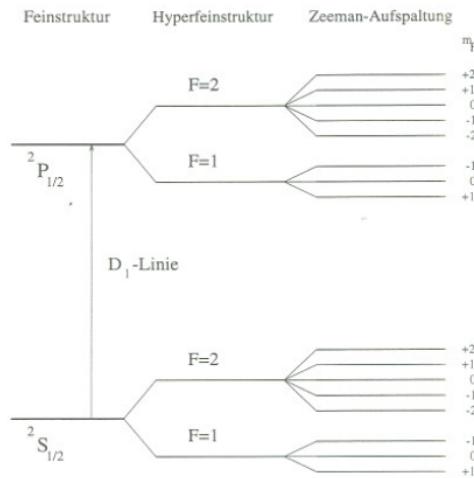


Abbildung 2.6.: Aufspaltung der HFS von 87-Rb [2]

Isotop	I	Term	S	L	J	$g_J$	F	$g_F$
$^{85}Rb$	$\frac{5}{2}$	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	2	$-\frac{1}{3}$
		$^2P_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	2	$-\frac{1}{9}$
	$\frac{3}{2}$	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	1	$-\frac{1}{2}$
		$^2P_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1	$-\frac{1}{6}$

Abbildung 2.7.: Quantenzahlen und Landé-Faktoren für Rubidium [2]

### 2.3. Strahlungsübergänge

Übergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus eines quantenmechanischen Systems können durch die Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung erfolgen. Drei wichtige Prozesse hierbei sind:

- Spontane Emission
- Induzierte Emission
- Induzierte Absorption

Das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier Energiezustände wird durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (2.22)$$

$g_{1/2}$  sind die statistischen Gewichte der jeweiligen Zustände. Für die HFS-Terme gilt  $g = 2F + 1$ .

Bei der *spontanen Emission* geht ein Atom von einem angeregten in einen Zustand geringerer Energie. Dies erfolgt unter Emission eines Photons und ohne Einwirkung äußerer Einflüsse. Die Emissions- und Polarisationsrichtung ist rein zufällig.

Die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Übergang vom Zustand 1 in den Zustand 2 im Zeitintervall  $dt$  ist gegeben durch

$$dW_{21}^{sp} = A_{21} dt \quad \text{mit} \quad A_{21} = \frac{1}{\tau_{sp}} \quad (2.23)$$

$\tau_{sp}$  ist die mittlere Lebensdauer des jeweiligen angeregten Zustands,  $A_{ij}$  wird Einstiekkoeffizient genannt.

Zusätzlich zur spontanen Emission tritt die sog. *Stimulierte Emission* auf. Hierbei wird wie bei der spontanen Emission ein Photon emittiert, allerdings geschieht dies durch äußere Anregung des Atoms in einem Strahlungsfeld.

Bei der *Induzierten Absorption* geht ein Atom durch Absorption eines Photons aus einem Strahlungsfeld von einem energetisch niedrigeren Zustand in einen Zustand höherer Energie. Die Frequenz des absorbierten Photons entspricht dabei der Energiedifferenz der Zustände:  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ . Die Übergangswahrscheinlichkeit steigt linear mit der Strahlungsdichte [2].

Beobachtet man die Strahlung, die von einem Atom beim Übergang von einem in den anderen Zustand emittiert wird, so stellt man fest, dass die beobachtete Strahlung nicht perfekt monoenergetisch ist. Stattdessen beobachtet man ein Frequenzband, dessen Breite sich durch das Zusammenspiel verschiedener Prozesse erklären lässt.

Bei bewegten Emittoren, z.B. Atome in einem Gas, führt die Dopplerverschiebung dazu, dass die Frequenz der Strahlung für einen Beobachter je nach Bewegungsrichtung eines einzelnen Atoms anders erscheint. Da die Bewegungsrichtung der Atome im Gas zufällig ist, verbreitert sich das beobachtete Frequenzband. Durch Kühlen des Ensembles könnte diese sog. *Doppler-Verbreiterung* minimiert werden.

Eine weitere Linienverbreiterung resultiert aus elastischen Stößen der Atome untereinander. Hierbei ändert sich die Phase zwischen dem Strahlungsfeld und der atomaren Oszillation. Da die Anzahl der Stöße im Gas im Wesentlichen vom Druck abhängt, wird dieser Effekt *Druckverbreiterung* genannt.

Die *natürliche Linienbreite* schließlich ist nicht durch die Veränderung von äußeren Parametern des Ensembles zu verändern. Sie resultiert aus der endlichen Lebensdauer eines angeregten Zustands. Die Heisenbergsche Energie-Zeit-Unschärfe  $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$  führt bei einer Lebensdauer  $\tau$  zu einer Frequenzunschärfe von  $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$  [2, Kap. 2.3.3].

## 2.4. Optisches Pumpen

Beim *optischen Pumpen* wird durch Einstrahlen von Licht eine Besetzungsinvolution der atomaren Zustände eines Stoffes erzeugt.

Die Entartung der Hyperfein-Niveaus kann durch Anlegen eines schwachen äußeren Feldes aufgehoben werden (Kap. 2.2). Bei Übergängen zwischen Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur gelten die Auswahlregeln  $\Delta F = 0, \pm 1$  (nicht  $F = 0$  nach  $F = 0$ ) und  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . Bei Einstrahlung von rechts-zirkular polarisiertem Licht ( $\sigma^+$ -Licht) muss sich die magnetische Quantenzahl um eine Einheit erhöhen [2]. Durch Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht werden in unserem Versuch die Isotope  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  zunächst angeregt. Auf Grund der Auswahlregeln ist allerdings eine Anregung von Zuständen mit der höchsten Quantenzahl  $m_F$  nicht möglich.

Die angeregten Atome gehen nach kurzer Zeit wieder in den Grundzustand über, wobei ein Übergang nun auch in das höchste Zeeman-Niveau möglich ist. Daraus folgt, dass der Zustand mit höchstem  $m_F$  immer stärker bevölkert wird und die anderen Zustände zunehmend entleert werden. Zur Veranschaulichung des Vorgangs dient Abb. 2.8.

Bei  $^{87}\text{Rb}$  wird entsprechend der Zustand  $^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  immer stärker bevölkert, bei  $^{85}\text{Rb}$  handelt es sich um den Zustand  $^2\text{S}_{1/2}, F = 3, m_F = +3$ .

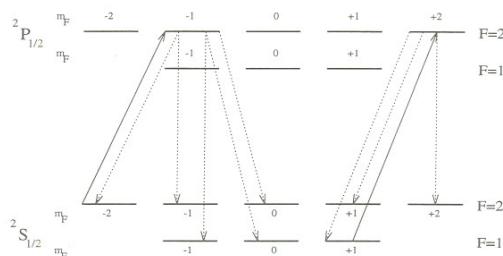


Abbildung 2.8.: Pumpvorgang bei  $^{87}\text{Rb}$  (schematisch), nur zwei der möglichen Anregungen eingezeichnet [2]

## 2.5. Relaxationsprozesse

Beim optischen Pumpen wirken verschiedene Effekte einer perfekten Polarisation entgegen. Man unterscheidet hier den Verlust der Polarisation durch *Stöße mit der Glaswand* der Rubidiumzelle, *Puffergasstöße* und *Relaxation durch Spinaustausch*.

Stößt ein Rubidiumatom mit der Glaswand der Zelle, ist es dort starken elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt. Dies führt dazu, dass die Ausrichtung in einem äußeren Feld vollständig verloren geht. Im Vakuum ist die mittlere Flugzeit der Atome in der Zelle zu klein, um eine Polarisation des Gases durch optisches Pumpen zu erreichen. Um die Flugzeit der Atome zu erhöhen und damit optisches Pumpen zu ermöglichen, ist der Rubidiumzelle Krypton als Puffergas zugesetzt.

Stöße der Rubidiumatome mit Atomen des Puffergases haben einen deutlich gerin-

geren Einfluss auf die Polarisation als Stöße mit der Glaswand. Der Grund für den Verlust der Polarisation ist hier eine Wechselwirkung des Valenzelektrons des Rubidiumatoms mit dem Kern des Puffergasatoms [2, S. 41].

Zusätzlich können natürlich Rubidiumatome untereinander stoßen. Man spricht hier von "Spin-Austausch-Stößen" und erklärt den Verlust der Polarisation durch einen Austausch der Spins der Atome untereinander, was zu einem Besetzungsausgleich zwischen zwei Hyperfeinniveaus  $F = I \pm \frac{1}{2}$  führt [2].

Ein Zusammenspiel dieser Effekte führt dazu, dass sich ein polarisiertes System nach Abstellen der Pumpquelle relaxiert und die Polarisation verloren geht. Die Abnahme der Polarisation kann durch eine abfallende Exponentialfunktion beschrieben werden. Die Zeitkonstante dieser Funktion entspricht dann der Relaxationszeit  $T_R$ . In unserem Versuch realisieren wir das Abstellen der Laserdiode durch eine Chopperscheibe (Methode nach Franzen). Die Relaxationszeit verändert auch die Zeitkonstante, mit der ein System dem gesättigten Ensemble-Zustand entgegen strebt. In diesem Zusammenhang kann durch eine Magnetfeldumkehr das Ensemble erneut gepumpt werden, wobei die Zeitkonstante der Exponentialfunktion der Orientierungszeit  $1/\tau = 1/T_R + 1/T_P = \alpha I + 1/T_P$  entspricht. Dies nutzen wir in der Dehmelt Methode, um durch Extrapolation der Intensität  $I \rightarrow 0$ , die Relaxationszeit zu bestimmen .

## 2.6. Doppelresonanzmethode

Mit Hilfe der Doppelresonanz bestimmen wir die Kernspinquantenzahlen der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . In einem schwachen äußeren Magnetfeld spalten die Zeeman Niveaus in guter Näherung in äquidistante Abstände auf. Für unsere Isotope folgt also für den Grundzustand

$$\Delta E_B = h\nu = \frac{\mu_B \cdot B}{I + 1/2}, \quad (2.24)$$

da  $g_J = 2$ . Durch optisches Pumpen mit zirkular polarisierten Licht ( $\sigma^+$ ) erzeugen wir eine Besetzungsinvolution, sodass der Zustand mit der höchsten Quantenzahl ( $m_F, F$ ) des Grundzustandes am meisten bevölkert ist. Sobald das Ensemble gesättigt ist, kann nicht weiter gepumpt werden, das Laserlicht wird also nahezu vollständig transmittiert. Übergänge aus diesem Zustand in eine andere Projektion des Grundzustandes sind verboten (Auswahlregeln!). Allerdings können diese Übergänge durch Einstrahlung einer geeigneten Hochfrequenzstrahlung, also passend zum angelegten Magnetfeld, auf Grund von induzierter Emission realisiert werden. Findet solch ein Übergang statt, kann erneut gepumpt werden und wir sehen einen Absorptionspeak in der Intensitätsmessung der Photodiode. Unsere Vorgehensweise wird es sein, die Hochfrequenz bei einer festen Frequenz von  $\nu \approx 500$  kHz zu betreiben, während das Magnetfeld um einen konstanten Wert  $B$  herum moduliert wird. Damit der konstante Wert  $B$  gut ablesbar ist, versuchen wir die Peaks äquidistant einzustellen. Dies ist also genau dann der Fall, wenn der Nulldurchgang der Sinusmodulation zum Magnetfeld eine Resonanzabsorption auslöst. Während der Doppelresonanz- Methode kompensieren

wir das vertikale Erdmagnetfeld, indem wir darauf achten, dass die Absorptionspeaks möglichst groß werden, da mit kleiner werdendem Magnetfeld der Depolarisationsquerschnitt steigt(Vgl [2]).

### 3. Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer zentral positionierten Glaszelle, welche mit Rubidium und Krypton gefüllt ist. Um die Glaszelle sind 4 Helmholtzspulenpaare befestigt. Als Lichtquelle wird ein Halbleiterlaser verwendet. Die Frequenz des Halbleiterlasers ist unter anderem temperaturabhängig, daher befinden sich zur Temperaturregelung Peltier-Elemente um die Laserdiode. Zur Fokussierung des Strahls dient eine Linse. Die Intensität des transmittierten Lichts nach der Glaszelle wird durch eine Photodiode bestimmt, wobei der Strahl nach der Glaszelle mit Hilfe einer Linse fokussiert wird. Das Signal der Photodiode gelangt über einen Verstärker zum Oszilloskop, welches über einen Computer ausgelesen werden kann. Außerdem steht ein RF-Sender zur Verfügung, der ein hochfrequentes Feld in die Zelle einstrahlen kann. Die Frequenz des RF-Senders wird mit Hilfe des Frequenzzählers ermittelt. Des Weiteren werden je nach Versuchsteil ein  $\lambda/4$  Plättchen, ein Linearpolarisator, ein Neutralfilter, die Chopperscheibe und das Etalon im Versuchsaufbau verwendet. Das Blockschaltbild des Versuchs ist in Abbildung 3.1.7 dargestellt.

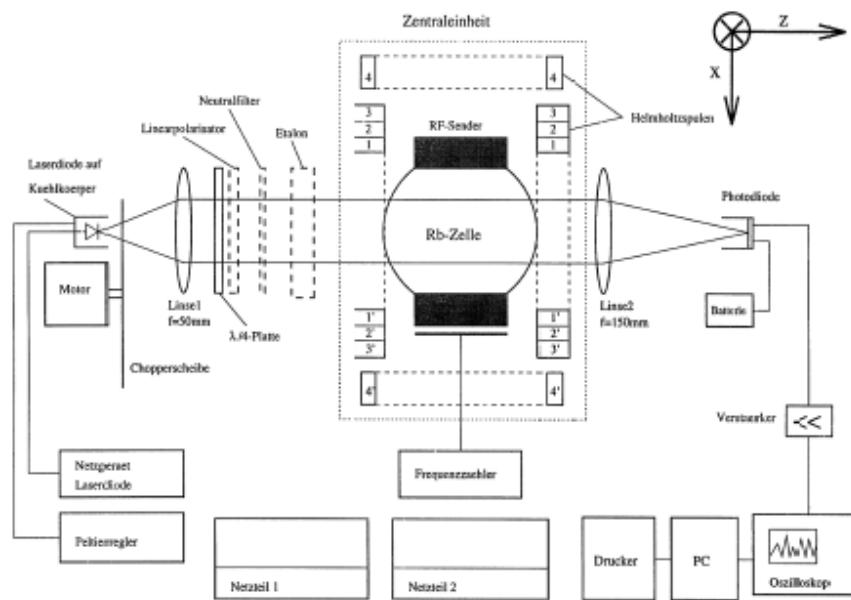


Abbildung 3.1.: Genereller Versuchsaufbau [1]

### 3.1. Verwendete Geräte

Im Folgenden werden wir näher auf die verwendeten Geräte eingehen.

#### 3.1.1. Laserdiode

Die, in diesem Versuch eingebaute Diode, ist eine GaAlAs Doppelhetero-Streifenlaserdiode. Für eine allgemeine Erklärung zu Halbleitern verweisen wir auf [4]. Polt man einen pn Übergang in Durchlassrichtung können die Elektronen und die Löcher rekombinieren, wobei die Rekombinationsenergie abgestrahlt wird. Die Besetzungsinvolution ist in einer schmalen Zone des Halbleiters realisiert, in welcher sowohl Löcher als auch Elektronen existieren. Der zur Realisierung eines Lasers benötigte optische Resonator sind die Enden des Halbleiterkristalls selbst. Die planparallelen und polierten Endflächen weisen einen Brechungsindex von  $n=3.6$  auf, wodurch Reflexion zu 32% stattfindet.

Die Laserdiode erzeugt linear polarisiertes Licht, das allerdings im Vergleich zu normalen Lasern auf Grund der schmalen Endfläche, bei welcher Beugung auftritt, divergenter abgestrahlt wird ( $14^\circ - 30^\circ$ ). Eine Besonderheit des Halbleiterlasers ist, dass die Frequenz durch Temperaturänderung durchstimmbar ist. Bei einer Veränderung der Frequenz ist darauf zu achten, dass sog. *Modensprünge* auftreten. In diesen Bereichen ändert sich die Frequenz nicht linear mit dem Diodenstrom, da der maximale Verstärkungsbereich des Lasers, in Abhängigkeit der Temperatur, auf eine andere Frequenz übergeht.

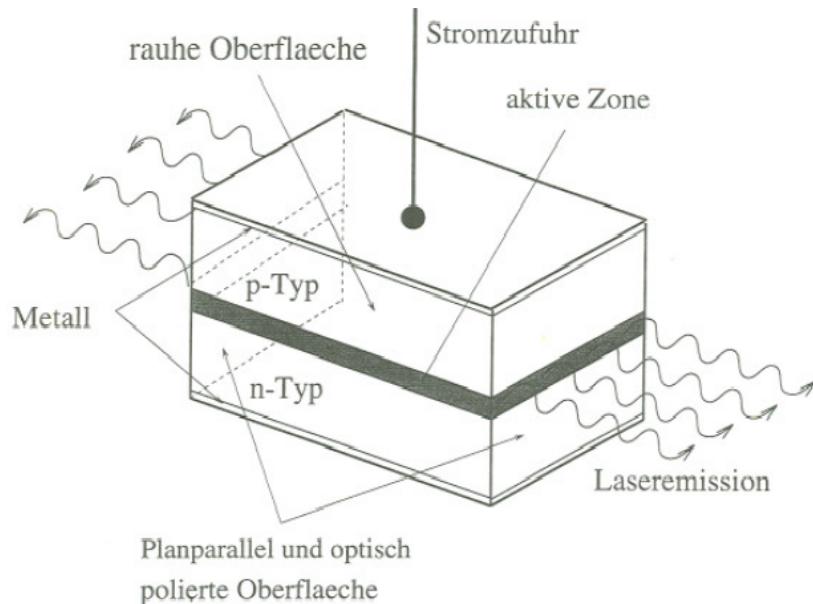


Abbildung 3.2.: Aufbau der Halbleiterlaserdiode [2]

### 3.1.2. Helmholtzspulen

Wie bereits erwähnt, sind um die Zentraleinheit 4 Helmholtzspulenpaare befestigt. Drei Paare dienen dabei zur Erzeugung homogener Magnetfelder parallel zum Strahlengang. Das vierte Spulenpaar wird benutzt, um ein zum Strahlengang vertikales Magnetfeld zu erzeugen, das zur Kompensation des Erdmagnetfelds benutzt wird. Die magnetische Induktion für luftgefüllte Helmholtzspulen ist gegeben durch

$$B = \mu_0 H = 0.7155 \mu_0 \frac{n}{d} I, \quad (3.1)$$

wobei n die Windungszahl und d der Abstand der Spulen darstellt.

Spulenpaar	n	d[m]	$\frac{B}{I} [\frac{Vs}{Am^2}]$ theoretisch	$\frac{B}{I} [\frac{Vs}{Am^2}]$ gemessen
1	80	0.09	$7.99 \cdot 10^{-4}$	$(7.99 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
2	80	0.09	$7.99 \cdot 10^{-4}$	$(8.14 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$
3	16	0.09	$1.66 \cdot 10^{-4}$	
4	60	0.246	$4.38 \cdot 10^{-4}$	$(4.76 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.1.: Spulendaten der 4 verwendeten Helmholtzspulen

### 3.1.3. Rubidium Zelle

Die Rb- Zelle ist kugelförmig bei einem Durchmesser von ca. 5 cm. Sie ist gefüllt mit 150 Pa Krypton und einem Tropfen Rb, welches im natürlichen Isotopengemisch von 72.8%  $^{85}\text{Rb}$  und 27.2%  $^{87}\text{Rb}$  vorliegt. Das Rubidium besitzt als Alkalimetall nur ein Valenzelektron, das zum Gesamtdrehimpuls beiträgt.

### 3.1.4. Das $\lambda/4$ Plättchen

Mit Hilfe des  $\lambda/4$  Plättchen erzeugen wir zirkular polarisiertes Licht. Das linear polarisierte Licht der Laserdiode erfährt in x bzw. y Richtung verschiedene Brechungsindizes, wodurch beim Durchlaufen ein Phasenunterschied erzeugt wird. Die Überprüfung erfolgt durch Intensitätsmessungen nach dem  $\lambda/4$  Plättchen mit Hilfe eines Linearpolarisators.

### 3.1.5. Peltierregler

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 ist die Frequenz des Halbleiterlasers stark temperaturabhängig, daher ist es unbedingt nötig diese zu stabilisieren. Dafür benutzen wir im Versuch einen Petierregler, der auf dem Peltier-Effekt beruht und eine Temperaturwahl in 0.1°C Schritten erlaubt.

### 3.1.6. RF-Sender

Über den RF-Sender kann Radiofrequenz in die Zelle eingestrahlt werden. Die Sendeleistung steigt dabei mit steigender Betriebsspannung.

### 3.1.7. Etalon

Das Etalon besteht aus 2 planparallelen Glas- oder Quarzplatten der Dicke  $d$  und Brechzahl  $n$ . Der Laserstrahl wird im Etalon fast vollständig reflektiert und nur ein geringer Teil wird ausgekoppelt. Hinter dem Etalon erhält man Strahlen die interferieren können. Als freier Spektralbereich wird der Abstand zweier Maxima bezeichnet. Bei senkrechtem Einfall des Laserlichts ist er gegeben durch

$$\delta\nu = \frac{c}{2nd} \quad (3.2)$$

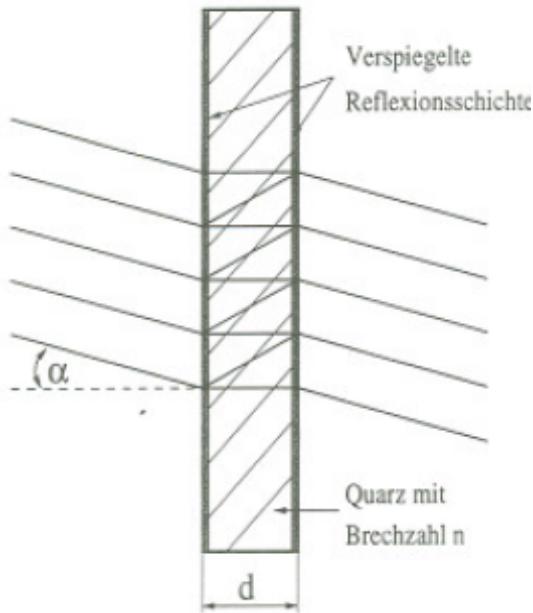


Abbildung 3.3.: Funktionsweise des Fabry-Perot Etalon [2]

### 3.1.8. Neutralfilter

Der Neutralfilter wird zur Messung der Relaxationszeit mit Magnetfeldumkehr (*Dehmelt-Methode*) benötigt. Seine Funktion ist es, die Intensität des einfallenden Laserlichts  $I_{init}$  herabzusetzen. Für den Abschwächungsgrad gilt dabei

$$x = \log \frac{I}{I_{init}} \quad (3.3)$$

## 4. Durchführung & Auswertung

### 4.1. Kennlinie der Laserdiode

Zu Beginn unserer Messungen haben wir die Ausgangsspannung der Photodiode in Abhängigkeit des Laserdiodenstromes aufgenommen. Hierbei befand sich kein weiteres Instrument im Strahlengang. Die Temperatur an der Laserdiode betrug  $33,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Eine Darstellung der Messwerte ist in Abb. 4.1 zu sehen.

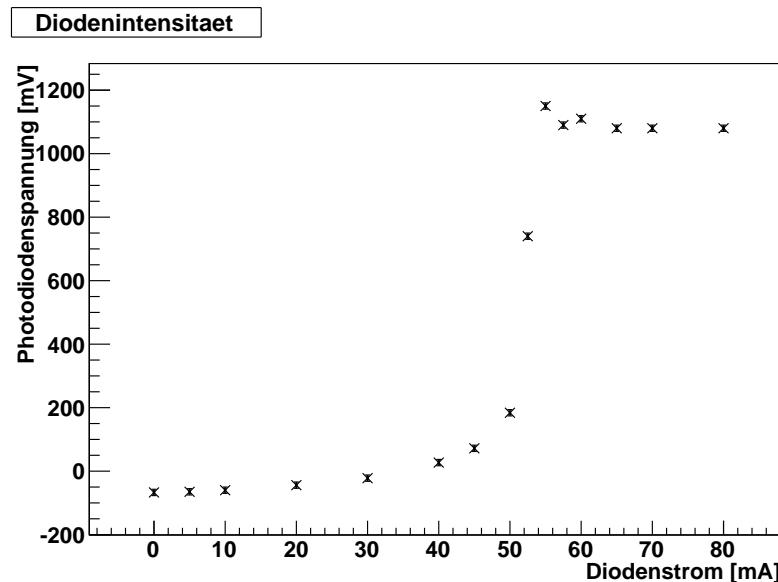


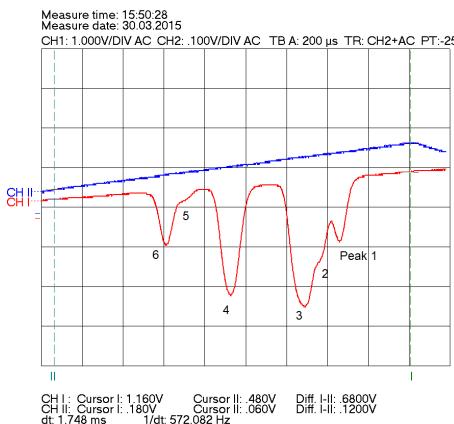
Abbildung 4.1.: Laserdioden-Kennlinie

Deutlich zu sehen ist das Einsetzen des Laserbetriebs bei einem Diodenstrom von ca. 40 bis 50 mA.

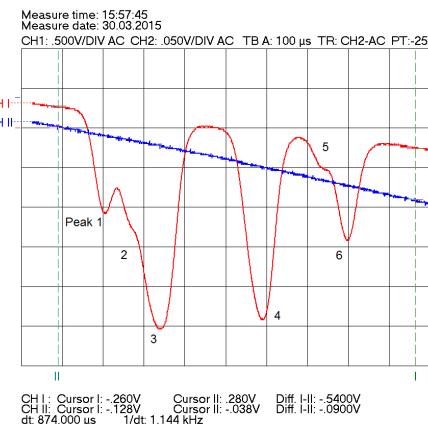
## 4.2. Hyperfeinstrukturspektrum von $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$

Zur Vermessung der Hyperfeinstruktur befand sich die Rubidiumzelle im Strahlengang. Wir haben eine Dreiecksspannung an die Laserdiode angelegt und den Offset variiert, bis wir auf dem Oszilloskopschirm die Absorptionslinien der Hyperfein-Übergänge sehen konnten. Um die Intensität der Peaks zu erhöhen half es, die Zelle mit einem Fön zu erwärmen. Die Temperaturangabe der Peltierelemente betrug während dieses Versuchsteil konstant  $33,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Das Spektrum haben wir für die aufsteigende und absteigende Flanke der Dreiecksspannung getrennt aufgenommen und ausgewertet.

Bilder des Oszilloskopschirms bei Aufnahme der Spektren sind in Abb. 4.2 zu sehen.



4.2.1 aufsteigende Flanke



4.2.2 absteigende Flanke

Abbildung 4.2.: Hperfeinstrukturspektrum der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

Die Rote Kurve (Channel 1) ist das Ausgangssignal der Photodiode, das blaue Signal (Channel 2) stellt die an der Laserdiode anliegende Dreiecksspannung dar. Man beachte die unterschiedliche Skalenweite der beiden Signale.

Bestimmt man die Abstände der Peaks zueinander, erhält man zunächst eine Zeitdifferenz. Diese Zeiten können dann mit Hilfe der Steigung der Dreieckspannung in eine Spannungsdifferenz an der Laserdiode umgerechnet werden.

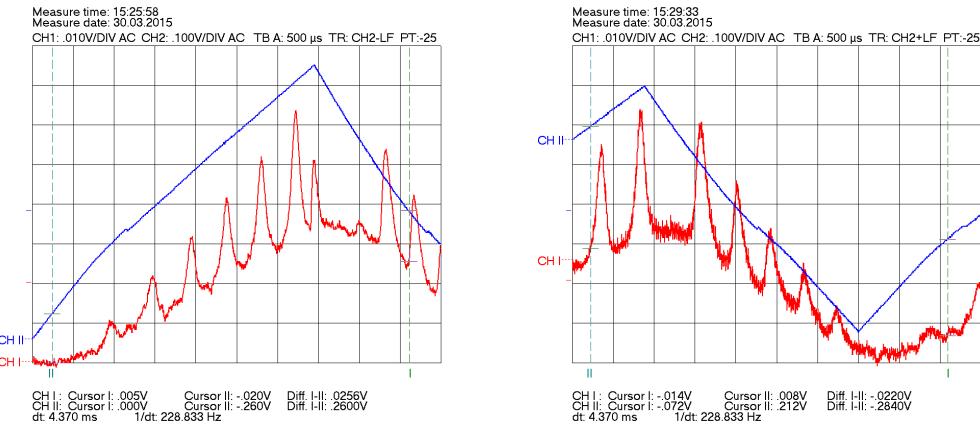
Um die so erhaltenen Spannungsdifferenzen in Frequenzen umzurechnen, verwenden wir ein Etalon mit bekannten Frequenzabständen zwischen zwei benachbarten Transmissionssignalen.

### 4.2.1. Frequenzeichung

Zur Frequenzeichung verwenden wir anstatt der Rubidiumzelle ein Etalon im Strahlengang bei ansonsten gleichem Aufbau.

Die aufgenommenen Signale sind in Abb. 4.3 zu sehen.

Die Bestimmung der Lage der Maxima wurde mit Root vorgenommen. Wir fitten das



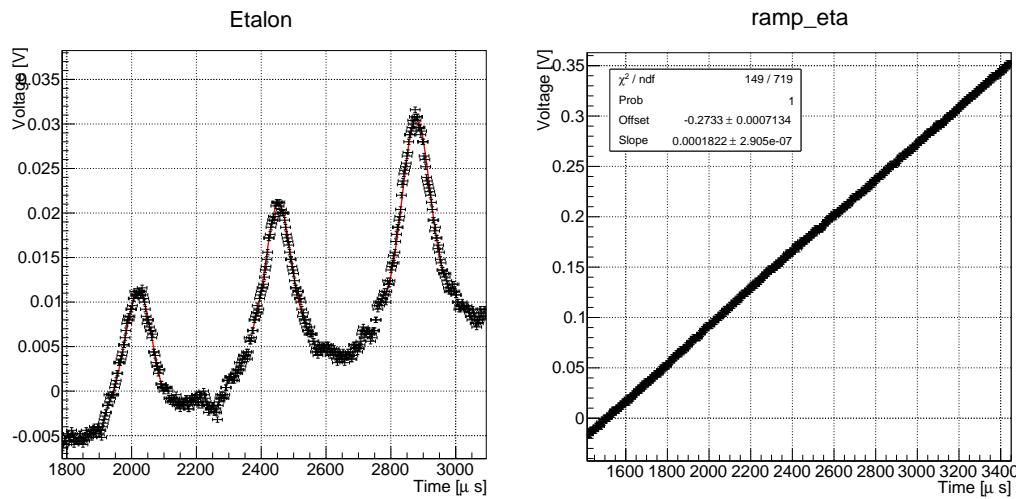
4.3.1 aufsteigende Flanke

4.3.2 absteigende Flanke

Abbildung 4.3.: Frequenzezeichnung mit Hilfe eines Etalons

Etalon-Signal mit drei Gaußkurven und die jeweilige Flanke der Dreiecksspannung mit einer Geraden. Dabei haben wir bei der aufsteigenden Flanke darauf geachtet, dass der in der Spannung sichtbare Knick nicht in dem von uns betrachteten Bereich liegt. Bei der absteigenden Flanke ließ sich dies leider nicht vermeiden. Zudem ist die Steigung der Flanken nicht perfekt linear, was an dem verwendeten Frequenzgenerator liegen muss.

Die gefitteten Daten sind in Abb. 4.4 und 4.5 dargestellt.



4.4.1 Etalon-Signal

4.4.2 Dreiecksspannung

Abbildung 4.4.: Aufsteigende Flanke gefittet

Auf die Datenpunkte des Oszilloskops nehmen wir in diesen Darstellungen einen Fehler

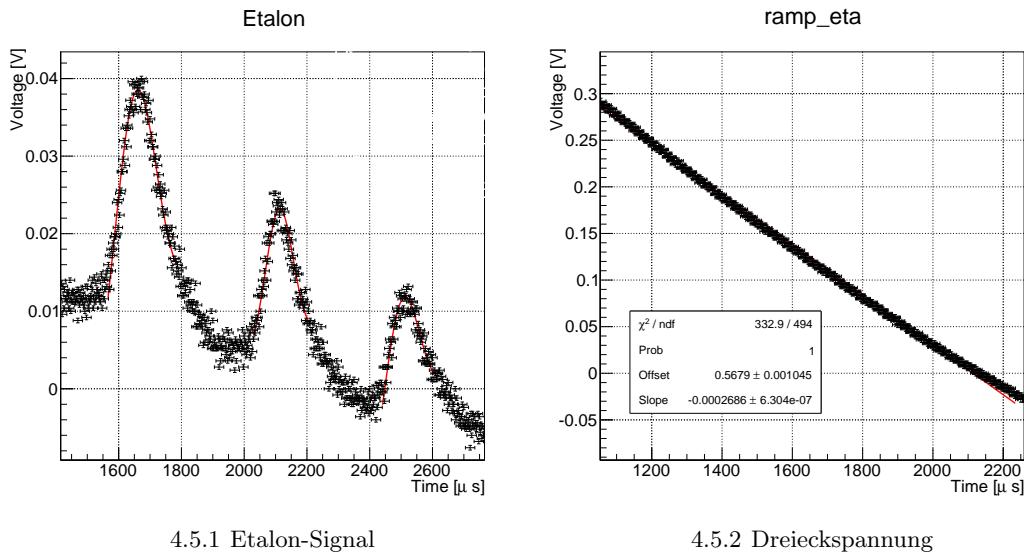


Abbildung 4.5.: Absteigende Flanke gefittet

von 3 % des jeweiligen Skalenwertes an.

Da die von Root angegebenen Fehler aus dem Fit unrealistisch klein sind, haben wir uns allerdings dazu entschlossen, die Fehler anhand der Schwankung der errechneten Werte abzuschätzen.

Die Lage der Peaks ist von links nach rechts:

	Peak 1 [ $\mu$ s]	Peak 2 [ $\mu$ s]	Peak 3 [ $\mu$ s]
aufsteigende Flanke	2021,57	2452,52	2877,91
absteigende Flanke	1653,66	2112,06	2501,27

Die Differenzen zum jeweils nächsten Maximum multiplizieren wir mit der Steigung der Dreieckspannung ("Slope") und erhalten so folgende Werte für die entsprechenden Spannungsdifferenzen an der Laserdiode:

	Peak 1 - 2 [V]	Peak 2 - 3 [V]	Mittelwert $\Delta V$ [V]
aufsteigend	0,0785	0,0774	$0,0780 \pm 0,0005$
absteigend	0,123	0,104	$0,11 \pm 0,01$

Die angegebenen Fehler auf die Mittelwerte ergeben sich durch Vergleich der beiden zugrunde liegenden Abstände. Theoretisch erwartet man hier die gleichen Werte, da Transmission von Licht durch das Etalon nur in festen Frequenzabständen möglich ist und wir davon ausgehen, dass wir die Frequenz des Laserdiodenlichts linear mit der angelegten Spannung verändern.

Ein möglicher Grund, warum die Abstände der Peaks nicht identisch sind, ist der Knick in der abfallenden Flanke. Bei der ansteigenden Flanke konnten wir diesen Ef-

fekt umgehen und erhalten wesentlich passendere Werte.

Zudem ist natürlich auffallend, dass wir für die beiden Flanken vollkommen unterschiedliche Werte erhalten. Die Veränderung der Frequenz des Lasers mit der angelegten Spannung resultiert aus einer Veränderung der Bandlücke im Halbleiter. Ein höherer Strom führt zu höheren Temperaturen, dies verringert die Lücke von Valenz zum Leitungsband und verringert so die Frequenz. Es ist möglich, dass es beim Verringen des Diodenstroms länger dauert, bis sich dieser thermische Effekt in der Frequenz bemerkbar macht.

Damit würden die Abstände der Peaks an der abfallenden Flanke (in V) überschätzt. Dies führte dazu, dass bei späterer Nutzung dieser Eichung Frequenzabstände unterschätzt werden.

Die jeweiligen Mittelwerte der Abstände der Peaks entsprechen einem Frequenzunterschied des Lasers von  $\Delta f = (9924 \pm 30) \text{ MHz}$  [1]. Für die weitere Auswertung erhält man damit den Eichfaktor

$$K = \frac{\Delta f}{\Delta V} \quad (4.1)$$

$$\sigma_K = K \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta f}}{\Delta f}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta V}}{\Delta V}\right)^2} \quad (4.2)$$

mit den Werten

$$K = \begin{cases} (127220 \pm 900) \frac{\text{MHz}}{\text{V}} & \text{aufsteigende Flanke} \\ (87180 \pm 7600) \frac{\text{MHz}}{\text{V}} & \text{absteigende Flanke} \end{cases}$$

#### 4.2.2. Bestimmung der Lage der D1-Linie

In der Literatur zum Versuch war uns lediglich der jeweilige Abstand eines Übergangs zur absoluten Lage der D1-Linie gegeben. In unserem Versuch können wir ausschließlich die Abstände der Linien zueinander bestimmen. Um eine Zuordnung der beobachteten Übergänge und einen Vergleich mit den Literaturwerten vorzunehmen, ist es nötig die Lage der D1-Linie in unseren Daten zu bestimmen.

Zur einfacheren Zuordnung sind die Literaturwerte hier in Abb. 4.2.2 dargestellt.

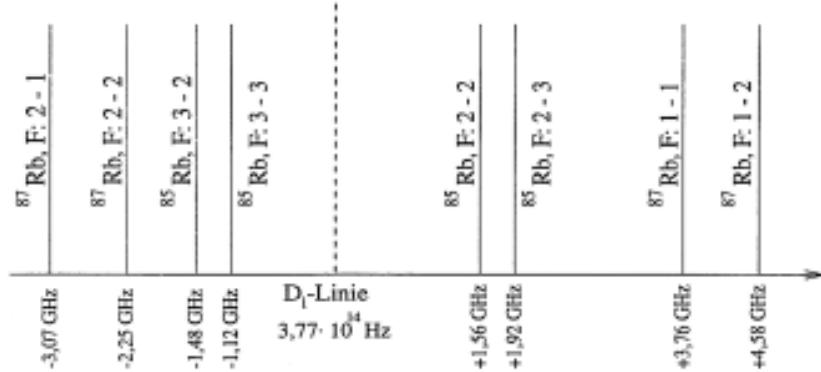
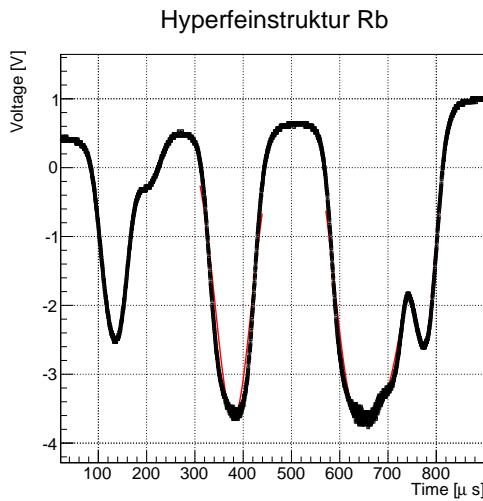


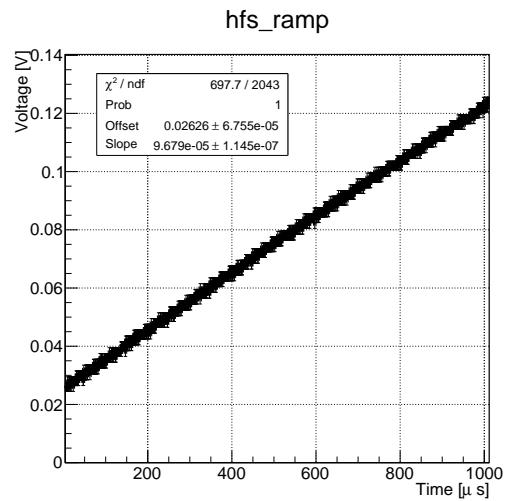
Abbildung 4.6.: Erwartete Lage der Hyperfein-Übergänge relativ zur D1-Linie [1]

In den aufgenommenen Spektren (s. Abb. 4.2) entspricht jeweils der "Peak 1" dem Übergang mit der geringsten Frequenz, in Abb. 4.2.2 also ganz links. "Peak 6" ist dementsprechend der Linie mit der höchsten Frequenz zuzuordnen. Aufgrund des geringen Abstands der Übergänge F: 3-2 und F: 3-3 für  $^{85}\text{Rb}$  erwarten wir nicht, diese getrennt auflösen zu können. Daher erhalten wir hier nur einen Peak in unserem Spektrum. Selbiges gilt für F: 2-2 und F: 2-3.

Die von uns gefitteten Daten sind in Abb. 4.7 und 4.8 zu sehen.



4.7.1 HFS-Signal



4.7.2 Dreieckspannung

Abbildung 4.7.: Aufsteigende Flanke gefittet

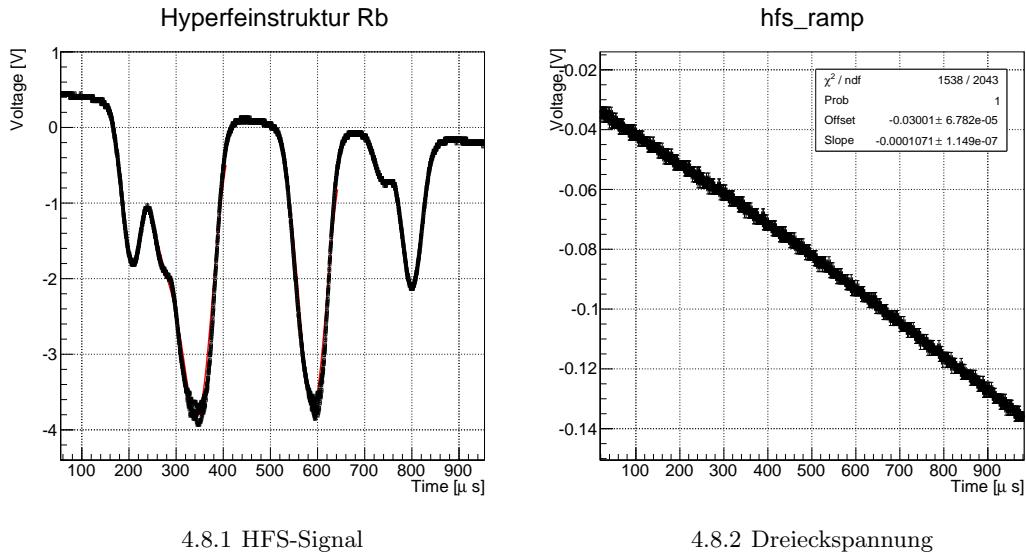


Abbildung 4.8.: Absteigende Flanke gefittet

Wir sind nur an der Lage der Maxima der jeweils sechs Peaks interessiert. Diese sind:

Peak (je $\pm 10 \mu s$ )	1 [ $\mu s$ ]	2 [ $\mu s$ ]	3 [ $\mu s$ ]	4 [ $\mu s$ ]	5 [ $\mu s$ ]	6 [ $\mu s$ ]
aufsteigende Flanke	779	691	616	380	206	135
absteigende Flanke	205	279	348	590	740	800

Die Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen, wie bei der Frequenzzeichnung, einem Wert von 3 % des Skalenwertes. Wir haben die Fits der Daten mit Gaußkurven vorgenommen. Jede Aufnahme wurde mit drei Funktionen getrennt gefittet, wobei die sich überlagernden Linien gemeinsam mit einer Summe aus je zwei oder drei Gaußkurven angepasst wurden. Dies führt zu einer hohen Anzahl an freien Parametern und macht den Fit sehr anfällig für Veränderungen der Startparameter. Die von Root angegebenen Fehler halten wir daher für nicht allzu vertrauenswürdig und entschieden uns einen Fehler von  $\sigma_t = 10 \mu s$  auf die Lage der jeweiligen Maxima anzunehmen. Dies soll der Tatsache Rechnung tragen, dass einige Peaks (insbesondere Peak 2 und 5) nicht klar von den anderen zu trennen sind. Außerdem sollte bedacht werden, dass sich thermische Effekte, sowohl in der Laserdiode als auch in der Rubidiumzelle, auf unsere Messergebnisse auswirken können.

Der Fehler auf den Fit der Steigung der jeweiligen Dreiecksspannung (*Slope*) ist in diesem Zusammenhang zu vernachlässigen. Wir werden in der folgenden Analyse die Abstände der Peaks zueinander betrachten. Der Abstand zweier Peaks als Spannung an der Laserdiode ist

$$\Delta V = \text{Slope} \cdot (t_2 - t_1). \quad (4.3)$$

Der Fehler auf die Spannungsdifferenz zweier Peaks ergibt sich dann zu

$$\sigma_{\Delta V} = Slope \cdot \sqrt{2} \cdot \sigma_t. \quad (4.4)$$

Die Umrechnung in eine Frequenzdifferenz erfolgt mittels

$$\Delta f = \Delta V \cdot K \quad (4.5)$$

$$\sigma_{\Delta f} = \Delta f \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta V}}{\Delta V}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_K}{K}\right)^2}. \quad (4.6)$$

Die in der Literatur gegebenen Frequenzdifferenzen können wir durch Umstellen von Gl. 4.3 und 4.5 in eine Zeitdifferenz  $\Delta t_{lit,i}$  [ $\mu s$ ] umrechnen. Anschließend suchen wir das Minimum der Funktion

$$f(x) = \sum_{i=1}^6 (t_i - x - \Delta t_{lit,i})^2 \quad (4.7)$$

$t_i$  entspricht dabei unserem jeweiligen Messwert und x gibt die Lage der D1-Linie in unserer Zeidarstellung an. Der Funktionswert f ist genau dann minimal, wenn die in der Literatur gegebenen Abstände zur D1-Linie am wenigsten von unseren abweichen. Der Funktionsverlauf ist in Abb. 4.9 gezeigt.

Die Lage der D1-Linie ist damit

	D1-Linie [ $\mu s$ ]	$f(t_{D1})$
aufsteigende Flanke	514	428,22
absteigende Flanke	432	45806,30

Tabelle 4.1.: Lage der D1-Linie

Berechnet man nun mittels Gl 4.5 die Abstände unserer Linien von der angenommenen Lage der D1-Linie erhält man für die Messung an der aufsteigenden Flanke der Dreiecksspannung die Werte in Tab. 4.2:

	$\Delta t$ [ $\mu s$ ]	$\Delta f$ [MHz]	$\Delta f_{lit}$ [MHz]
Peak 1	$-265 \pm 10$	$-3264 \pm 176$	-3070
Peak 2	$-176 \pm 10$	$-2162 \pm 175$	-2250
Peak 3	$-101 \pm 10$	$-1248 \pm 174$	-1120 und -1480
Peak 4	$135 \pm 10$	$1659 \pm 174$	1560 und 1920
Peak 5	$309 \pm 10$	$3800 \pm 176$	3760
Peak 6	$380 \pm 10$	$4675 \pm 177$	4580

Tabelle 4.2.: Abstände zu D1-Linie, aufsteigende Flanke

und für die absteigende Flanke die Werte in Tab. 4.3:

	$\Delta t [\mu s]$	$\Delta f [MHz]$	$\Delta f_{lit} [MHz]$
Peak 1	$-227 \pm 10$	$-2120 \pm 228$	-3070
Peak 2	$-153 \pm 10$	$-1429 \pm 182$	-2250
Peak 3	$-84 \pm 10$	$-785 \pm 149$	-1120 und -1480
Peak 4	$158 \pm 10$	$1476 \pm 185$	1560 und 1920
Peak 5	$309 \pm 10$	$2881 \pm 285$	3760
Peak 6	$368 \pm 10$	$3436 \pm 329$	4580

Tabelle 4.3.: Abstände zur D1-Linie, absteigende Flanke

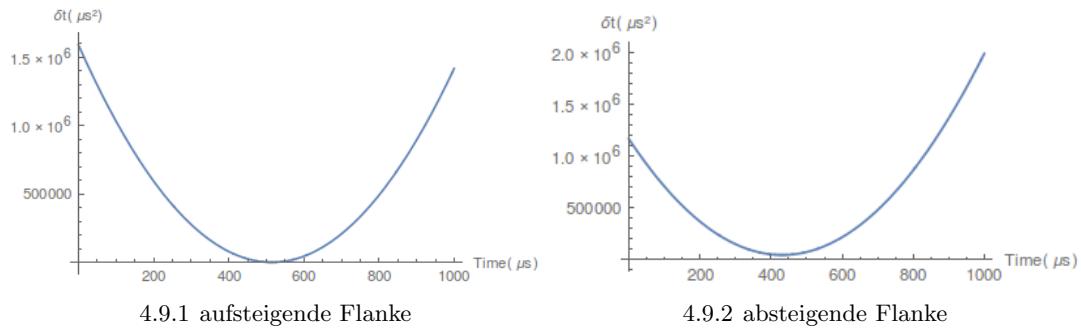


Abbildung 4.9.: Abweichungsfunktion zur Bestimmung der Lage der D1-Linie

Die Lage der von uns bestimmten Linien sind in Abb. 4.2.2 und 4.2.2 dargestellt. Die schwarz durchgezogenen Linien entsprechen den Literaturwerten [1], die gestrichelten Linien unseren Messwerten ( $1\sigma$ -Bereich in Grün).

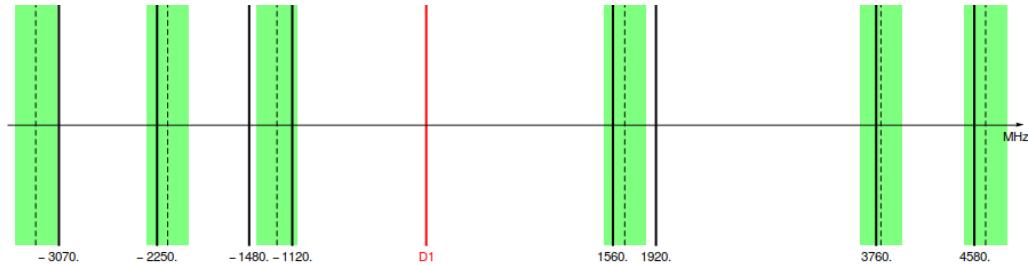


Abbildung 4.10.: Lage der D1-Linie (aufsteigende Flanke)

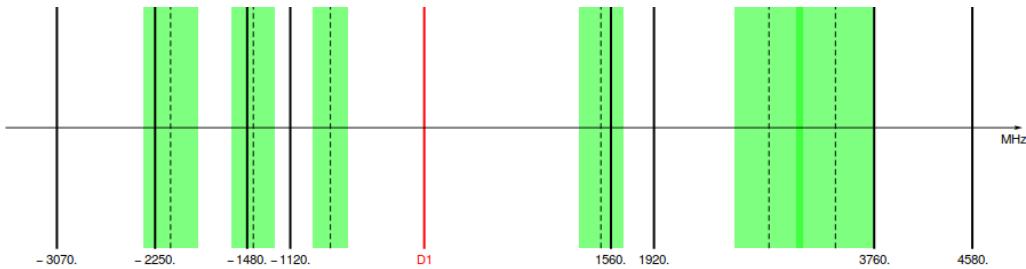


Abbildung 4.11.: Lage der D1-Linie (absteigende Flanke)

Die Werte für  $f$  in Tab. 4.1 zeigen bereits, dass unsere Messung an der aufsteigenden Flanke der Dreiecksspannung eher mit den Literaturwerten übereinstimmt als die Messung an der abfallenden Flanke. Tatsächlich zeigt sich in Tab. 4.2, dass die Werte der ersten Messung gut mit den Literaturwerten übereinstimmen. Es zeigt sich keine systematische Verschiebung in die eine oder andere Richtung.

Die Messung an der abfallenden Flanke liefert hier keine guten Ergebnisse (s. Tab. 4.3). Die Abstände der Peaks zueinander sind systematisch zu klein. Die Frequenzezeichnung hat für die abfallende Flanke voneinander abweichende Spannungsdifferenzen für die Etalon-Peaks ergeben, was ein Indiz für eine unzureichende Frequenzezeichnung ist. Der vergleichsweise niedrige Eichfaktor  $K$  führt nun dazu, dass die Frequenzabstände unterschätzt werden. Siehe dazu Kap. 4.2.1.

#### 4.2.3. Bestimmung der Intervallkonstante $A$

Gemäß Gl. 2.15 ist die Intervallkonstante mit zugehörigem Fehler in Frequenzeinheiten

$$A = \frac{\Delta f}{F + 1}$$

$$\sigma_A = \frac{1}{F + 1} \cdot \sigma_{\Delta f}$$

$\Delta f$  und  $\sigma_{\Delta f}$  geben hier den Frequenzunterschied der jeweiligen Peaks an und berechnen sich wie in Gl. 4.5 und 4.6.

Um beispielsweise die Differenz der Zustände  $^2P_{\frac{1}{2}}$  F=1 und F=2 zu ermitteln subtrahieren wir die Übergänge von  $^2S_{\frac{1}{2}}$  F=2 nach  $^2P_{\frac{1}{2}}$  F=1 und nach F=2.

Unsere Werte für die Intervallkonstante sind in Tab. 4.4 und 4.5 zu sehen. Die Literaturwerte entstammen der Versuchsanleitung [1].

Da wir die Übergänge von  $^{85}Rb$  - F=3 - 2 und F=3 - 3 nicht trennen können, ist eine Bestimmung der Intervallkonstante für  $^{85}Rb$  -  $^2P_{\frac{1}{2}}$  nicht möglich.

Die jeweiligen Mittelwerte unserer Ergebnisse sind in Tab. 4.6 zu sehen.

Die Messungen an der aufsteigenden Flanke der Dreiecksspannungen ( $A_{auf}$ ) stimmen mit den Literaturwerten überein. Für den Zustand  $^{87}Rb$  -  $^2P_{\frac{1}{2}}$  liegt der Literaturwert im  $2\sigma$ -Bereich unserer Messung.

Zustand	Peaks	A [MHz]	$A_{lit}$ [MHz]
$^{85}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	4 - 3	$969 \pm 58$	1011,9
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	5 - 1	$3531 \pm 91$	3417,3
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	6 - 2	$3418 \pm 90$	3417,3
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	2 - 1	$551 \pm 87$	409,1
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	6 - 5	$437 \pm 87$	409,1

Tabelle 4.4.: Intervallkonstante für Messung an aufsteigender Flanke

Zustand	Peaks	A [MHz]	$A_{lit}$ [MHz]
$^{85}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	4 - 3	$754 \pm 79$	1011,9
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	5 - 1	$2500 \pm 229$	3417,3
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	6 - 2	$2433 \pm 224$	3417,3
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	2 - 1	$345 \pm 73$	409,1
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	6 - 5	$278 \pm 70$	409,1

Tabelle 4.5.: Intervallkonstante für Messung an absteigender Flanke

Aus der Berechnung der Abstände zur D1-Linie im vorherigen Kapitel war zu erwarten, dass auch hier die Messungen an der abfallenden Flanke keine guten Ergebnisse liefern. Die Intervallkonstante ist hier systematisch zu klein, was an den zu niedrig angesetzten Frequenzabständen der Peaks zueinander liegt. Gründe hierfür wurden bereits diskutiert.

Zustand	$A_{auf}$ [MHz]	$A_{ab}$ [MHz]	$A_{lit}$ [MHz]
$^{85}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	$969 \pm 58$	$754 \pm 79$	1011,9
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	$3473 \pm 64$	$2465 \pm 160$	3417,3
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	$494 \pm 62$	$310 \pm 51$	409,1

Tabelle 4.6.: Berechnete Intervallkonstante der HFS für  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$ 

### 4.3. Doppelresonanz

Das Doppelresonanz- Verfahren ist eine Methode zur Bestimmung des Kernspins. Außerdem können wir aus den gemessenen Magnetfeldwerten die horizontal Komponente des Erdmagnetfeldes bestimmen. Die prinzipielle Methodik ist in den theoretischen Grundlagen 2.6 beschrieben.

Zur Umsetzung haben wir das linear polarisierte Licht des Lasers, welcher bei einer festen Temperatur von  $T=33.5^{\circ}\text{C}$  und Intensität betrieben wurde, zunächst mit Hilfe des  $\lambda/4$ - Plättchens zirkular polarisiert, wobei wir bei der Justierung darauf achten, dass das Licht wirklich zirkular polarisiert ist (Vgl. Abschnitt 3.1.4). Der Hochfrequenzgenerator wurde mit einer Frequenz von etwa 500 kHz betrieben. An Spule 2 schlossen wir ein sinusförmig moduliertes Magnetfeld der Frequenz  $\nu_2 \approx 50$  Hz an. Das vertikale Magnetfeld wurde durch einen Strom von 73 bzw. 72 mA kompensiert, bei welcher wie in den theoretischen Grundlagen (Abschnitt:2.6 ) erläutert, vorgenommen. Mit Hilfe von Spule 1 (Sp 1) erzeugten wir ein konstantes B- Feld, dessen Wert wir variierten, bis die Absorptionspeak äquidistant lagen. Wir führten diese Messung für beide Isotope durch, wobei wir auf Grund des horizontalen Magnetfeldes jeweils einmal den Strom durch Spule 1 umpolen. Die Messwerte sind in Tabelle 4.7 dargestellt. Abbildung 4.12 zeigt die aufgenommenen Absorptionskurven.

Isotop	Diodenstrom [mA]	vert. B-Feld [mA]	hor. B-Feld [mA]	Hochfrequenz [kHz]
$^{85}\text{Rb}$	$66.3 \pm 0.1$	$73 \pm 3$	$122 \pm 2$	$494 \pm 1$
Sp 1 umgepolt	$66.3 \pm 0.1$	$73 \pm 3$	$144 \pm 2$	$494 \pm 1$
$^{87}\text{Rb}$	$66.7 \pm 0.1$	$72 \pm 3$	$76 \pm 2$	$491 \pm 1$
Sp 1 umgepolt	$66.7 \pm 0.1$	$72 \pm 3$	$98 \pm 2$	$491 \pm 1$

Tabelle 4.7.: Messwerte der Doppelresonanz-Methode

Das Magnetfeld, das wir an Spule 1 einstellen, ist also immer überlagert von dem horizontalen Erdmagnetfeld. Somit gilt:

$$\begin{aligned} B &= B_{Spule1}(I_1) + B_{Erde,hor} \\ B &= B_{Spule1}(I_2) - B_{Erde,hor} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Durch Addition der beiden Gleichungen erhält man das tatsächliche Magnetfeld

$$B = \frac{B_{Spule1}(I_1) + B_{Spule1}(I_2)}{2} = \frac{a \cdot (I_1 + I_2)}{2} \quad (4.9)$$

$$\sigma_B = \sqrt{\left(\frac{I_1 + I_2}{2} \cdot \sigma_a\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{a}{2} \cdot \sigma_I\right)^2} \quad (4.10)$$

, wobei eingesetzt wurde, dass  $\sigma_{I_1} = \sigma_{I_2} = \sigma_I$ . Dabei bezeichnet  $a = (7.99 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$  T/A, einen Spulen-abhängigen Faktor, der in [1] angegeben ist. (Vgl. Kapitel Aufbau, Abschnitt 3.1.2). Mit Hilfe der Formel 2.24 aus den theoretischen Grundlagen, ist es uns möglich, den Kernspin I zu berechnen.

$$I = \frac{\mu_B \cdot B}{h\nu} - \frac{1}{2} \quad (4.11)$$

$$\sigma_I = \sqrt{\left(\frac{\mu_B}{h\nu}\right)^2 \sigma_B^2 + \left(\frac{\mu_B \cdot B}{h\nu^2}\right)^2 \sigma_\nu^2} \quad (4.12)$$

Es ergibt sich somit

Isotop	Kernspin	Literaturwert [2]	Abweichung vom Literaturwert
<sup>85</sup> Rb	$2.51 \pm 0.03$	2.5	$< 1\sigma$
<sup>87</sup> Rb	$1.48 \pm 0.03$	1.5	$< 1\sigma$

Unsere gemessenen Kernspins stimmen also innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert [2] überein, sodass wir diesen bestätigen können.

Des Weiteren wollen wir die horizontal Komponente des Erdmagnetfeldes bestimmen. Aus den Gleichungen 4.8 folgt direkt analog

$$B_{Erde,hor} = \frac{B_{Spule1}(I_1) - B_{Spule1}(I_2)}{2} = \frac{a \cdot (I_1 - I_2)}{2} \quad (4.13)$$

$$\sigma_{B_{Erde,hor}} = \sqrt{\left(\frac{I_1 - I_2}{2} \cdot \sigma_a\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{a}{2} \cdot \sigma_I\right)^2} \quad (4.14)$$

, was uns erneut mit dem spezifischen Spulenwertes  $a = (7.99 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$  T/A, eine Stärke der horizontal Komponente des Erdmagnetfeldes von

Isotop	hor. Erdmagnetfeld [ $\mu$ T]	Literaturwert [1] [ $\mu$ T]	Abweichung vom Literaturwert
<sup>85</sup> Rb	$8.8 \pm 1.1$	20.9	$> 5\sigma$
<sup>87</sup> Rb	$8.8 \pm 1.1$	20.9	$> 5\sigma$

liefert. Wir erhalten also eine große Abweichung vom Literaturwert. Den Hauptgrund für die große Abweichung stellen wohl die Vielzahl der elektronischen Geräte dar,

durch welche relativ starke Störfelder erzeugt werden. Die Tatsache, dass beide Isotop-Messungen ein identisches B Feld suggerieren, sowie die zuvor gut gelungene Bestimmung der Kernspinquantenzahl unterstützt die These der Störmagnetfelder durch die restlichen elektronischen Geräte.

Die Stärke der vertikal Komponente ist auf Grund des eingestellten Spulenstroms der Spule 4 ebenfalls bestimmbar. Der spezifische Faktor dieser Spule beträgt  $a' = (4.76 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$  T/A.

$$B_{Erde,vert} = a' \cdot I_{Spule4} \quad (4.15)$$

$$\sigma_{B_{Erde,vert}} = \sqrt{I_{Spule4}^2 \cdot \sigma_{a'}^2 + a'^2 \cdot \sigma_{I_{Spule4}}^2} \quad (4.16)$$

Wir erhalten damit die Werte in Tabelle 4.8.

Isotop	vert. Erdmagnetfeld [μT]	Literaturwert [1] [μT]	Abweichung vom Literaturwert
<sup>85</sup> Rb	$34.7 \pm 1.4$	42.9	$> 5\sigma$
<sup>87</sup> Rb	$34.3 \pm 1.4$	42.9	$> 5\sigma$

Tabelle 4.8.: Ergebnisse der Bestimmung der vertikalen Komponente des Erdmagnetfeldes

Wir sind wiederum in einer guten Größenordnung, wobei wir die Abweichung erneut auf Störfelder der Elektronik zurück führen.

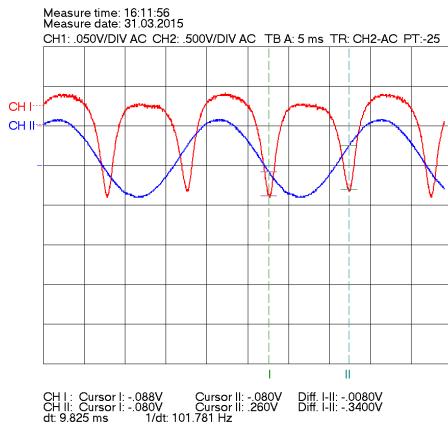
Zum Schluss dieses Abschnittes wollen wir noch kurz auf die Probleme bei der Durchführung eingehen. Es gab jeweils zu jedem Isotop, bei jeder Magnetfeldpolung von Spule 1, 3 erkennbare Bereiche, in welchen Absorptionspeaks sichtbar wurden. Die Peaks im Bereich von 0 mA Strom an Spule 1 und ausschließlich der Sinusmodulation des Magnetfeldes an Spule 2 konnten wir durch Ausschalten des Hochfrequenz-Generators als fälschlicherweise detektierte „Dehmelt-Signale“ identifizieren. Auf Grund des Umpolens des Magnetfeldes durch die Sinusmodulation ändern sich die Quantenzahlen der Atome und es kann erneut gepumpt werden; ein Absorptionspeak wird ohne Anlegen einer Hochfrequenz sichtbar.

Die Peaks im Bereich von 100 mA verschwanden erwartungsgemäß durch das Ausschalten der Hochfrequenz und konnten von uns den erwarteten Resonanzabsorbtionen zugeordnet werden.

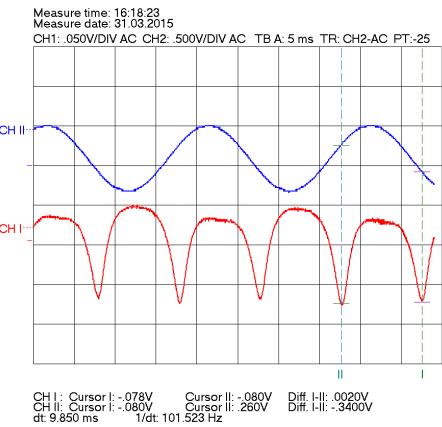
Als größtes Problem stellten sich die Peaks im Bereich von etwa 250 mA heraus (Abbildung 4.13). Diese verschwanden ebenfalls beim Ausschalten der Hochfrequenz. Wir überprüften, ob wir bereits mit dieser Magnetfeldstärke außerhalb des Bereiches schwacher Magnetfelder liegen und uns somit im Paschen-Pack-Effekt- Bereich befinden. Dies könnte bedeuten, dass wir durch die Hochfrequenz eine stimulierte Emission in einen anderen Zustand realisieren.

$$g_J \mu_B B_0 \approx 2.3 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \ll A \approx 10^{-6} \text{ eV} \quad (4.17)$$

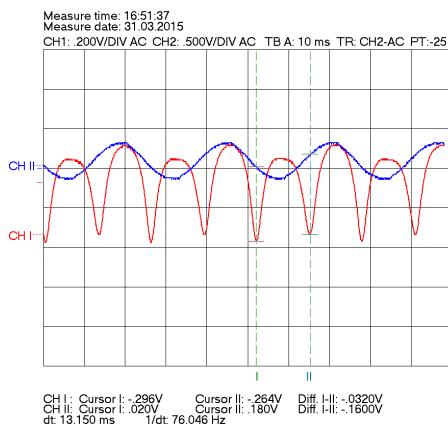
Damit könnte es sein, dass wir uns in der Nähe des Übergangsbereichs zum Paschen-Back- Effekt befinden. Stimulierte Emissionen mit Änderungen von  $\Delta m_F \geq 2$  können ausgeschlossen werden, da bei konstant gehaltener Hochfrequenz ein größeres Magnetfeld gemäß Gleichung 2.24 größere Abstände der einzelnen Niveaus verursachen würde und somit diese Übergänge ausgeschlossen sind. Auffallend war, dass diese Peaks eine wohl geringe Intensität und Breite als die „richtigen“ haben, was allerdings stark mit der Fönzeit korreliert ist.



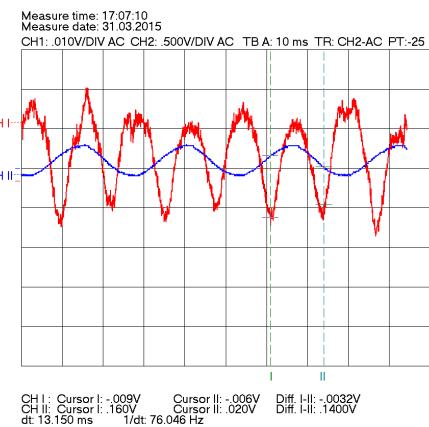
4.12.1 Doppelresonanz: Isotop  $^{85}\text{Rb}$ , -Pol an ungestrichenem Spulenanschluss



4.12.2 Doppelresonanz: Isotop  $^{85}\text{Rb}$ , -Pol an gestrichenem Spulenanschluss



4.12.3 Doppelresonanz: Isotop  $^{87}\text{Rb}$ , -Pol an ungestrichenem Spulenanschluss



4.12.4 Doppelresonanz: Isotop  $^{87}\text{Rb}$ , -Pol an gestrichenem Spulenanschluss

Abbildung 4.12.: Messwerte zur Doppelresonanz der jeweiligen Isotope und Magnetfeldpolungen

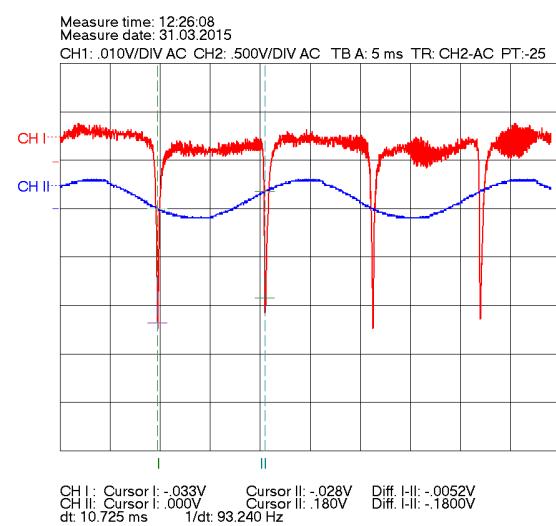


Abbildung 4.13.: Messung der Doppelresonanz: Peaks im Bereich 250 mA

#### 4.4. Relaxationszeit nach Dehmelt

Wir bestimmen nun die Relaxationszeit der Rubidiumatome nach der Methode von Dehmelt. Durch eine Magnetfeldumkehr, umgesetzt durch eine Rechteckspannung-Modulation der Spulen, kann das Ensemble erneut gepumpt werden. Durch die Möglichkeit des Pumpens ist ein starker Einbruch der Intensität des transmittierten Laserstrahls erkennbar.

Wie bereits in den theoretischen Grundlagen erläutert, lässt sich der Intensitätsverlauf während des Pumpvorgangs beschreiben als

$$I(t) = I_{max} - \Delta I \exp\left[\frac{-t}{\tau}\right] \quad (4.18)$$

wobei die Orientierungszeit  $\tau$  mit der Relaxationszeit über

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} = \alpha I + \frac{1}{T_R} \quad (4.19)$$

zusammenhängt. Wir bestimmen also aus den Intensitätsverläufen die Orientierungszeit und extrapoliieren für verschwindende Intensitäten und erhalten somit das Inverse der Relaxationszeit.

Um verschiedene Intensitäten zu realisieren, verwenden wir Neutralfilter. Der Abschwächungsgrad der Neutralfilter wurde jeweils von uns separat bestimmt. Dazu stellten wir den Laser vor jedem Filter jeweils auf eine feste Intensität von  $I_{ohne} = 11.06$  V mit Hilfe eines Multimeters ein und bestimmten anschließend die Intensität  $I_{mit}$ , die nach dem Einbau des Neutralfilters noch vorhanden war. Die Einstellung der festen Intensität war nötig, da wir auf Grund von Temperaturänderung einen Drift in der Laserintensität bemerkten. Analog hätten wir auch jeweils neu die Ausgangsintensität ohne Filter bestimmen können. Den Fehler auf die Spannungsmessung schätzten wir als 0.02 V ab. Die Messwerte der Neutralfilter sind in Tabelle 4.9 zu finden, wobei der Abschwächungsgrad D definiert ist, als

$$D = -\log\left[\frac{I_{mit}}{I_{ohne}}\right] \quad (4.20)$$

$$\sigma_D = \sigma_I \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{I_{mit}}\right)^2 + \left(\frac{1}{I_{ohne}}\right)^2} \quad (4.21)$$

Nach der Vermessung der Neutralfilter justierten wir erneut das  $\lambda/4$ -Plättchen und setzen die Rb-Zelle in die Halterung. Das vertikale Magnetfeld wurde durch einen Strom durch Spule 4 in Höhe von 73 mA kompensiert. Über einen Pulsgenerator modulierten wir Spule 2 mit einem Rechteckpuls der Periode  $T \approx 1.1$  ms für die ersten zwei Messungen (also ohne und mit schwächstem Neutralfilter) und einer Periode von ca.  $T \approx 10$  ms für die restlichen Messungen des Absorptionspeaks für  $^{85}\text{Rb}$ . Für die

Neutralfilter	$I_{mit}$ [V]	Abschwächungskoeffizient D
T	8.73	$0.103 \pm 0.003$
1	8.12	$0.134 \pm 0.003$
-0.37	6.97	$0.201 \pm 0.003$
D0,6	5.56	$0.299 \pm 0.004$
D0,3	4.22	$0.418 \pm 0.005$
D1,0	1.59	$0.842 \pm 0.013$
1.6	1.22	$0.957 \pm 0.016$
D2,3	0.41	$1.43 \pm 0.05$

Tabelle 4.9.: Tabelle der Neutralfilter Dämpfungsfaktoren

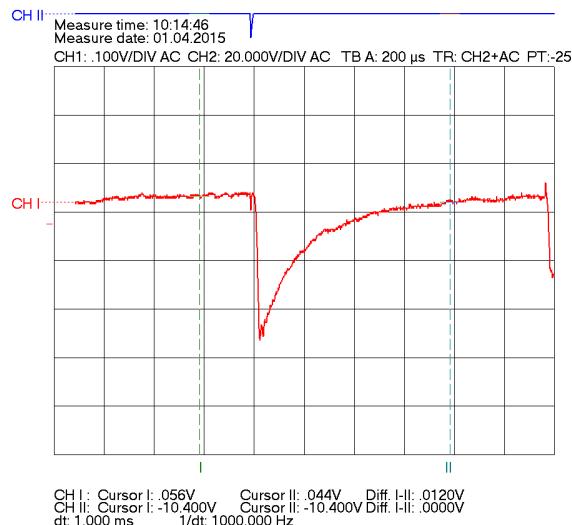


Abbildung 4.14.: Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt: ohne Neutralfilter

Messungen von  $^{87}\text{Rb}$  änderten wir erst ab der 8. Messung die Periode des Rechtecksignals. Beispielsweise ist ein Intensitätsverlauf des Signals in Abbildung 4.14 zu sehen.

Für jeden Neutralfilter werden diese Intensitätsverläufe von uns durch eine Funktion gemäß Gleichung 4.18 gefittet. Als Fehler auf die Spannung verwenden wir 3% des Skalenwerts. Der Fehler auf die Zeit wird von uns auf  $10 \mu\text{s}$  festgelegt. Dabei fügten wir zusätzlich einen Parameter in der Exponentialfunktion als x-Offset hinzu, damit man besser die einzelnen Fit-Werte mit der Graphik vergleichen kann. Beispielsweise ist ein Fit an die Kurve in Abbildung 4.15 zu sehen.

Es fiel auf, dass der Fit-Parameter der Orientierungszeit stark von dem Fit-Bereich der Funktion abhängig war. Dies ist eigentlich ein Zeichen, dass die gewählte Exponentialfunktion die Daten nicht hinreichend gut beschreibt. Da uns keine Korrekturfunktionen bekannt sind, beschlossen wir, nicht den Fehler des Fit- Wertes zu nehmen, son-

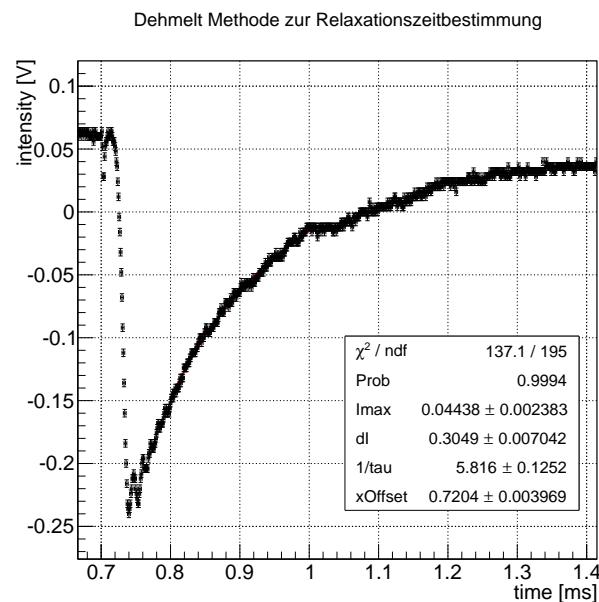


Abbildung 4.15.: Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt: ohne Neutralfilter- Fit

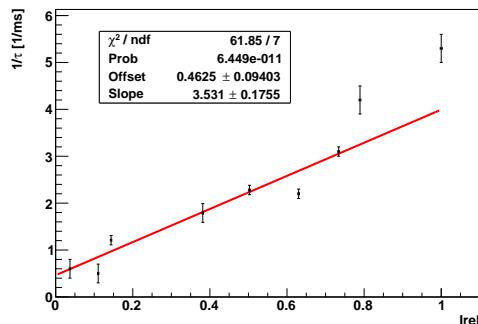
dern jeweils die Intensitätsverläufe in einem ähnlichen Bereich zu fitten, sowie einem größeren und einem kleineren Bereich, um so eine bessere Abschätzungsmöglichkeit für den Fehler auf  $1/\tau$  zu haben. Diese Fits sind im Anhang C.1 zu finden. Tabelle 4.10 zeigt die Werte der Orientierungszeit, die wir der jeweiligen relativen Intensität  $I_{rel} = \frac{I_{mit}}{I_{ohne}}$  zuordnen.

Neutralfilter [V]	$1/\tau_{85}Rb$ in [1/ms]	$1/\tau_{87}Rb$ in [1/ms]
ohne Filter	$5.3 \pm 0.3$	$10 \pm 2$
T	$4.2 \pm 0.3$	$6.8 \pm 1.0$
1	$3.1 \pm 0.1$	$5.0 \pm 1.0$
-0.37	$2.2 \pm 0.1$	$3.0 \pm 0.2$
D0,6	$2.3 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.5$
D0,3	$1.8 \pm 0.2$	$4.3 \pm 0.4$
D1,0	$1.2 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.2$
1.6	$0.5 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.1$
D2,3	$0.6 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.1$

Tabelle 4.10.: Tabelle der bestimmten Orientierungszeiten für Absorptionspeak das jeweilige Rubidiumisotop

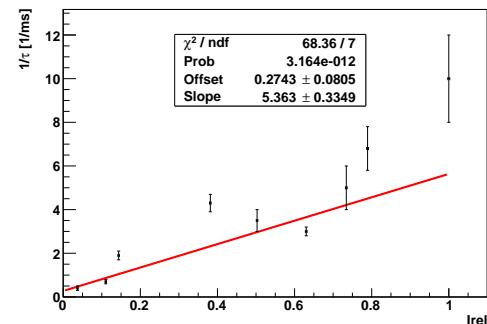
Trägt man nun die relativen Intensitäten gegen die reziproke Orientierungszeit auf, erwarten wir einen linearen Zusammenhang (siehe: Gleichung 4.19).

Extrapolation der Relaxationszeit



4.16.1 Extrapolation der Orientierungszeit  $^{85}\text{Rb}$

Extrapolation der Relaxationszeit



4.16.2 Extrapolation der Orientierungszeit  $^{87}\text{Rb}$

Zunächst dachten wir, dass unter Umständen das Variieren der Frequenz des Rechteckpulses für den Sprung zwischen den beiden schwächsten Neutralfiltern in (a) verantwortlich ist, allerdings zeigte sich in der Messreihe des zweiten Absorptionspeak (b), bei welcher der Rechteckpuls erst später variiert wurde, dieselbe Systematik. Ein möglicher Grund für dieses Verhalten wäre eine falsche Bestimmung der Abschwächungskoeffizienten der Neutralfilter. Ein anderer Grund der starken Abweichungen könnte der Fön sein, der jeweils unterschiedlich lang an war. Somit haben wir in den einzelnen Messungen unterschiedliche Temperaturen, woraus auch unterschiedlich lange Relaxationszeiten resultieren.

Da man in der Regel erwartet, dass 68% der Messwerte innerhalb einer Standardabweichung mit dem theoretischen Wert übereinstimmen, scheinen unsere Fehler leicht unterschätzt. Auf Grund der möglichen systematischen Fehlern durch die falsche Bestimmung der Dämpfungsfaktoren, sowie der Ungenauigkeiten in der theoretischen

Beschreibung, verzichten wir hier auf eine Reskalierung der Fehler. Wir erhalten als y- Achsenabschnitt, also der reziproken Relaxationszeit

$$\frac{1}{T_R} = (0.46 \pm 0.09) \frac{1}{ms} \quad (4.22)$$

für das Isotop  $^{85}\text{Rb}$  und

$$\frac{1}{T_R} = (0.27 \pm 0.08) \frac{1}{ms} \quad (4.23)$$

für das Isotop  $^{87}\text{Rb}$ . Die beiden Werte stimmen somit innerhalb von 2 Standardabweichungen überein und sind somit erwartungsgemäß verträglich. Für die Relaxationszeit nach Dehmelt ergibt sich somit:

$$T_R = (2.2 \pm 0.4) ms \quad (4.24)$$

$$T_R = (3.7 \pm 1.1) ms \quad (4.25)$$

,wobei wir hier das gewichtete Mittel auf Grund der Verträglichkeit der beiden Relaxationszeiten der Isotope bilden können:

$$T_R = (2.4 \pm 0.4) ms \quad (4.26)$$

Berechnet man die Relaxationszeit des Gases theoretisch ergibt sich ein Wert von 6.5 ms [2]. Die deutliche Abweichung zu diesem Wert lässt sich durch die schwierige Wahl des Fitbereichs, durch den es wohl durchaus möglich gewesen wäre, auch ganz andere Werte für die Orientierungszeit zu erhalten, erklären. Eine weitere Problematik stellt wie bereits oben erwähnt der Fön dar, durch welchen die Temperatur in der Zelle sich stark ändern kann. Dennoch liegen wir in derselben Größenordnung. Das Ergebnis würde sich wohl deutlich verbessern, falls man in der Lage wäre viele Aufnahmen bei noch kleineren relativen Intensitäten zu machen, in diesen Bereichen ist das Signal jedoch nur noch sehr schwach und stark verrauscht.

## 4.5. Relaxationszeit nach Franzen

Eine direkte Methode zur Bestimmung der Relaxationszeit stellt die Methode nach Franzen dar. Hierbei wird durch eine Dunkelzeit der Pumpvorgang gestoppt, sodass das System relaxieren kann. Ausführlich beschrieben ist der Vorgang in den theoretischen Grundlagen.

Zur Durchführung bauten wir eine Chopper-Scheibe in den Strahlengang. Die Drehfrequenz der Chopper-Scheibe konnte über die Variation der Spannung am Motor verändert werden. Dadurch realisieren wir unterschiedliche Dunkelzeiten im Bereich von  $\approx 1 - 18$  ms. Langsamere Drehfrequenzen sind nicht möglich, da sonst der Laserstrahl in guter Näherung nicht mehr direkt abgedunkelt oder aufgedeckt wird. Schnellere Drehzahlen sind durch den Motor limitiert. Ohne die Effekt der Relaxationsprozesse würde man eine Rechteckspannung am Oszilloskop registrieren. Wir führen

diese Methode bei einer Temperatur von  $T = 33.4^\circ\text{C}$  am Peltier-Element durch. Wir nahmen diese Messung erneut für beide Isotope getrennt auf, obwohl man erwarten würde, dass die Relaxationszeiten gleich sind. An Spule 4 schlossen wir einen Strom von 0.072 A an, um das vertikale B-Feld zu kompensieren. Eine Messaufnahme ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

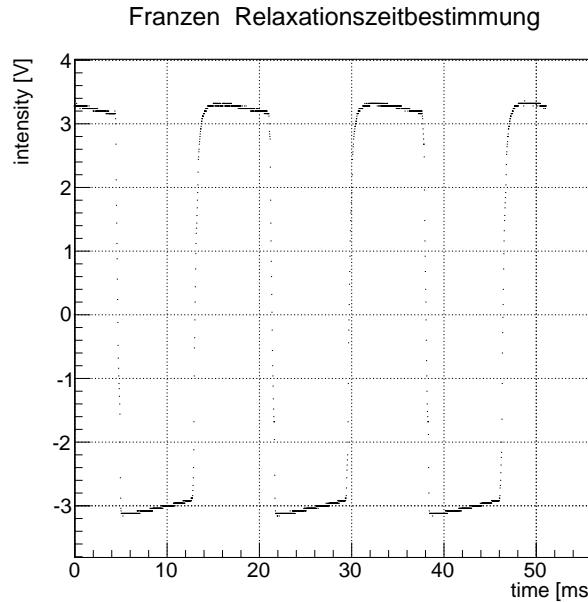


Abbildung 4.16.: Messung der Relaxationszeit nach Franzen

Wir bestimmten die Dunkelzeit anhand der Zeitdifferenz zwischen dem Abdunkeln und Aufdecken des Laserstrahls. Den Fehler auf diese Zeitdifferenz schätzten wir auf  $\sigma_t = 0.1 \text{ ms}$ , da durch Auflösungseffekte wie Beugung kein perfekter rechteckiger Vorgang realisiert wird. Nun wäre es möglich gewesen durch einen exponentiellen Fit die maximale Intensität  $I_{max}$  sowie die Intensität beim Einsetzen der Exponentialfunktion  $I_{ein}$  zu bestimmen. Da man bei dieser Vorgehensweise durch das Setzen des Fit-Bereichs schon Annahmen über die Lage von  $I_{ein}$  macht, erschien es uns sinnvoller diese Grenzen direkt aus den Messungen abzulesen. Die so bestimmten Werte können in Tabelle 4.11 eingesehen werden. Den Fehler schätzen wir hierbei auf  $\sigma_{I_{ein}} = 0.2 \text{ V}$  und  $\sigma_{I_{max}} = 0.1 \text{ V}$ .

Plottet man die relative Intensität  $I_{rel} = \frac{I_{ein}}{I_{max}}$  mit Fehler  $\sigma_{I_{rel}} = I_{rel} \sqrt{\frac{\sigma_{I_{ein}}^2}{I_{ein}^2} + \frac{\sigma_{I_{max}}^2}{I_{max}^2}}$  gegenüber der zugehörigen Zeitdifferenz, erwarten wir eine exponentiell abfallende Verteilung mit der Relaxationszeit als mittlere Lebensdauer. Da die Relaxationszeit von der Geometrie des Gefäßes, der Temperatur und den Inhaltsstoffen abhängt, erwarten wir, wie bereits erwähnt, keinen Unterschied zwischen  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . In Abbildung 4.17 sind die Messungen beider Proben in einem gemeinsamen Schaubild dargestellt

Isotop	$I_{max}$ [V]	$I_{ein}$ [V]	t [ms]
$^{85}\text{Rb}$	3.2	0.5	8
$^{85}\text{Rb}$	3.2	0.8	6.6
$^{85}\text{Rb}$	3.2	1.0	4.2
$^{85}\text{Rb}$	3.2	1.6	3.1
$^{85}\text{Rb}$	3.2	1.8	2.5
$^{85}\text{Rb}$	3.0	0.2	16.4
$^{85}\text{Rb}$	3.4	0.83	7.9
$^{85}\text{Rb}$	3.4	1.7	5
$^{87}\text{Rb}$	3.4	1.3	2.75
$^{87}\text{Rb}$	3.4	2.0	1.66
$^{87}\text{Rb}$	3.5	2.0	0.93
$^{87}\text{Rb}$	3.0	1.2	5.5
$^{87}\text{Rb}$	2.9	0.2	14.5
$^{87}\text{Rb}$	3.2	1.3	7.05
$^{87}\text{Rb}$	2.9	1.4	4.3
$^{87}\text{Rb}$	2.7	1.2	2
$^{87}\text{Rb}$	3.4	2.0	1.1

Tabelle 4.11.: Tabelle der Messwerte der Franzenmethode:  $I_{max}$ ,  $I_{ein}$  und der Zeitdifferenz für das jeweilige Rubidiumisotop

und gefittet. Die für den Fit verwendete Funktion (s. theoretische Grundlagen) ist

$$f(x) = a + \Delta I \exp \left[ -\frac{t}{\tau} \right] \quad (4.27)$$

Auf Grund des relativ hohen  $\chi^2/ndf$ -Wertes haben wir die Fehler auf die einzelnen Messpunkte, die als gaussförmig verteilt angenommen werden, mit Hilfe des Faktors  $k = \sqrt{\chi/ndf}$  skaliert. Beschrieben ist diese Vorgehensweise in [6]. Dadurch erhalten wir einen realistischeren Fehler auf die Fit-Parameter. Der Fit mit den reskalierten Werten ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

Die extrapolierte Relaxationszeit  $\tau$  beträgt

$$\tau = (12 \pm 8) \text{ ms.} \quad (4.28)$$

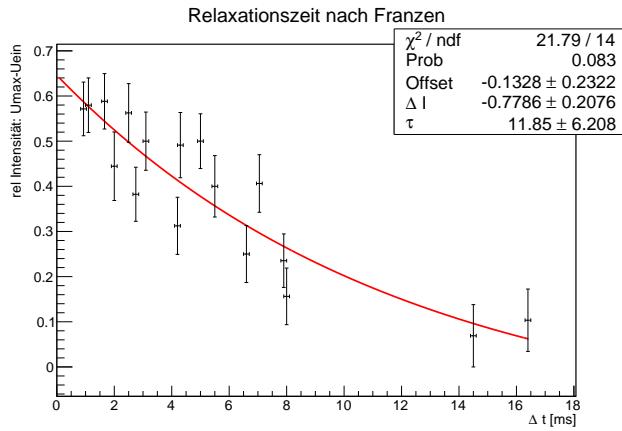


Abbildung 4.17.: Messung der Relaxationszeit nach Franzen

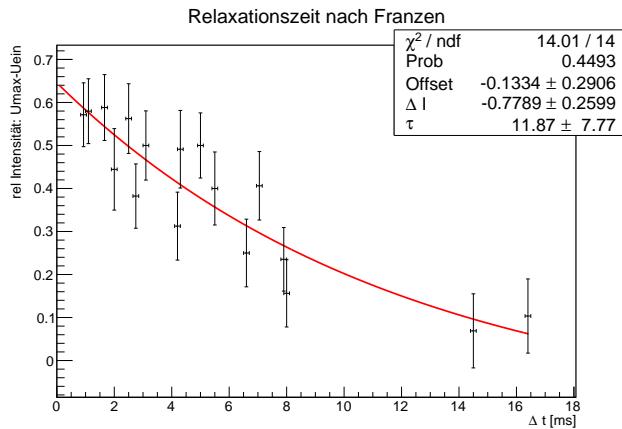


Abbildung 4.18.: Messung der Relaxationszeit nach Franzen für beide Isotope

Auf Grund des großen Fehlers untersuchen wir, wie sich die Relaxationszeit für das jeweilige Isotop verhält. Abbildung 4.19 zeigt die Messungen für  $^{85}\text{Rb}$  (a), sowie die Ergebnisse mit Reskalierten Fehlern (b). Abbildung 4.20 zeigt die Messergebnisse für  $^{87}\text{Rb}$ . Wir erhalten für die Relaxationszeit aus den Messungen von  $^{85}\text{Rb}$

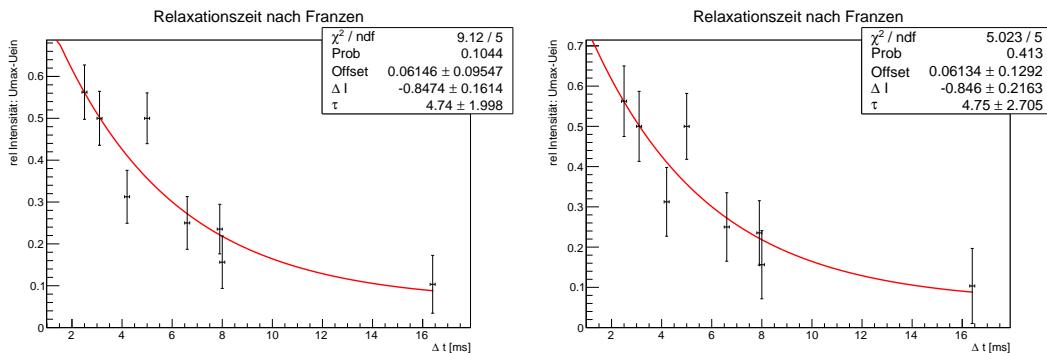
$$\tau = (4.8 \pm 2.7) \text{ ms} \quad (4.29)$$

und für die Relaxationszeit aus den Messungen von  $^{87}\text{Rb}$

$$\tau = (5.5 \pm 0.9) \cdot 10^4 \text{ ms} \quad (4.30)$$

Die Relaxationszeit der Messwerte zu  $^{85}\text{Rb}$  ist damit innerhalb von 1 Standardabweichung verträglich mit dem Literaturwert aus [1] sowie der Relaxationszeit aus der

Dehmelt- Methode. Der große Fehler resultiert aus dem nur sehr schwer bestimmmbaren Einsetzpunkt des exponentiellen Verlaufs. Bei den Messungen für  $^{87}\text{Rb}$  scheint es uns nicht gelungen sein, korrekt die einsetzenden Spannungspunkte abzulesen. Eine andere Ursache liegt darin, dass für  $^{87}\text{Rb}$  die Signale deutlich schwächer waren, sodass wir häufig äußere Parameter verändern mussten, beispielsweise justierten wir den Diodenstrom ständig nach und hatten unterschiedliche, sehr lange Fönzeiten. Auf Grund der langen Fönzeiten ist es möglich, dass die Temperaturen der Einzelmessungen stark voneinander abweichen, sodass wir unterschiedliche Relaxationszeiten erwarten.



4.19.1 Messwerte mit von uns abgeschätzten Fehlern

4.19.2 mit Reskalierung nach [6]

Abbildung 4.19.: Relaxationszeit-Bestimmung nach Franzen:  $^{85}\text{Rb}$

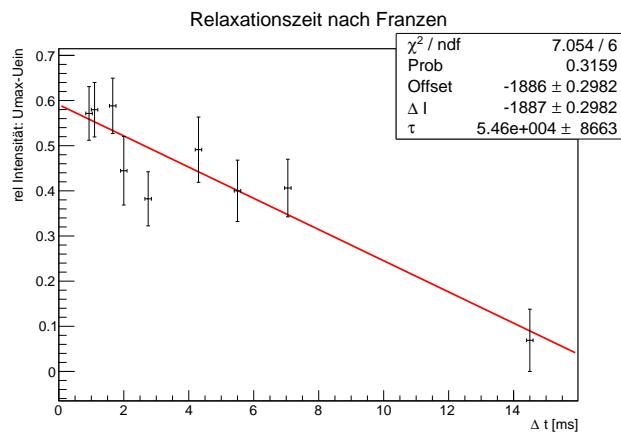


Abbildung 4.20.: Messung der Relaxationszeit nach Franzen für  $^{87}\text{Rb}$

## 4.6. Spinpräzession

Es gehörte zu unseren Aufgaben die Spinpräzession der Atome im Erdmagnetfeld zu bestimmen und daraus die Stärke der Vertikalkomponente des Erdfeldes abzuschätzen. Leider war dies auf Grund technischer Störungen während des Versuchs nicht möglich. In Abb. 4.21 ist das Signal der Photodiode bei abgeschaltetem Laser zu sehen. Die Amplitude des Signals beträgt bis zu 10 mV und liegt damit in der Größenordnung, in der wir eine Oszillation der Laserintensität auf Grund der Spinpräzession erwartet hätten. Bei den anderen Messungen hat uns dieses Signal wegen der dort vergleichsweise ge-

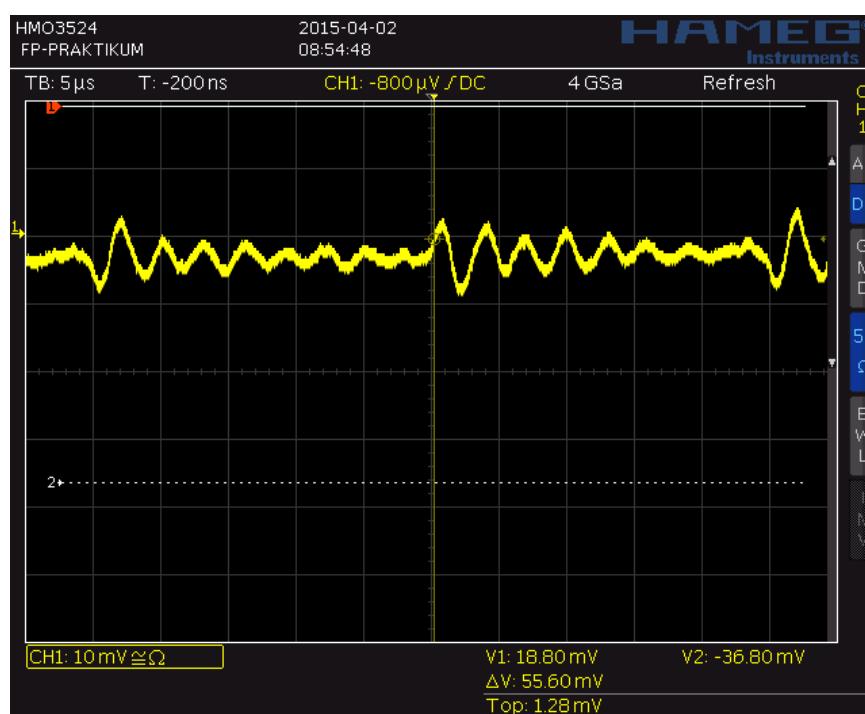


Abbildung 4.21.: Störsignal an der Photodiode bei abgeschaltetem Laser

ringen Amplitude nicht gestört. Um den Fehler zu finden haben wir die verschiedenen Bauteile unseres Versuchs einzeln am Oszilloskop betrachtet. Das Signal trat nach dem Vorverstärker der Photodiode auf. Wir haben das Störsignal selbst dann auf dem Oszilloskopschirm gesehen, wenn kein Bauteil am Eingang des Vorverstärkers angeschlossen war. Die Photodiode ohne Vorverstärker zeigt dieses Signal nicht. Wir sind uns daher sicher, dass der Vorverstärker das fehlerhafte Bauteil ist. Leider war ein Austausch während unserer Versuchszeit nicht möglich.

## 5. Zusammenfassung

Die Vermessung der Hyperfeinstruktur der beiden Isotope  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$  zeigte erwartungsgemäß sechs der acht möglichen Übergänge vom  $^2S_{\frac{1}{2}}$  in den  $^2P_{\frac{1}{2}}$ . Je zwei Übergänge konnten wegen der zu geringen Auflösung des Versuchsaufbaus nicht von einander getrennt werden und erscheinen daher als eine Linie.

Zur Messung wurde eine Dreiecksspannung an die Laserdiode angelegt, die Auswertung wurde für beide Flanken getrennt vorgenommen. Die Ergebnisse der Berechnung der Intervallkonstante sind in Tab. 5.1 aufgelistet. Die Messung an der aufsteigenden

Zustand	$A_{auf}$ [MHz]	$A_{ab}$ [MHz]	$A_{lit}$ [MHz]
$^{85}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	$969 \pm 58$	$754 \pm 79$	1011,9
$^{87}Rb - ^2S_{\frac{1}{2}}$	$3473 \pm 64$	$2465 \pm 160$	3417,3
$^{87}Rb - ^2P_{\frac{1}{2}}$	$494 \pm 62$	$310 \pm 51$	409,1

Tabelle 5.1.: Berechnete Intervallkonstante der HFS für  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$

Flanke liefert gute Ergebnisse. Die systematische Abweichung hin zu zu niedrigen Frequenzabständen der Peaks an der abfallenden Flanke wurde in Kap. 4.2.1 diskutiert.

Die Messungen zur Doppelresonanz bestätigten die Literaturwerte des Kernspins.

Isotop	Kernspin	Literaturwert [2]	Abweichung vom Literaturwert
$^{85}Rb$	$2.51 \pm 0.03$	2.5	$< 1\sigma$
$^{87}Rb$	$1.48 \pm 0.03$	1.5	$< 1\sigma$

Die Werte für die horizontale & vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes konnten wir nicht bestätigen, jedoch führen wir dies auf die Störfelder durch die restliche Elektronik im Raum zurück.

Die Relaxationszeit-Bestimmung nach Dehmelt liegt zumindest in einer ähnlichen Größenordnung zum Literaturwert. Für die Messung der Relaxationszeit im Sinne der Franzen-Methode ergaben sich lediglich für die Absorptionspeaks von  $^{85}Rb$  sinnvolle Werte, die in einer Standardabweichung mit dem Literaturwert übereinstimmen, wobei die beiden Werte nur bedingt mit einander vergleichbar sind [1].

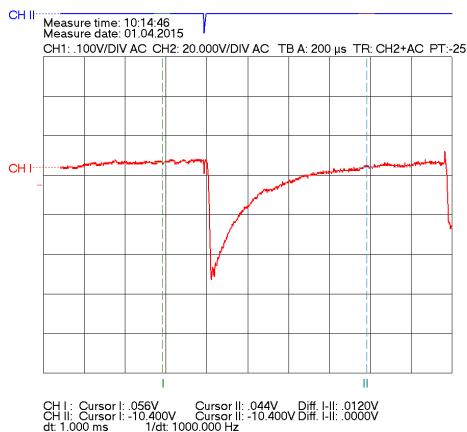
Dehmelt-Methode	Franzen-Methode	Literaturwert [1]
(2.4±0.4)ms	(4.8 ±2.7)ms	6.5 ms

Tabelle 5.2.: Relaxationszeiten nach Dehmelt und Franzen

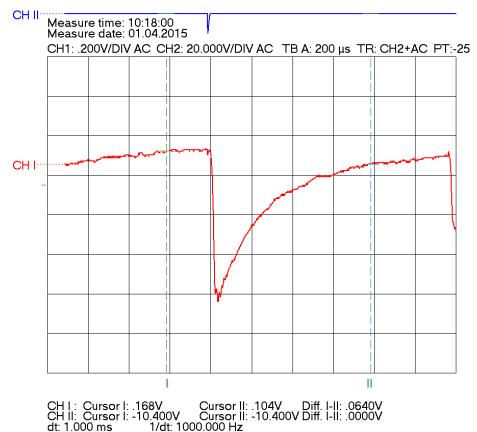
Eine Beobachtung der Spinpräzession im äußeren Magnetfeld schlug auf Grund von technischen Schwierigkeiten fehl. Als Ursache hierfür nennen wir den Vorverstärker der Photodiode und verweisen auf Kap. 4.6.

## A. Messungen der Dehmelt Methode

### A.0.1. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$



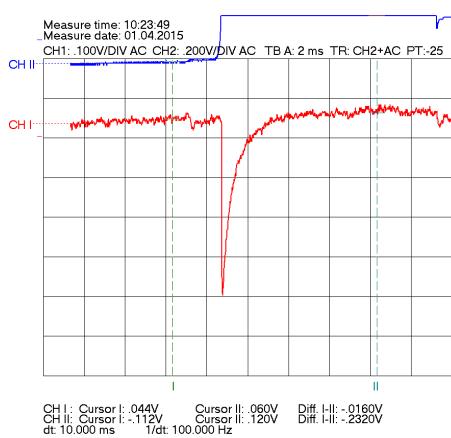
A.1.1 Dehmelt, 1. Messung



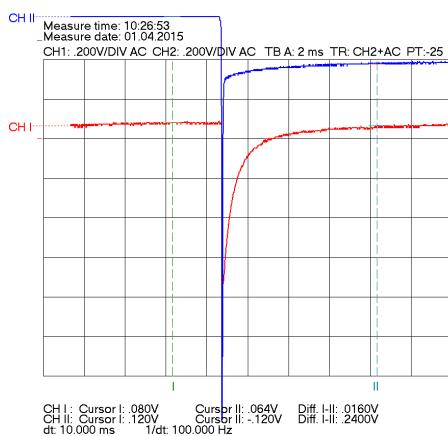
A.1.2 Dehmelt, 2. Messung



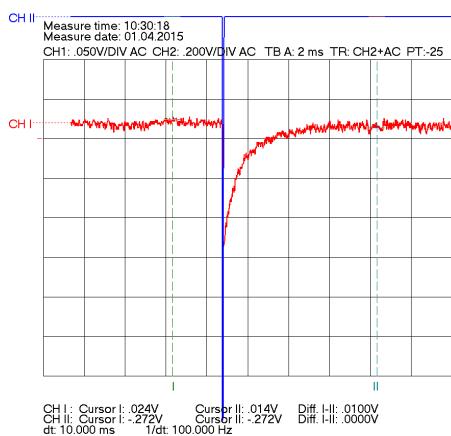
A.1.3 Dehmelt, 3. Messung



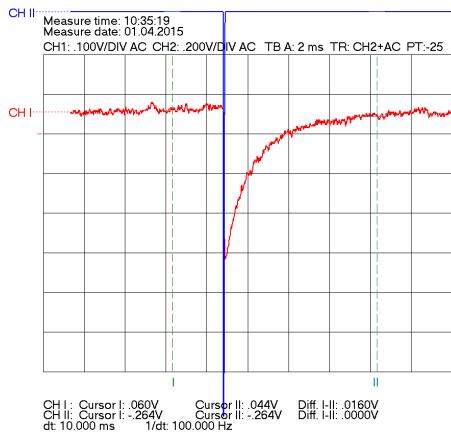
A.1.4 Dehmelt, 4. Messung



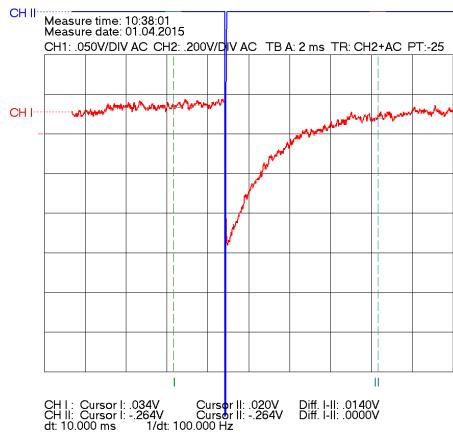
A.1.5 Dehmelt, 5. Messung



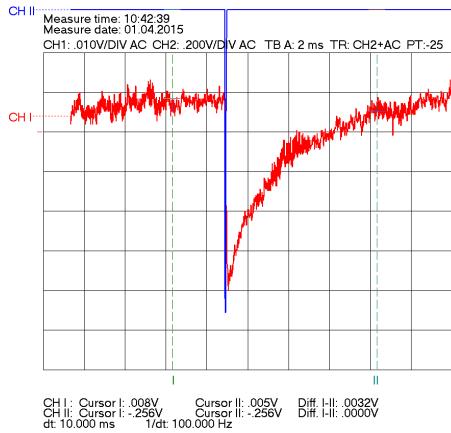
A.1.6 Dehmelt Fit, 6. Messung



A.1.7 Dehmelt, 7. Messung

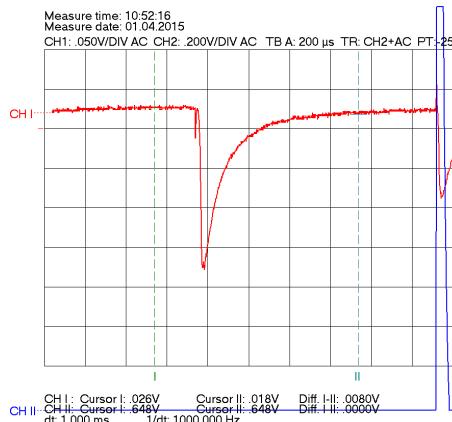


A.1.8 Dehmelt, 8. Messung

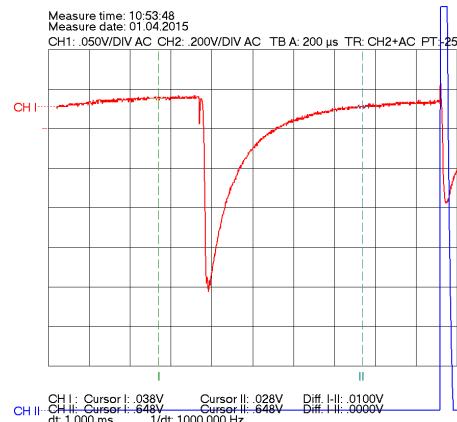


A.1.9 Dehmelt, 9. Messung

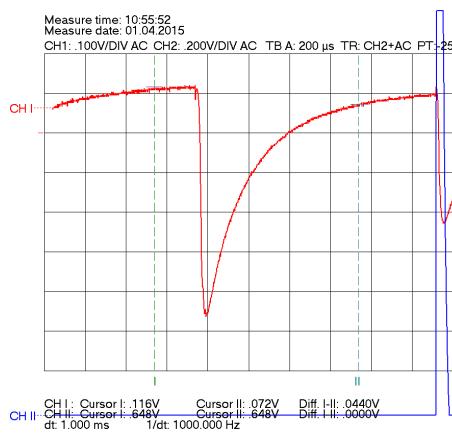
**A.0.2. 2. Absorptionspeak-  $^{87}\text{Rb}$**



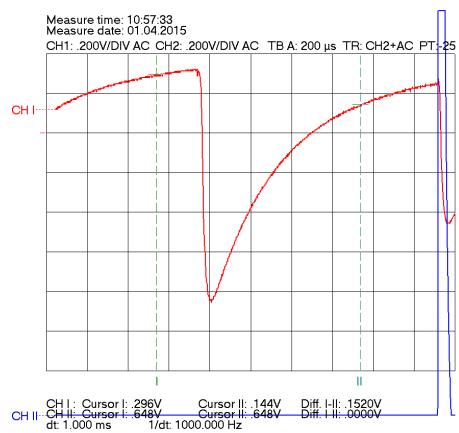
A.1.10 Dehmelt, 1. Messung



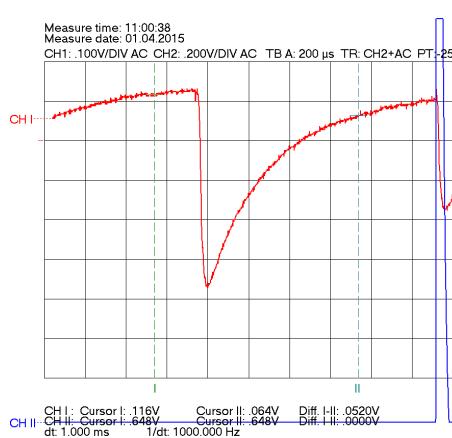
A.1.11 Dehmelt, 2. Messung



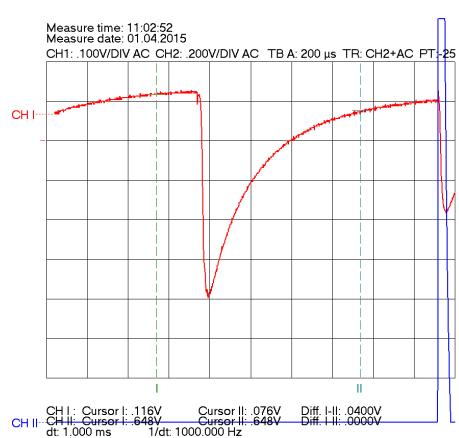
A.1.12 Dehmelt, 3. Messung



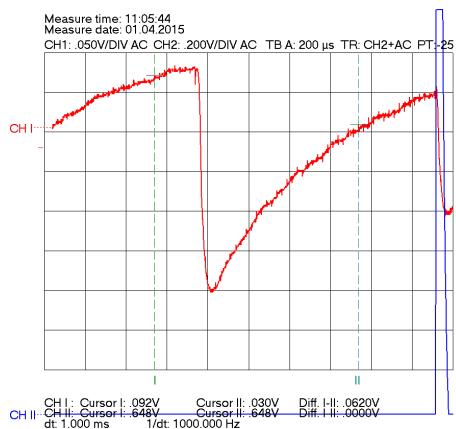
A.1.13 Dehmelt, 4. Messung



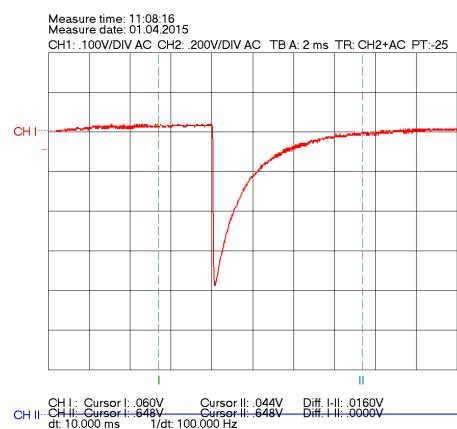
A.1.14 Dehmelt, 5. Messung



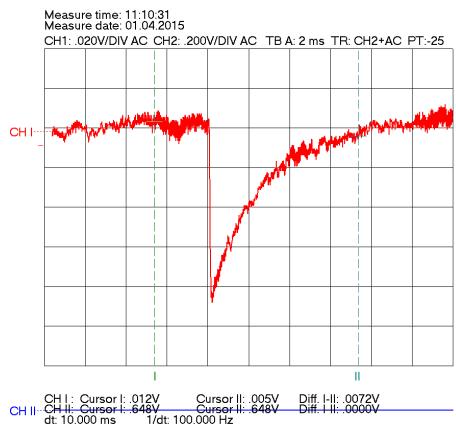
A.1.15 Dehmelt Fit, 6. Messung



A.1.16 Dehmelt, 7. Messung



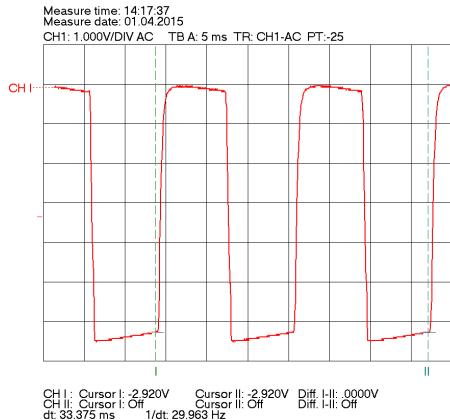
A.1.17 Dehmelt, 8. Messung



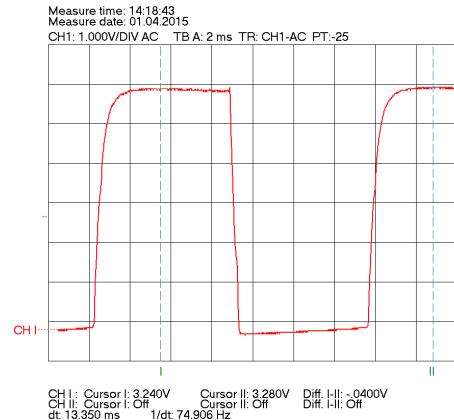
A.1.18 Dehmelt, 9. Messung

## B. Messungen der Franzen-Methode

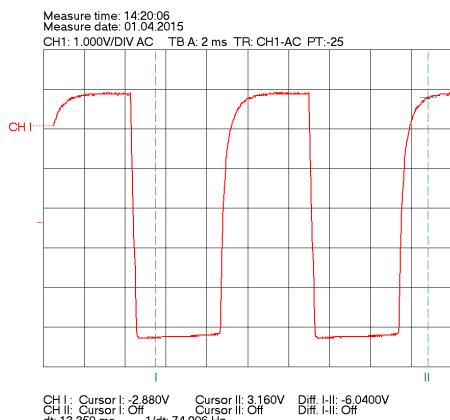
### B.0.3. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$



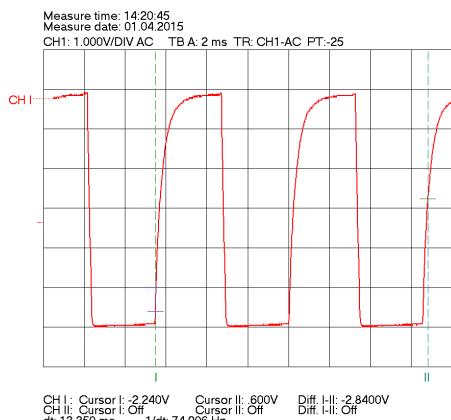
B.1.19 Franzen, 1. Messung



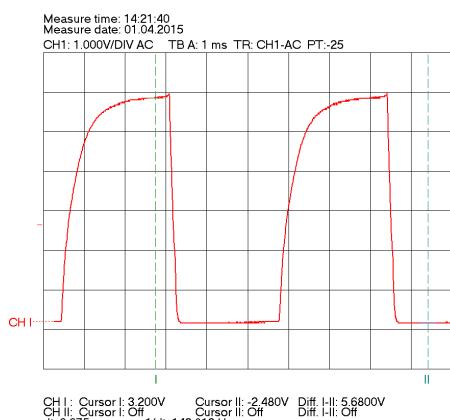
B.1.20 Franzen, 2. Messung



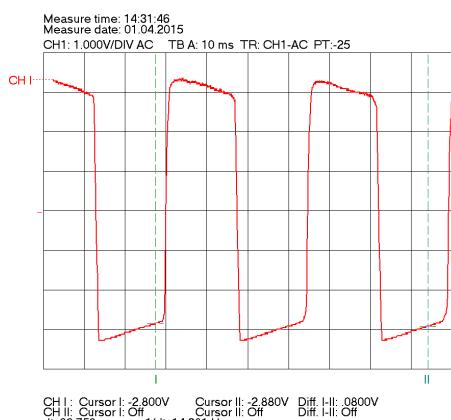
B.1.21 Franzen, 3. Messung



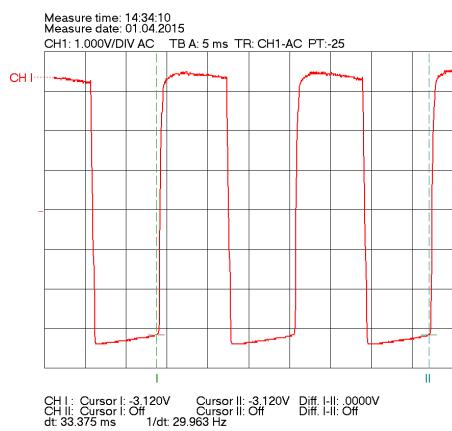
B.1.22 Franzen, 4. Messung



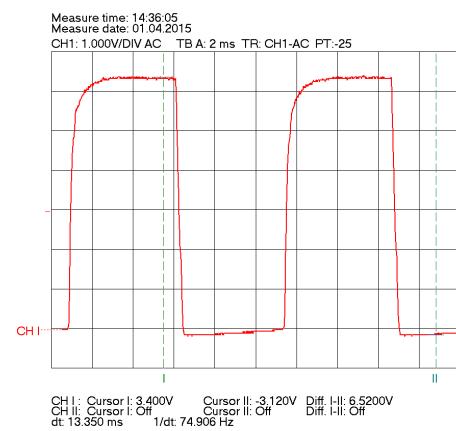
B.1.23 Franzen, 5. Messung



B.1.24 Franzen Fit, 6. Messung

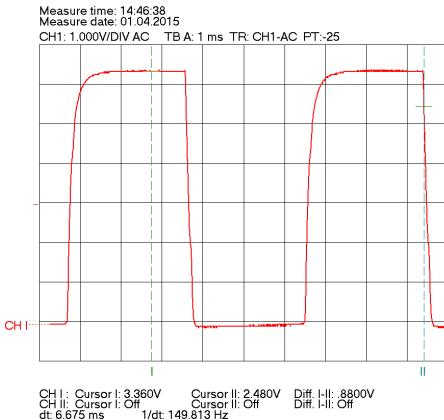


B.1.25 Franzen, 7. Messung

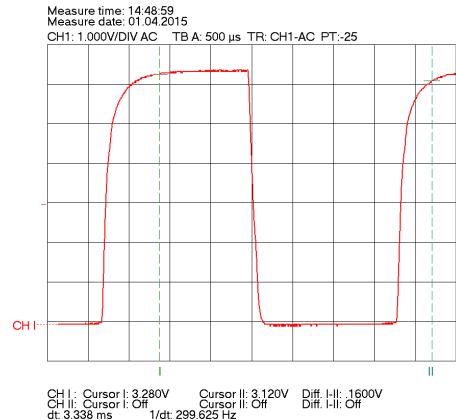


B.1.26 Franzen, 8. Messung

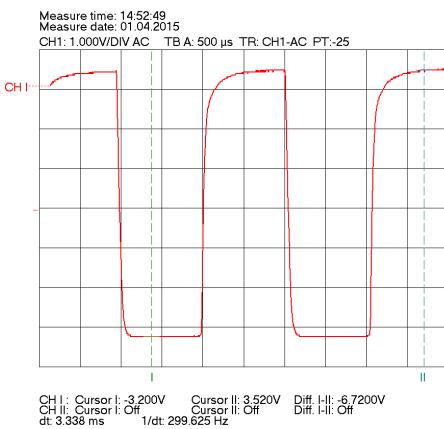
**B.0.4. 2. Absorptionspeak-  $^{87}\text{Rb}$**



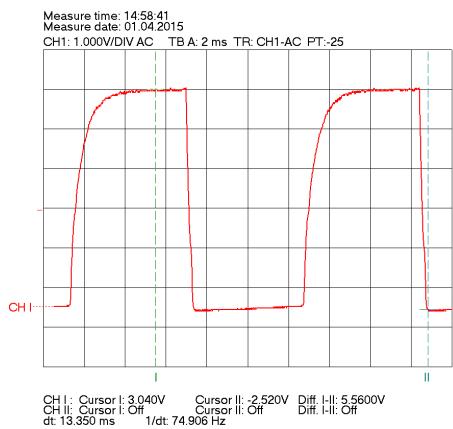
B.1.27 Franzen, 1. Messung



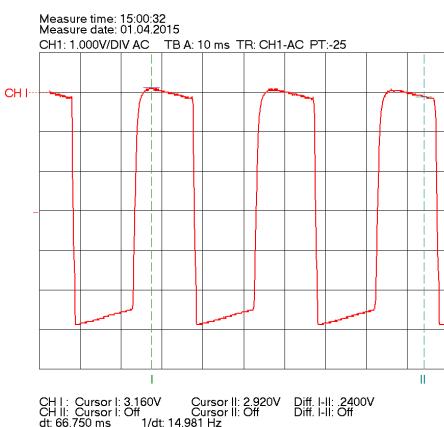
B.1.28 Franzen, 2. Messung



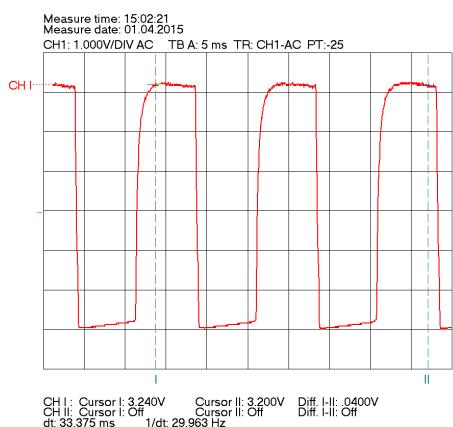
B.1.29 Franzen, 3. Messung



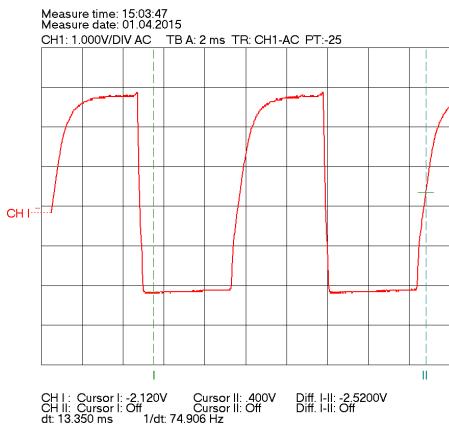
B.1.30 Franzen, 4. Messung



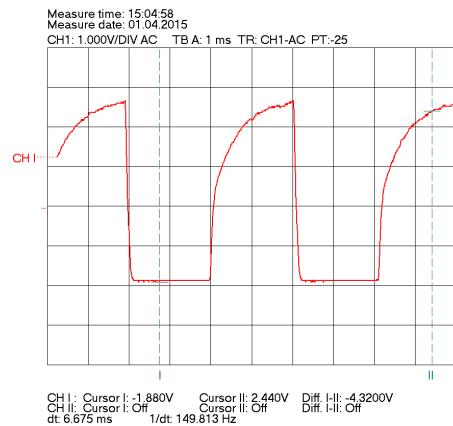
B.1.31 Franzen, 5. Messung



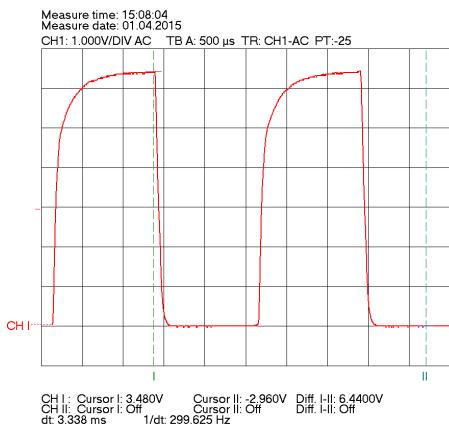
B.1.32 Franzen Fit, 6. Messung



B.1.33 Franzen, 7. Messung



B.1.34 Franzen, 8. Messung

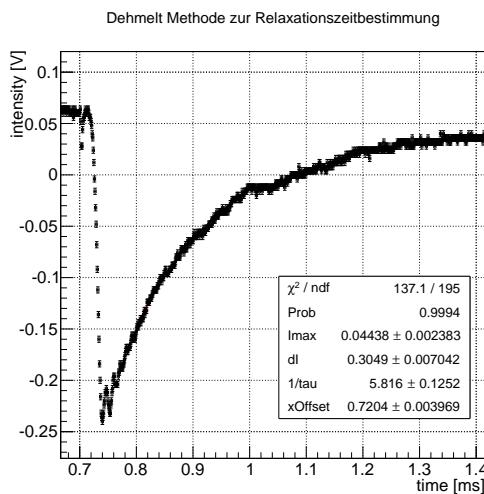


B.1.35 Franzen, 9. Messung

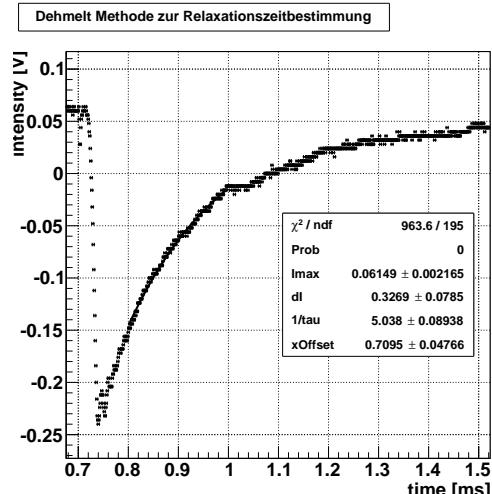
## C. Fits

### C.1. Relaxationszeit nach Dehmelt

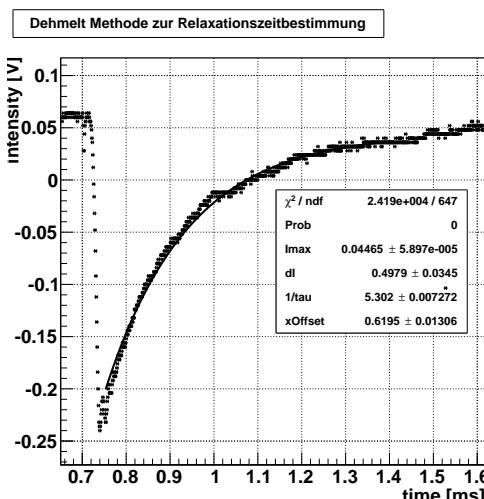
#### C.1.1. 1. Absorptionspeak- $^{85}\text{Rb}$



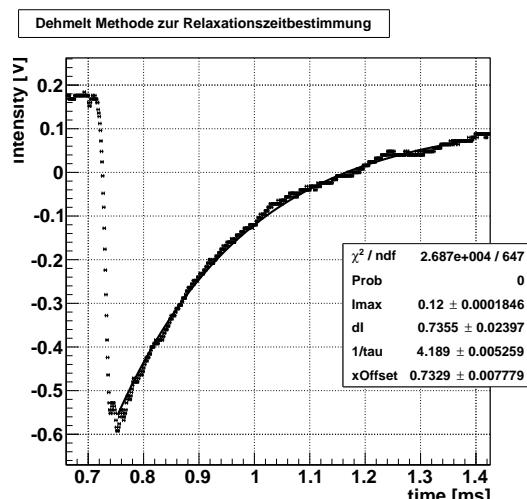
C.1.36 Dehmelt Fit, 1. Messung



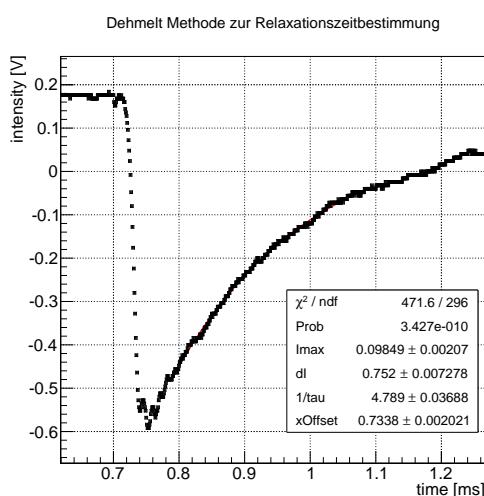
C.1.37 Dehmelt Fit, 1. Messung



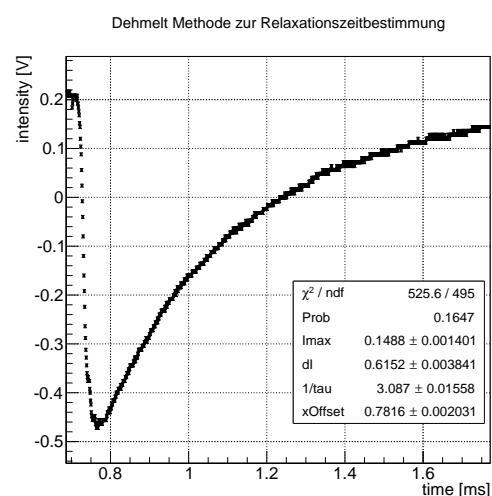
C.1.38 Dehmelt Fit, 1. Messung



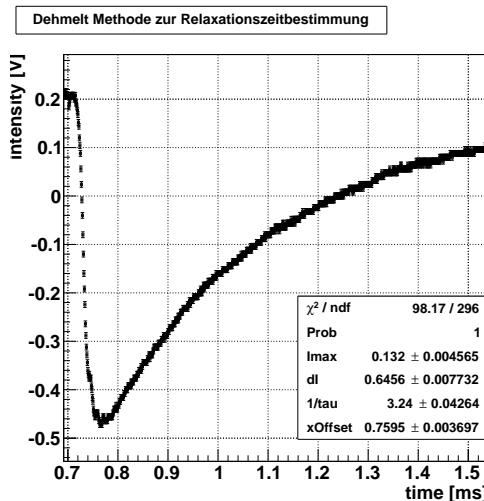
C.1.39 Dehmelt Fit, 2. Messung



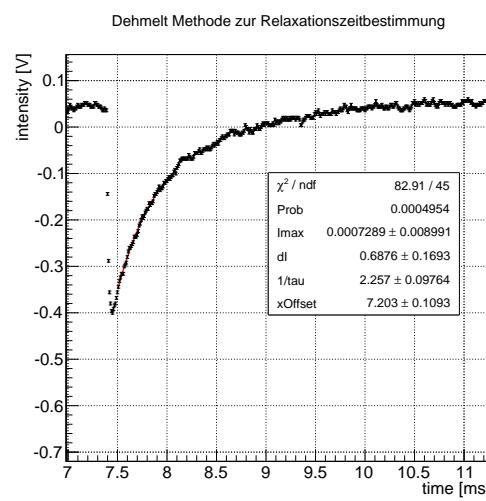
C.1.40 Dehmelt Fit, 2. Messung



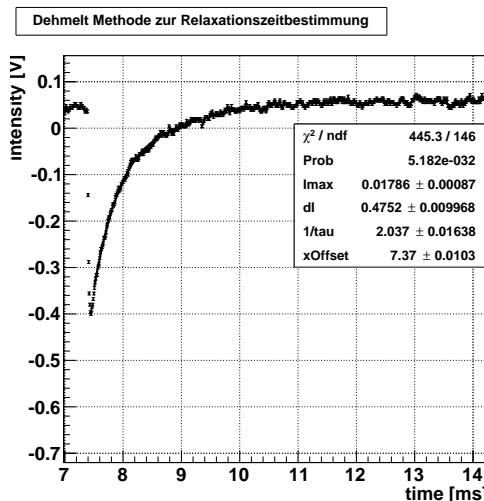
C.1.41 Dehmelt Fit, 3. Messung



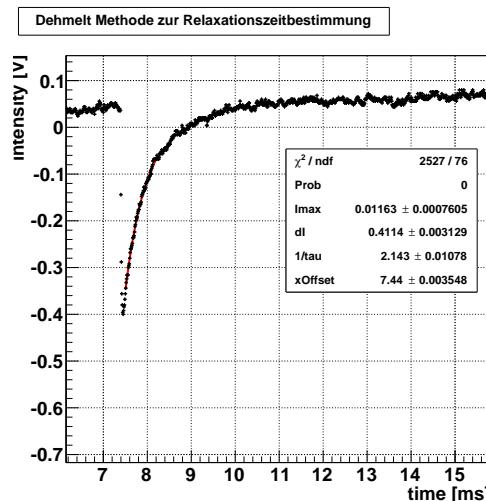
C.1.42 Dehmelt Fit, 3. Messung



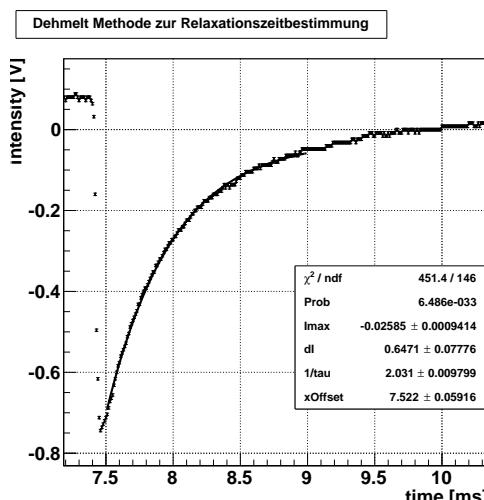
C.1.43 Dehmelt Fit, 4. Messung



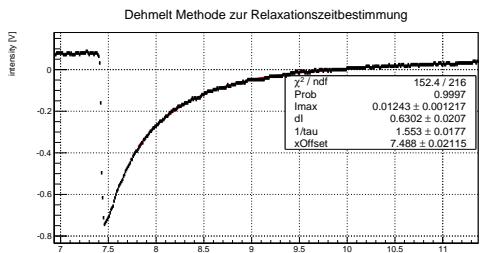
C.1.44 Dehmelt Fit, 4. Messung



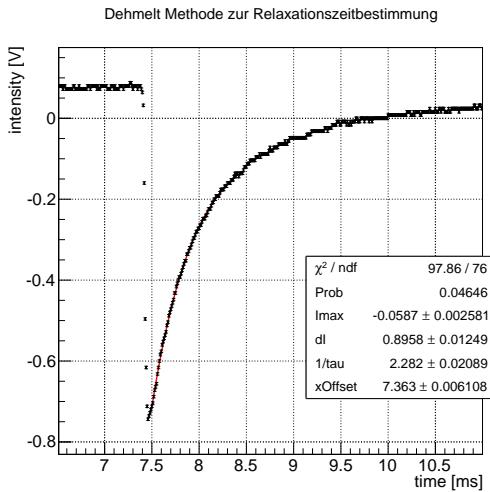
C.1.45 Dehmelt Fit, 4. Messung



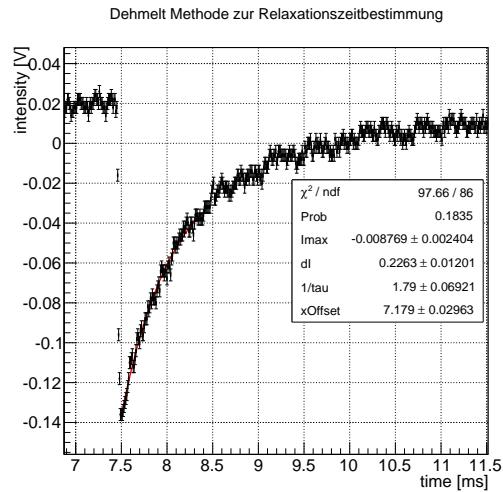
C.1.46 Dehmelt Fit, 5. Messung



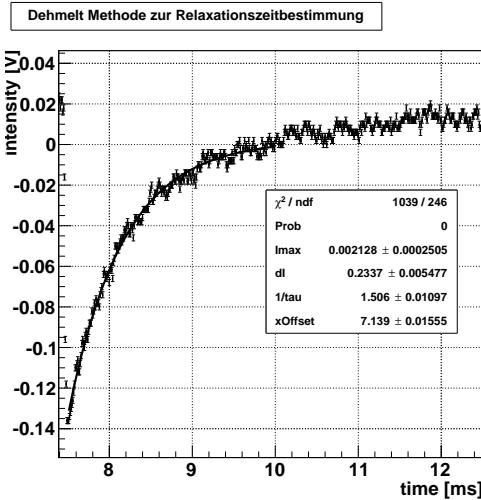
C.1.47 Dehmelt Fit, 5. Messung



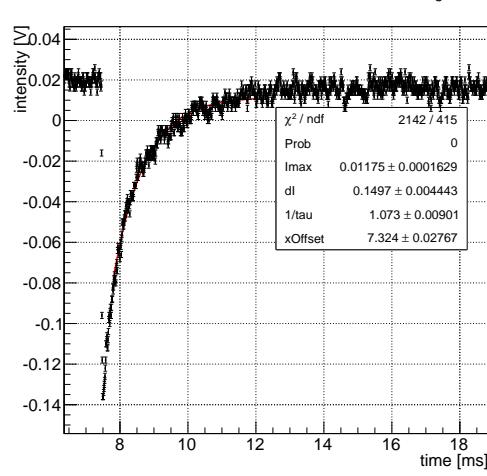
C.1.48 Dehmelt Fit, 5. Messung



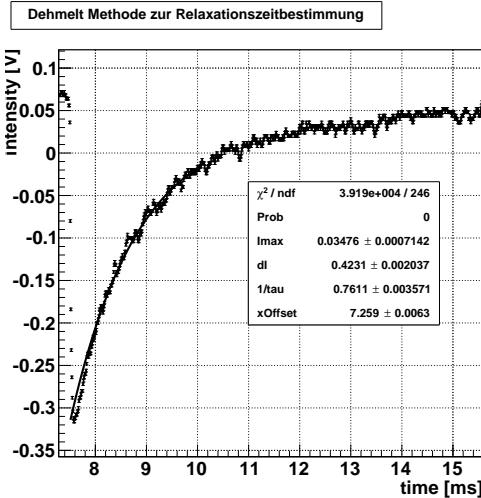
C.1.49 Dehmelt Fit, 6. Messung



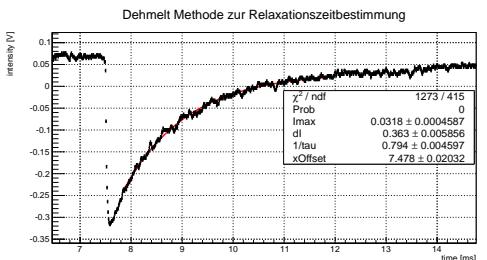
C.1.50 Dehmelt Fit, 6. Messung



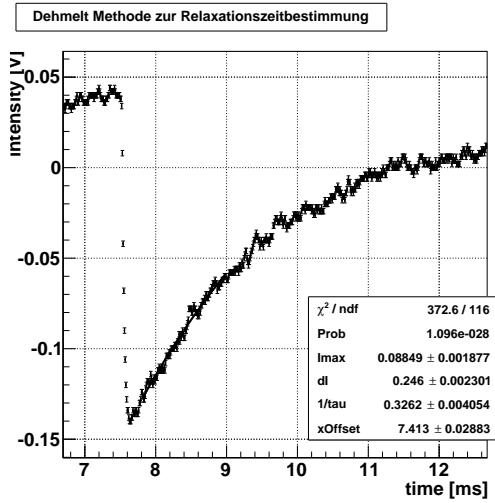
C.1.51 Dehmelt Fit, 6. Messung



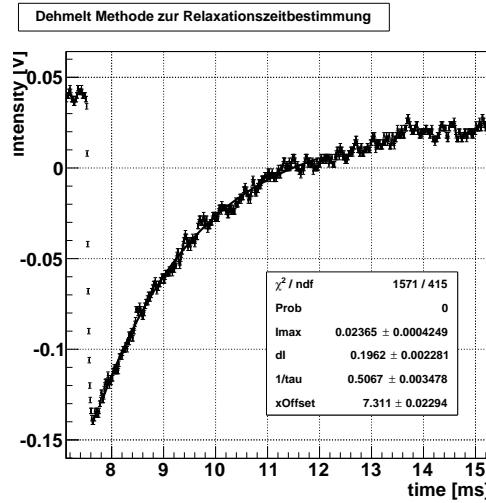
C.1.52 Dehmelt Fit, 7. Messung



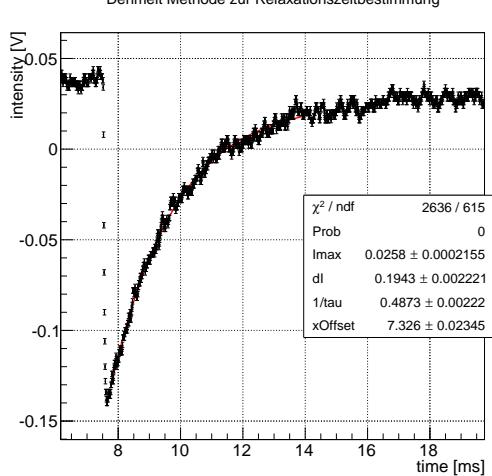
C.1.53 Dehmelt Fit, 7. Messung



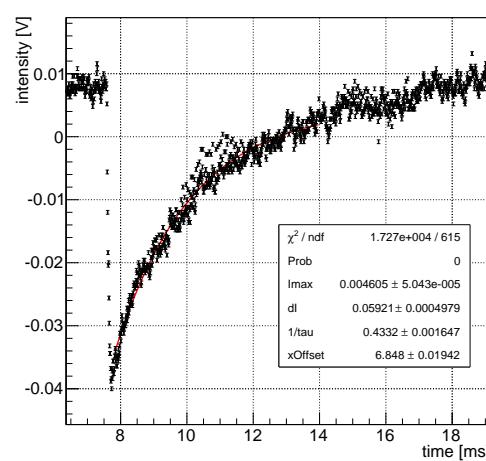
C.1.54 Dehmelt Fit, 8. Messung



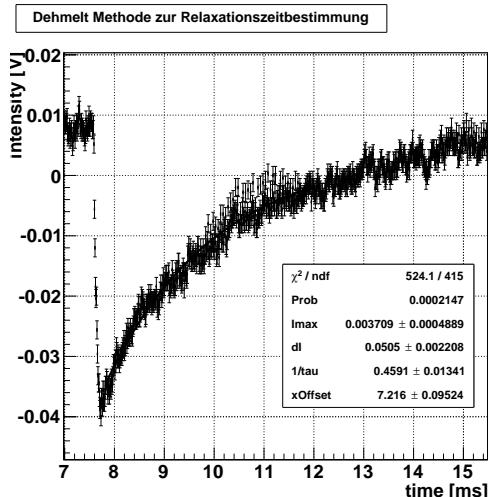
C.1.55 Dehmelt Fit, 8. Messung



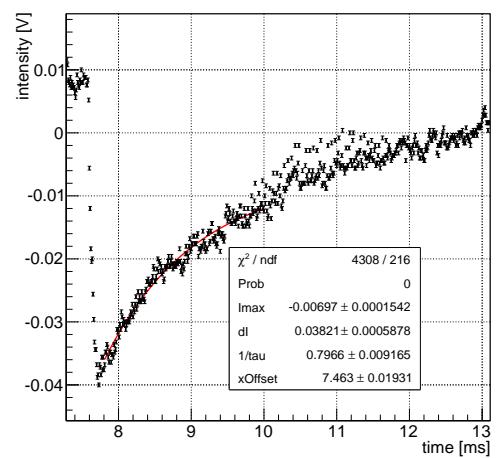
C.1.56 Dehmelt Fit, 8. Messung



C.1.57 Dehmelt Fit, 9. Messung

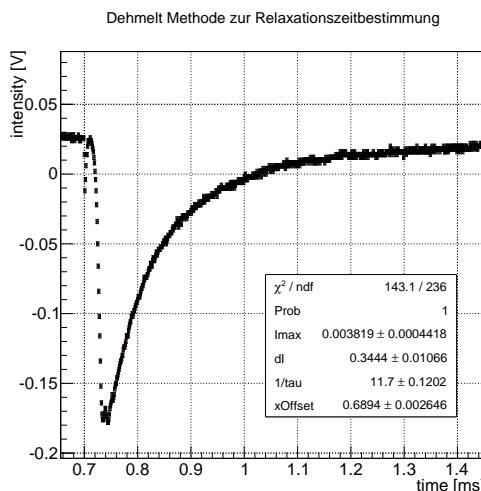


C.1.58 Dehmelt Fit, 9. Messung

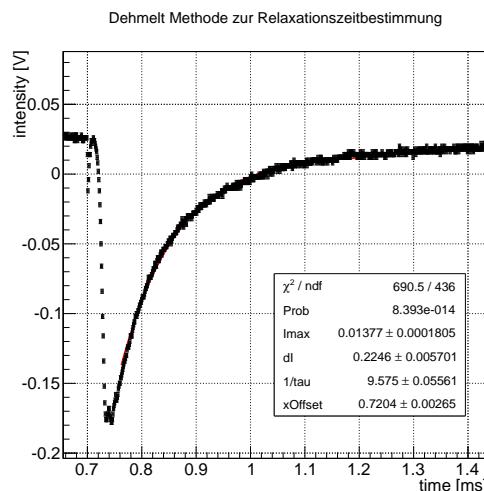


C.1.59 Dehmelt Fit, 9. Messung

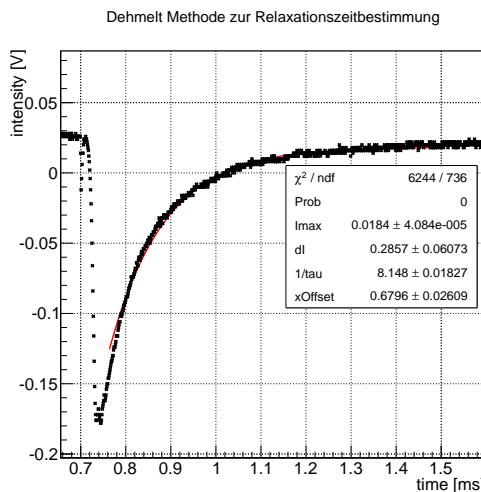
**C.1.2. 2. Absorptionspeak-  $^{87}\text{Rb}$**



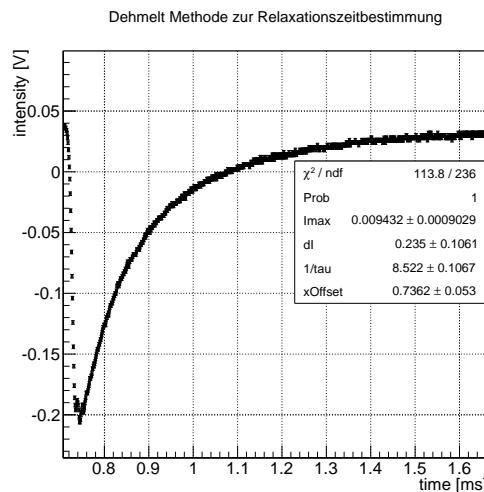
C.1.60 Dehmelt Fit, 1. Messung



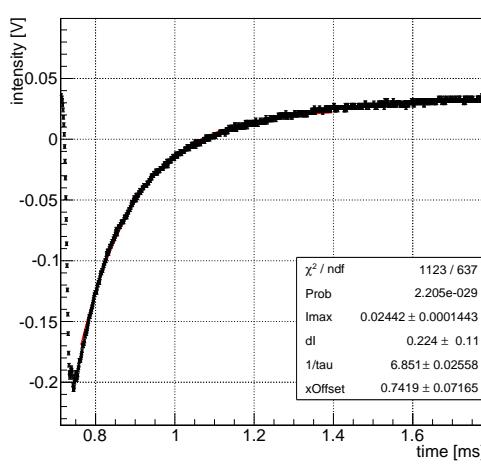
C.1.61 Dehmelt Fit, 1. Messung



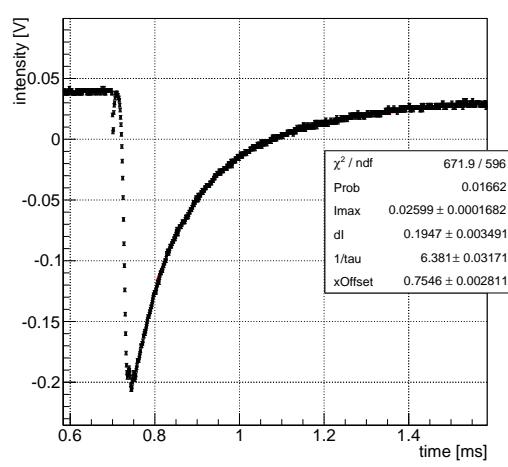
C.1.62 Dehmelt Fit, 1. Messung



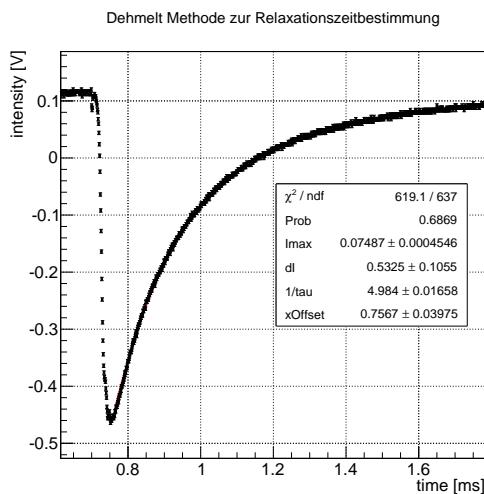
C.1.63 Dehmelt Fit, 2. Messung



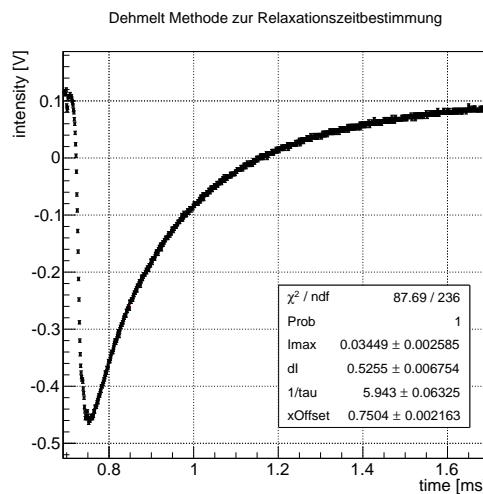
C.1.64 Dehmelt Fit, 2. Messung



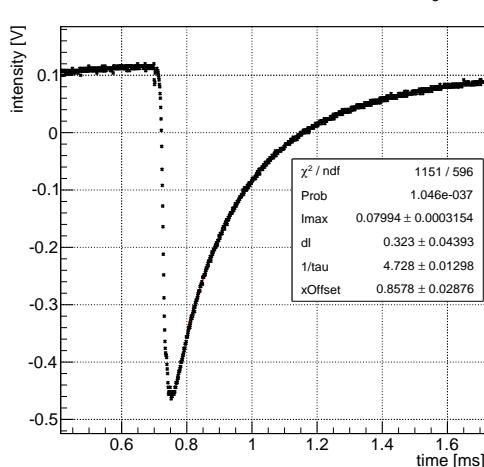
C.1.65 Dehmelt Fit, 2. Messung



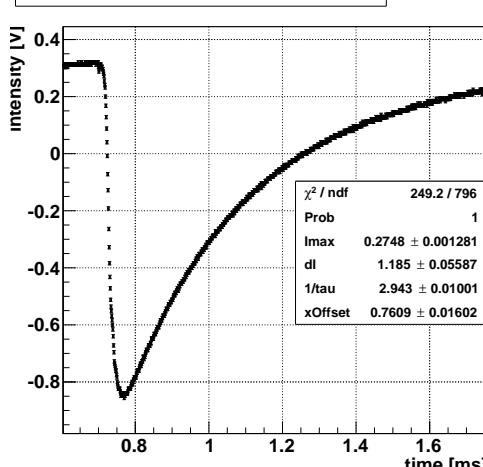
C.1.66 Dehmelt Fit, 3. Messung



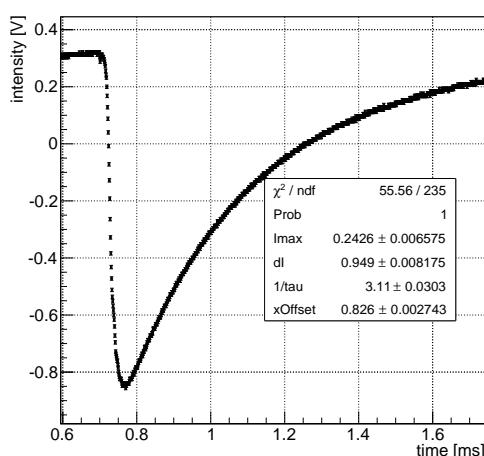
C.1.67 Dehmelt Fit, 3. Messung



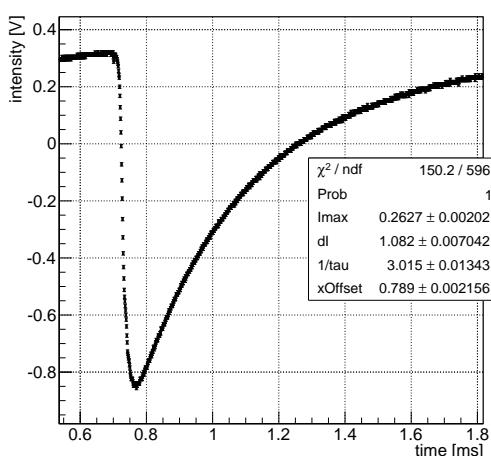
C.1.68 Dehmelt Fit, 3. Messung



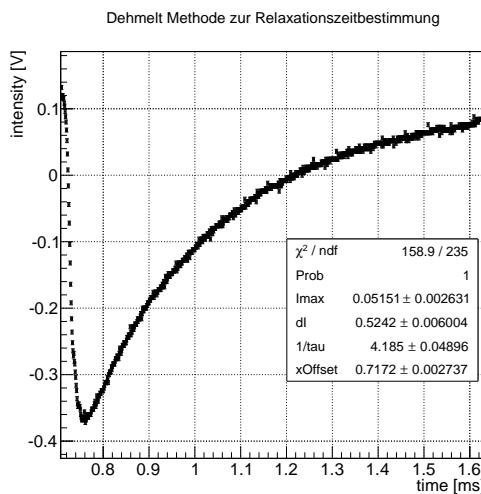
C.1.69 Dehmelt Fit, 4. Messung



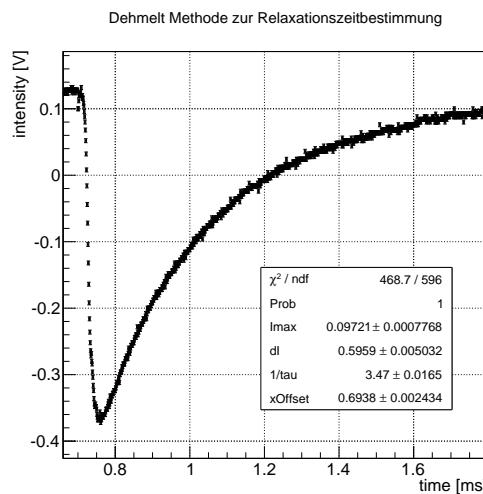
C.1.70 Dehmelt Fit, 4. Messung



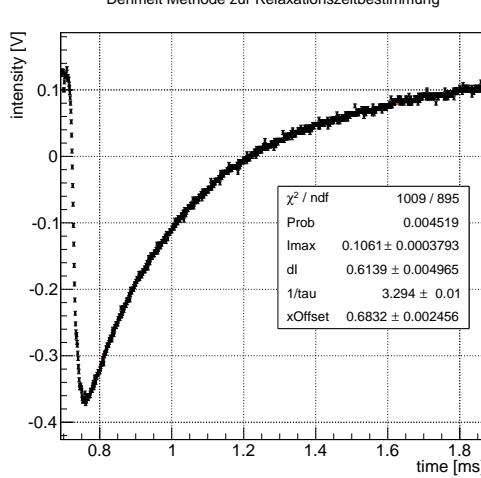
C.1.71 Dehmelt Fit, 4. Messung



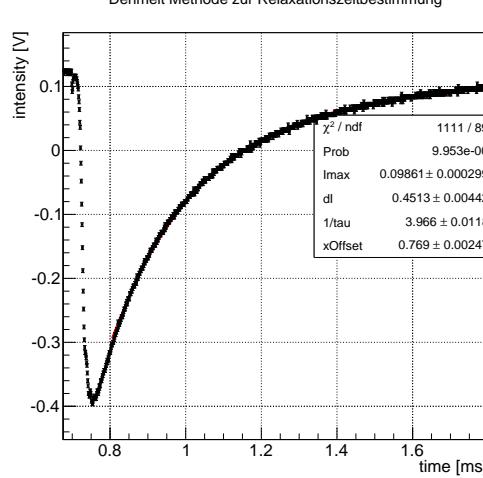
C.1.72 Dehmelt Fit, 5. Messung



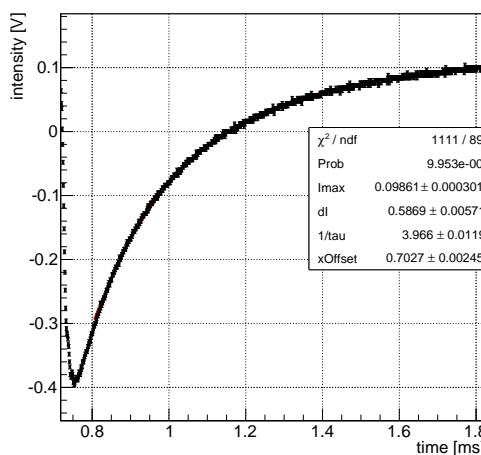
C.1.73 Dehmelt Fit, 5. Messung



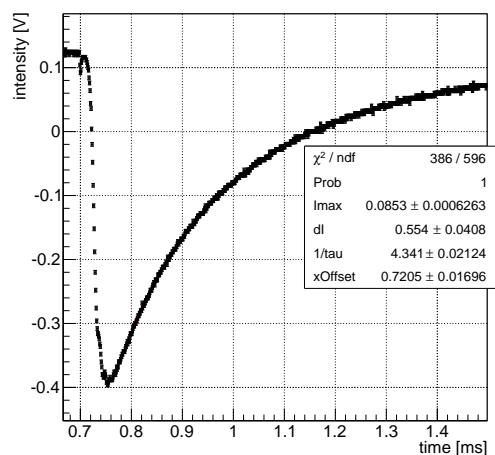
C.1.74 Dehmelt Fit, 5. Messung



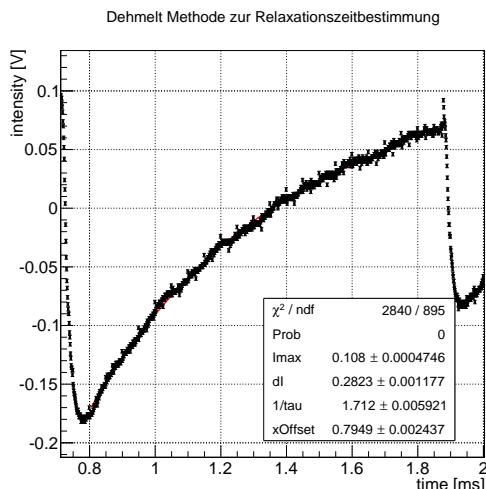
C.1.75 Dehmelt Fit, 6. Messung



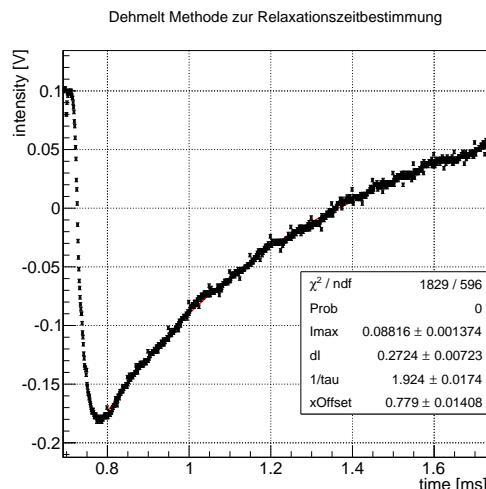
C.1.76 Dehmelt Fit, 6. Messung



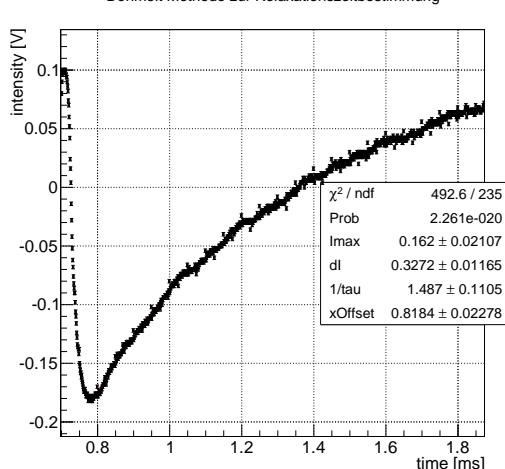
C.1.77 Dehmelt Fit, 6. Messung



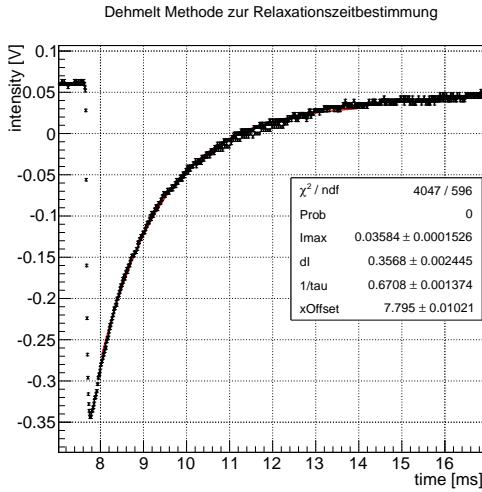
C.1.78 Dehmelt Fit, 7. Messung



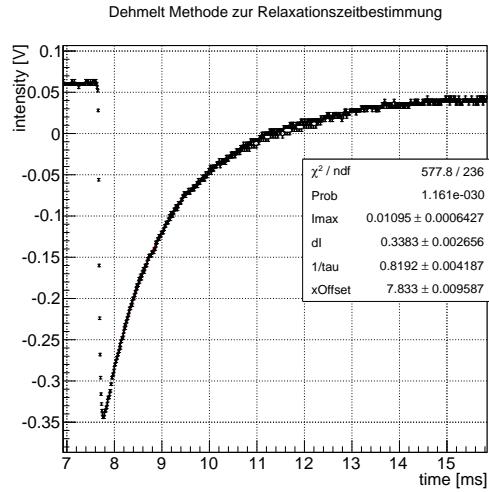
C.1.79 Dehmelt Fit, 7. Messung



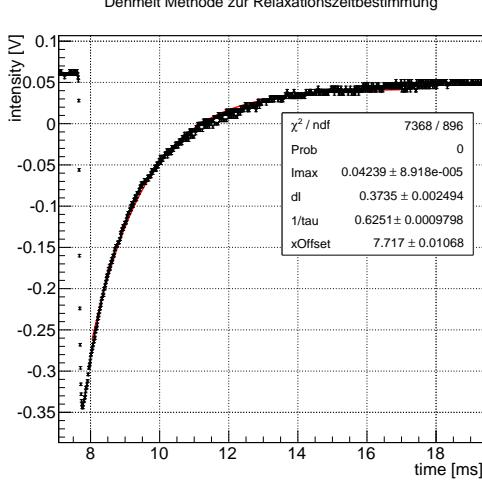
C.1.80 Dehmelt Fit, 7. Messung



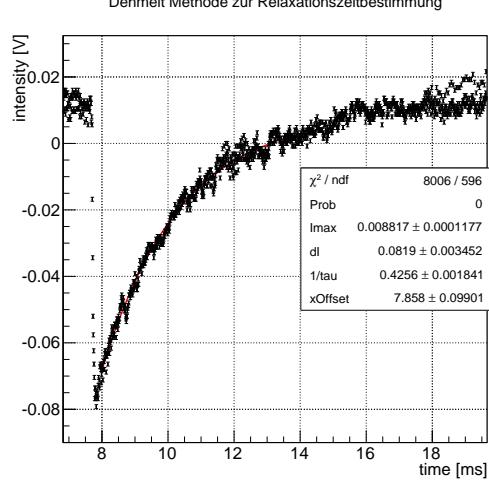
C.1.81 Dehmelt Fit, 8. Messung



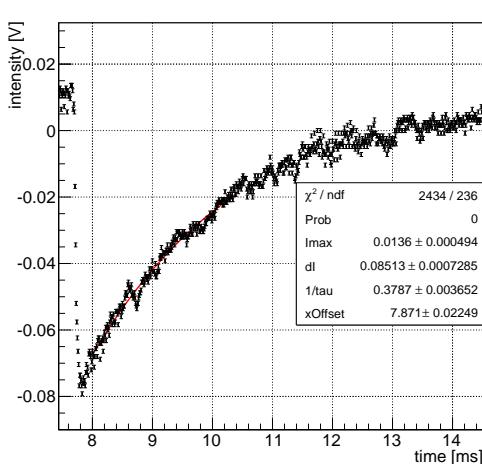
C.1.82 Dehmelt Fit, 8. Messung



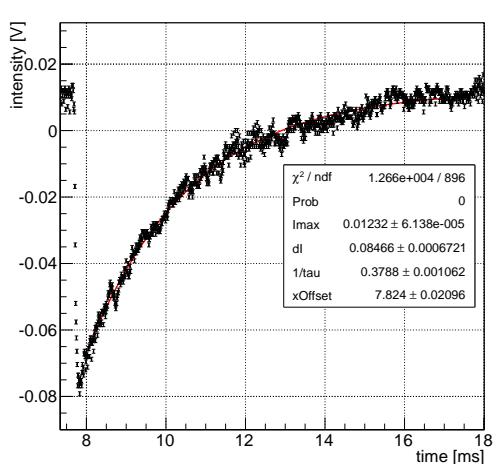
C.1.83 Dehmelt Fit, 8. Messung



C.1.84 Dehmelt Fit, 9. Messung



C.1.85 Dehmelt Fit, 9. Messung



C.1.86 Dehmelt Fit, 9. Messung

## D. Measurement protocol

# Optisches Pumpen: Messprotokoll

(1)

## 1. Messtag:

"HFS 6" 67,1 mT  $\pm 0,1^\circ$  an "Peak Power"  
 $33,5^\circ\text{C}$ .  $\pm 0,1^\circ$  an Reicher  
 Ablesung

HFS 7 67,1 mT  $\pm 0,1^\circ\text{C}$

Laserdioden:  $T = 33,5^\circ\text{C}$

$\Delta I = \pm 0,1 \text{ mA}$	0 mA	-67 mV	$\Delta U = \pm 1 \text{ mV}$
5 mA		-65 mV	
10 "		-60 mV	
20		-44	
30		-22	
40		27	
45		72	
50		184	
52,5		740	
55		1,15 V	
57,5		1,09 V	
60		1,11 V	
65		1,08 V	
70		1,08	
80		1,08	

2. Messtag  $497,84 \text{ kHz}$  ( $495,70 \text{ kHz}$ ) HF - Frequenz

Optisches Pumpen: Konzessiver Endeffekt über Gule 4

$\Rightarrow I = 70 \pm 10 \text{ mT}$  (maximizing Peak,  
 (Polarität  $\ominus$  an "optischen Resonanz")

## 2. Montag 1. Messreihe

(2)

→ Äquidistanz der Punkte (Einzelne durch Spalte 1)

Spalte 1 Polariität:  $\oplus$  an "gestrichen" markiert

Dickschicht:  $65,4 \text{ mm}$   $T = 25,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$

Spalte 1  $I = 251 \text{ mA}$  "Gruppe 1. tab"

Änderung der Polariität:  $\oplus$  an "nicht-gestrichene markiert"

Spalte 1:  $I = 265 \text{ mA}$  "Gruppe 2. tab"

Dickschicht s. oben

---

Dickschicht:  $65,8 \text{ mm}$   $T = 25,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$

Polarität Spalte 1  $\oplus$  an "gestrichene markiert"  
 $I = 249 \text{ mA}$  "Gruppe 3. tab"

Polarität Spalte 1  $\oplus$  an "an gestrichene markiert"  
 $I = 267 \text{ mA}$  "Gruppe 4. tab"

(3)

## D. Messreihe

①

$$T = 33,5^\circ\text{C} \quad HF = 493,6 \text{ kHz}$$

$$I_1 = 122 \text{ mA} \quad (\Theta \text{ an ungestrichener Leiter})$$

$$I_4 = 73 \text{ mA} \quad (" \text{Ompf 5. Tab})$$

$$\text{Diodeström: } 66,7 \text{ mA}$$

Polarität: ( $\Theta$  an gestrichener Leiter)

$$I_1 = 144 \text{ mA} \quad (" \text{Ompf 6. Tab})$$

②

$$I_1 = 76 \text{ mA} \quad (" \text{Ompf 7. Tab}) \quad (\Theta \text{ ungestrichen})$$

$$I_4 = 72 \text{ mA}$$

$$\text{Diodeström: } 66,7 \text{ mA} \quad HF = 491,06 \text{ kHz}$$

$$I_1 = 98 \text{ mA} \quad (\Theta \text{ gestrichen}) \\ (\text{Ompf 8. Tab})$$

## B. Meistag Relaxation nach Darmolt

Vermischung d. Neutralfilter mit ECTloc D/M10.1  
nach V-Kreisler (PC-Hopping)  
ohne Neutralfilter  $V = 11,06 \text{ V}$

DQ6

①

$$V = 5,56 \text{ V}$$

$$V = 8,72 \text{ V}$$

DQ3

$$V = 0,41 \text{ V}$$

1.6

$$V = 1,22 \text{ V}$$

-0,37

$$V = 6,97 \text{ V}$$

D1,0

$$V = 1,59 \text{ V}$$

DQ3

$$V = 8,73 \text{ V}$$

$$V = \cancel{4,25} \text{ V}$$

$$\Sigma_V = 0,02 \text{ V}$$

$$\text{Diodeström: } 66,7 \text{ mA}$$

$$T = 33,5^\circ\text{C}$$

Messerge Deltawelt mit Probe (Rechteckpuls: GFG 8210 164)  
40000-20000)

① Pickelstrom: 66,2 mA T = 55,4°C

drei Filter: „de 1. Edo“



„de 2. Edo“



„de 3. Edo“

Einstellung  
der  
Z-Freq.

-0,37

„de 4. Edo“

? DD,6

„de 5. Edo“

DD,5

„de 6. Edo“

DD,0

„de 7. Edo“

1,6

„de 8. Edo“

DD,3

„de 9. Edo“

② Pickelstrom: 66,8 mA T = 55,4°C

drei Filter „de 21. Edo“



„de 22. Edo“



„de 23. Edo“

-0,37

„de 24. Edo“

DD,6

„de 25. Edo“

DD,3

„de 26. Edo“

DD,0

„de 27. Edo“

1,6

„de 28. Edo“

DD,3

„de 29. Edo“

unstetiger  
Frequenz

Franzen

T = 33,4 °C

(1) Rückstrahl: ~~gr. 9~~ 68,5 mA

~~Kriß, 1.04.14~~ Vertikales B-Feld 0,071 A

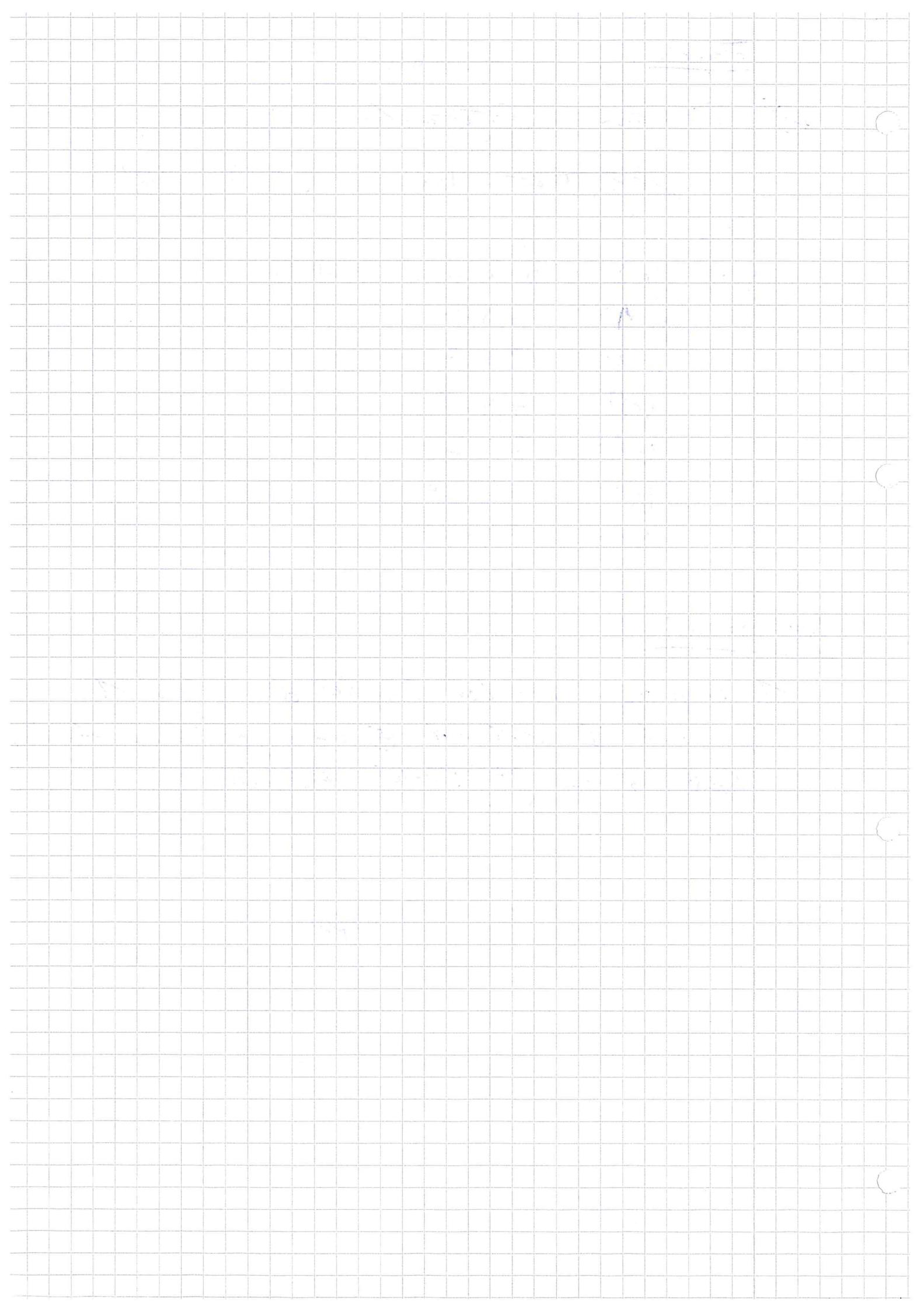
D

(2)	Stb	gr 9	Diodenstrom 67,8 mA
		gr 10	67,9 mA
		gr 11	69,1 mA
		gr 12	71,4 mA
		gr 13	71,2 mA
		gr 14	71,0 mA
		gr 15	71,0 mA

Spurpräzision:

1. Kompensation vor hor. Erdfeld durch Spule 1  
 mit  $I = 11 \text{ mA}$   $\oplus$  an ungestrichener Ankerluss  
 Spule n=5 an SFS 8210, Rückleit

07.04.15 P. Kieffer



# Abbildungsverzeichnis

2.1. Spin-Bahn-Wechselwirkung [2] . . . . .	3
2.2. Kopplung von I und J zum Gesamtdrehimpuls des Atoms [2] . . . . .	5
2.3. Intervallkonstante für verschiedene Anregungszustände zweier Rubidium-Isotope [2] . . . . .	5
2.4. Zeeman-Effekt der HFS: Der Gesamtdrehimpuls $\vec{F}$ besitzt gequantelte Einstellmöglichkeiten bezüglich des äußeren Feldes $\vec{B}_0$ [2] . . . . .	6
2.5. Aufspaltung der HFS von $^{85}\text{Rb}$ [2] . . . . .	7
2.6. Aufspaltung der HFS von $^{87}\text{Rb}$ [2] . . . . .	8
2.7. Quantenzahlen und Landé-Faktoren für Rubidium [2] . . . . .	8
2.8. Pumpvorgang bei $^{87}\text{Rb}$ (schematisch), nur zwei der möglichen Anregungen eingezeichnet [2] . . . . .	10
 3.1. Genereller Versuchsaufbau [1] . . . . .	13
3.2. Aufbau der Halbleiterlaserdiode [2] . . . . .	14
3.3. Funktionsweise des Fabry-Perot Etalon [2] . . . . .	16
 4.1. Laserdioden-Kennlinie . . . . .	17
4.2. Hyperfeinstrukturspektrum der Isotope $^{85}\text{Rb}$ und $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	18
4.3. Frequenzzeichnung mit Hilfe eines Etalons . . . . .	19
4.4. Aufsteigende Flanke gefittet . . . . .	19
4.5. Absteigende Flanke gefittet . . . . .	20
4.6. Erwartete Lage der Hyperfein-Übergänge relativ zur D1-Linie [1] . . . . .	22
4.7. Aufsteigende Flanke gefittet . . . . .	22
4.8. Absteigende Flanke gefittet . . . . .	23
4.9. Abweichungsfunktion zur Bestimmung der Lage der D1-Linie . . . . .	25
4.10. Lage der D1-Linie (aufsteigende Flanke) . . . . .	25
4.11. Lage der D1-Linie (absteigende Flanke) . . . . .	26
4.12. Messwerte zur Doppelresonanz der jeweiligen Isotope und Magnetfeld- polungen . . . . .	32
4.13. Messung der Doppelresonanz: Peaks im Bereich 250 mA . . . . .	33
4.14. Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt: ohne Neutralfilter . . . . .	35
4.15. Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt: ohne Neutralfilter- Fit . . . . .	36
4.16. Messung der Relaxationszeit nach Franzen . . . . .	39
4.17. Messung der Relaxationszeit nach Franzen . . . . .	41
4.18. Messung der Relaxationszeit nach Franzen für beide Isotope . . . . .	41
4.19. Relaxationszeit-Bestimmung nach Franzen: $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	42
4.20. Messung der Relaxationszeit nach Franzen für $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	42

4.21. Störsignal an der Photodiode bei abgeschaltetem Laser . . . . .	43
---	----

## Literaturverzeichnis

- [1] *Optisches Pumpen*, Physikalisches Institut Universität Freiburg, 26. Juni 2012.
- [2] Clemens Baur *Einrichtung des Versuchs optisches Pumpen mit Laserdioden*, Physikalisches Institut Universität Freiburg, August 1997.
- [3] Karl Jakobs *Experimentalphysik V*, Freiburg, WS 2014/15
- [4] Prof. Karl Jakobs, *Einführung in die experimentellen Methoden der Teilchenphysik*, 2014.
- [5] Hermann Haken, Hans Christoph Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, Springer 2001
- [6] Particle Data Group, The American Physical Society *Physical Review D, Particles and Fields*, 01.07.2002