

FP 1

HANLE-EFFEKT

Alexander Fromm
&
Martin Hörner
Gruppe 7

10. Oktober 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	4
2	Theorie	4
2.1	Das Prinzip des Hanle-Effekts	4
2.1.1	Die halbklassische Erklärung	4
2.1.2	Die quantenmechanische Erklärung	6
2.2	„Coherence Narrowing“	6
2.3	Der Dampfdruck des Quecksilbers	7
2.4	Spektrallinien-Verbreiterungsmechanismen	7
2.4.1	Natürliche Linienverbreiterung	7
2.4.2	Stoßverbreiterung	7
2.4.3	Dopplerverbreiterung	7
2.4.4	Stark-Effekt	7
2.5	Meßapparatur	8
2.5.1	Photomultiplier	8
2.5.2	Kühlung	8
2.5.3	Optik	8
2.5.4	Quecksilber-Resonanzzelle	9
2.5.5	Magnetfeldabschirmung	9
3	Versuchsbeschreibung und Durchführung	10
4	Versuchsauswertung	12
4.1	Polarisationswinkel von 90°	12
4.2	Polarisationswinkel von 0°	16
4.3	Polarisationswinkel von 45°	20
4.4	Ergebnisse der Messungen bei Polarisationswinkeln von 0° und 90°	21
5	Zusammenfassung	22
6	Handschriftliches	23

Tabellenverzeichnis

1	Werte für die Konstanten A , B und C	7
2	Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 90°	12
3	Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 0°	16
4	Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 45°	20

Abbildungsverzeichnis

1	Bahnen des präzedierenden Elektrons bei verschiedenen Magnetfeldstärken	5
2	links: Termschema der unteren Hg-Zustände, der beobachtete Fluoreszenzübergang ist rot gekennzeichnet; rechts: Feinstrukturaufspaltung eines 2P -Terms	6
3	Schema eines Photomultipliers (<i>Quelle: www.microscopy.fsu.edu</i>)	8
4	Skizze des Versuchsaufbau	10
5	10DM-Schein mit C.F. Gauß	11
6	Lorentzkurve bei einem Polarisationswinkel von 90°	12
7	Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 90°	13
8	Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 90°	14
9	Exponentieller Fit zur Extrapolation auf den absoluten Temperatur-Nullpunkt (links) bzw. linearer Fit auf den Druck-Nullpunkt (rechts) bei Polarisationswinkel 90°	15
10	Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 0°	17
11	Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 0°	18
12	Exponentieller Fit zur Extrapolation auf den absoluten Temperatur-Nullpunkt (links) bzw. linearer Fit auf den Druck-Nullpunkt (rechts) bei Polarisationswinkel 0°	19
13	Dispersionskurven bei einem Polarisationswinkel von $\simeq 45^\circ$	20

1 Aufgabenstellung

In diesem Versuch ist die Lebensdauer des angeregten $6s6p\ ^3P_1$ -Zustandes von Quecksilber durch Messung des Hanle-Signals, in Abhängigkeit des Dampfdrucks für verschiedene Polarisationsrichtungen des eingestrahlten Lichts zu bestimmen. Im Anschluß soll versucht werden, das „Coherence Narrowing“ zu eliminieren, um die natürliche Linienbreite und damit die Lebensdauer zu erhalten.

2 Theorie

1924 entdeckten Wood und Ellet den Einfluß magnetischer Felder auf die Polarisation von Resonanzfluoreszenzstrahlung. Hanle untersuchte diesen Effekt weiter und entwickelte auch die halbklassische Theorie dazu. Heute ist dieser Effekt unter dem Namen „Hanle-Effekt“ bekannt und stellt eine Möglichkeit zur Bestimmung von Lebensdauern angeregter Zustände dar.

2.1 Das Prinzip des Hanle-Effekts

Um die Lebensdauern der angeregten Zustände messen zu können, wird Licht einer Frequenz, die einem bestimmten Übergang des Quecksilbers entspricht, linear polarisiert und in eine mit Quecksilberdampf gefüllte Kammer eingestrahlt. Die darin befindlichen Quecksilberatome werden angeregt und beginnen, Licht der selben Frequenz auszusenden, was als Resonanzfluoreszenz bezeichnet wird.

Beobachtet man nun aus der Polarisationsrichtung des Lichts, so sieht man zunächst keine Strahlung (vergl. Brewster-Winkel). Legt man jedoch ein äußeres, homogenes Magnetfeld senkrecht zur Polarisationsrichtung an, so erkennt man bei dessen Variation eine Variation der Intensität der Resonanzfluoreszenz.

Wird außerdem die Polarisationsrichtung variiert, so erhält man bei einem Polarisationswinkel $\phi = 90^\circ$ beziehungsweise $\phi = 0^\circ$ eine Absorptionskurve und bei $\phi = 45^\circ$ eine Dispersionskurve. Liegt der Polarisationswinkel dazwischen, so sind Mischformen der Kurven beobachtbar.

2.1.1 Die halbklassische Erklärung

Wird ein Elektron durch linear polarisiertes Licht zu Schwingungen parallel zur Polarisationsrichtung angeregt, so kann es als gedämpfter harmonischer Oszillator über die Formel

$$\vec{E}(t) = E_0 \exp \left[-i \left(\omega_0 - i \frac{\Gamma}{2} \right) \cdot (t - t_0) \right] \hat{j}$$

mit $\Gamma = \frac{1}{\tau}$,

dabei ist Γ die Dämpfungskonstante, welche über $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ mit der mittleren Lebensdauer τ zusammenhängt und \hat{j} die Richtung des Feldes. Ohne äußeres Magnetfeld oszilliert das angeregte Elektron unter Abgabe von Dipolstrahlung, bis die Oszillation durch Strahlungsdämpfung zum Erliegen kommt. Dipolstrahlung zeichnet sich dadurch aus, daß entlang der Oszillationsachse keine Strahlung emittiert wird. Wird also entlang der Oszillationsachse beobachtet, kann keine Intensität gemessen werden. Auf diesem Prinzip beruht auch der Brewster-Winkel.

Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes erfährt das beschleunigte Elektron eine Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = -e (\vec{v} \times \vec{B})$$

mit der Elektronenladung e , der Elektronengeschwindigkeit \vec{v} und dem Magnetfeld \vec{B} , welche zu einer Präzessionsbewegung in einer Ebene senkrecht zum äußeren Feld mit einer Frequenz von

$$\omega_L = \frac{g\mu_B B}{\hbar} \quad \omega_L \text{ ist die Larmorfrequenz}$$

führt. Wobei g der Landé-Faktor, μ_B das Bohr'sche Magneton, B das Magnetfeld und \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum ist.

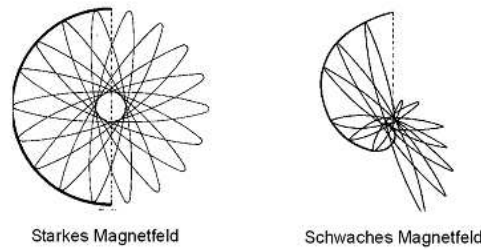


Abbildung 1: Bahnen des präzedierenden Elektrons bei verschiedenen Magnetfeldstärken

Je nach Stärke des Magnetfeldes variiert die Dauer einer Rotation. Es ergeben sich die in Abbildung 1 dargestellten Rosetten. Der Radius der Rosette wird durch Dämpfung mit der Zeit immer kleiner, bis schließlich die Rosettenbewegung völlig verschwindet.

Die Abstrahlung der oszillierenden Elektronen ist nicht isotrop, sondern wird durch eine $\sin^2 \vartheta$ -Abhängigkeit beschrieben, dabei ist ϑ der Winkel zwischen der Beobachtungs- und der Schwingungsrichtung. Betrachtet man die kontinuierlich von polarisiertem Licht angeregte Intensität der Abstrahlung eines schwingenden Elektrons, das sich in einem äußeren Magnetfeld parallel zum einfallenden Licht befindet, in einem Winkel ψ zur Polarisationsrichtung, so erhält man für die Intensität

$$I = C \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sin^2(\omega_L t) dt$$

mit dem Proportionalitätsfaktor C . Nach Fourier-Transformation ergibt sich hieraus eine Lorentzkurve mit der Halbwertsbreite

$$\Delta\omega_L = \frac{1}{\tau}.$$

Damit folgt für die mittlere Lebensdauer $\frac{1}{\tau}$ des angeregten Zustandes und die zum Erreichen der halben Maximalintensität nötige Feldstärke $B_{\frac{1}{2}}$ die Beziehung

$$\tau = \frac{\hbar}{2g\mu_B B_{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

Mit Steigen des Dampfdrucks, also mit Steigen der Temperatur, erwartet man eine größere Lebensdauer der Zustände auf Grund des später beschriebenen „Coherence Narrowing“. Dadurch wird die Halbwertsbreite verringert.

Die halbklassische Beschreibung kann den Hanle-Effekt quantitativ und qualitativ gut beschreiben, solange keine Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der Zustände auftritt.

2.1.2 Die quantenmechanische Erklärung

Die erste quantenmechanische Erklärung wurde, unter der Annahme von Pulsanregung von Breit im Jahre 1933 geliefert. Später wurde unter den Voraussetzungen, daß die Intensität der einfallenden Strahlung nicht so hoch wird, um den Grundzustand zu entleeren, keine Übergänge zwischen angeregten Niveaus stattfinden und daß die Linienbreite der anregenden Strahlung groß gegenüber der Zeeman-Aufspaltung in der Umgebung des „Level Crossings“ ist. Diese Bedingungen sind während des Versuchs erfüllt.

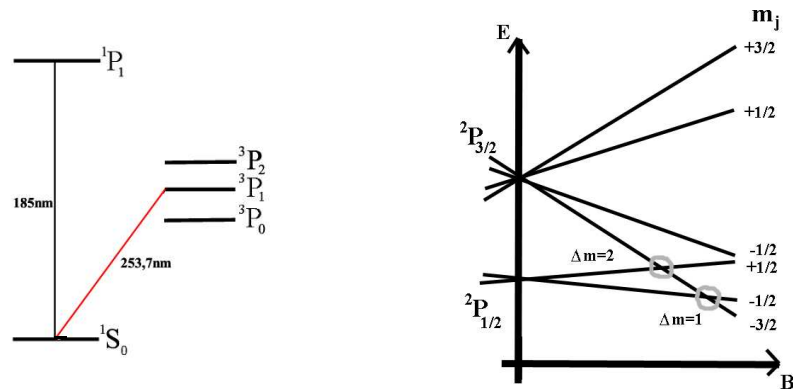


Abbildung 2: links: Termschema der unteren Hg-Zustände, der beobachtete Fluoreszenzübergang ist rot gekennzeichnet; rechts: Feinstrukturaufspaltung eines 2P -Terms

2.1.2.1 „Level Crossing“ und der Hanle-Effekt Liegt eine Feinstruktur-Aufspaltung in den verschiedenen Zeeman-Niveaus bereits ohne äußeres Magnetfeld vor, so können die unterschiedlichen Niveaus durch ein äußeres Magnetfeld gekreuzt werden, wie es in Abbildung 2 rechts dargestellt ist. Der Hanle-Effekt ist somit ein Spezialfall des „Level-Crossings“ - hier überschneiden sich die Niveaus bereits bei einer Feldstärke von Null.

Es ergibt sich mit der Breit-Formel, welche die Absorption und die Reemission von Photonen in der mit Quecksilberdampf gefüllten Kammer beschreibt, der Ausdruck

$$R(f, g) = c \left[R_0 + \frac{A}{1 - i2\pi\tau \cdot \nu(\beta, \gamma)} + \frac{A^*}{1 - i2\pi\tau \cdot \nu(\beta, \gamma)} \right],$$

wobei $\nu(\beta, \gamma)$ die Differenz der Frequenzen der Zustände β und γ . Für ein imaginäres A ergibt sich ein Intensitätsverlauf einer Dispersionskurve, im Falle eines reellen A die einer Lorentzkurve. Das Ergebnis ist identisch mit dem der klassischen Betrachtungsweise aus Gleichung 1.

2.2 „Coherence Narrowing“

Die von einem Atom emittierte Strahlung wird von weiteren Atomen absorbiert und zeitlich verzögert reemittiert. Die Reemittierte Strahlung behält die Phase und Raumorientierung der ursprünglichen Strahlung bei. Durch die zeitliche Verzögerung erscheint während der Messung auch die mittlere Lebensdauer des beobachteten, angeregten Zustandes verlängert. Um eine Verfälschung der Meßergebnisse zu vermeiden, wird eine Extrapolation auf den absoluten Temperaturnullpunkt durchgeführt, da die Wahrscheinlichkeit der Absorption mit zunehmender Temperatur und damit steigendem Dampfdruck steigt.

2.3 Der Dampfdruck des Quecksilbers

Der Dampfdruck von Quecksilber lässt sich über den Zusammenhang

$$\log_{10}(p/\text{Torr}) = \mathcal{A} + \mathcal{B} \cdot \log_{10}(T/K) + \frac{\mathcal{C}}{T} \quad (2)$$

bestimmen. Dabei sind \mathcal{A} , \mathcal{B} und \mathcal{C} temperaturabhängige, empirische Konstanten.

Temperaturbereich	\mathcal{A}	\mathcal{B}	\mathcal{C}
$T = -30^\circ\text{C} \cdots +3^\circ\text{C}$	8,86	0	-3340K
$T = +3^\circ\text{C} \cdots +25^\circ\text{C}$	10,5724	-0,847	-3342,26K

Tabelle 1: Werte für die Konstanten \mathcal{A} , \mathcal{B} und \mathcal{C}

2.4 Spektrallinien-Verbreiterungsmechanismen

Es müssen eine Reihe von Verbreiterungsmechanismen der Spektrallinien berücksichtigt werden. Diese sorgen für eine Verstärkung der Absorptions- und Emissionslinien. Die verschiedenen Mechanismen hängen ab von der Temperatur T , dem Gasdruck p und dem magnetischen oder elektrischen Feld.

2.4.1 Natürliche Linienverbreiterung

Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation gilt $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Die minimale Halbwertsbreite einer Linie rührt nun daher, daß ein angeregtes Atom nur eine sehr kurze Zeit Δt im angeregten Zustand verbleibt, bevor es seine Anregungsenergie wieder abstrahlt. Die Verbreiterung ist dabei gegeben durch $\Delta\nu \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2\pi}$

2.4.2 Stoßverbreiterung

Die Stoßverbreiterung wird durch die Kollision der absorbierenden bzw. emittierenden Atome mit anderen verursacht. Die Linienverbreiterung wächst mit dem Druck, daher der Name. Auf Grund dieses Effektes deckt z.B. eine Hochdruck-Quecksilber-Lampe fast den gesamten UV- und sichtbaren Strahlungsbereich ab.

2.4.3 Dopplerverbreiterung

Die Dopplerverbreiterung rührt von der Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Atom-Geschwindigkeiten her. Die Dopplerverschiebung des ausgesandten Lichts erklärt die Verbreiterung der Spektrallinie.

2.4.4 Stark-Effekt

Der Stark-Effekt soll hier nicht unerwähnt bleiben, er beschreibt eine Linienverbreiterung im elektrischen Feld, ähnlich dem Zeeman-Effekt im magnetischen. Er spielt hier aber keine Rolle.

2.5 Meßapparatur

2.5.1 Photomultiplier

Der Photomultiplier dient der Verstärkung von Photonen in einen meßbaren Strom. Die auf die Photokathode auftreffenden Photonen schlagen dort Elektronen frei, die über eine Beschleunigungsspannung auf eine Dynode geleitet werden, um dort weitere Elektronen herauszulösen.

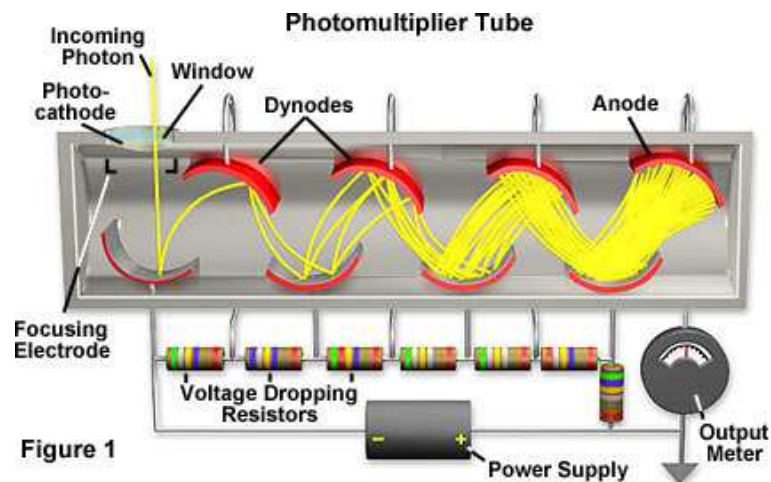


Abbildung 3: Schema eines Photomultipliers (Quelle: www.microscopy.fsu.edu)

Im Photomultiplier wird eine mittlere Verstärkung von $\bar{g} = \eta \cdot \Delta U \cdot 10^6$ erreicht, mit einer Spannungsdifferenz ΔU zwischen den Dynoden und einer spezifischen Sekundäremmission pro Volt von η . In der Regel werden Werte von $\bar{g} \simeq 5$ erreicht.

Die an den Dynoden angelegte Spannung führt zu einem magnetischen Feld, das die Messung beeinträchtigen kann. Aus diesem Grund muß der Photomultiplier in einem Abstand zu Meßanordnung aufgestellt sein. Die Photonen werden über einen Lichtleiter zum Photomultiplier geführt.

2.5.2 Kühlung

Zur Kühlung der Quecksilber-Resonanzzelle finden Peltier-Elemente Verwendung, welche aus zwei Metallen mit verschiedenen Fermi-Niveaus bestehen. Diese weisen unterschiedliche Temperaturen auf, sobald ein Strom fließt. Die Kühlung ist dem Stromfluß proportional. Auch hier erzeugt der Stromfluß ein magnetisches Feld, so daß die Peltier-Elemente nicht direkt an die Resonanzzelle und damit den Meßaufbau gesteckt werden können. Als Wärmebrücke dient eine mit dem Kühlmittel Freon gefüllte „Heatpipe“. Die am Peltier-Element entstehende Wärme wird durch den Wasserkühlkreislauf des Labors abgeführt. Mit dem Peltier-Element sollten auf diese Weise Temperaturen von etwa -20°C erreicht werden können.

2.5.3 Optik

Die verwendete Quecksilberdampfampe wird, um die Intensität zu stabilisieren, mit einer Hochfrequenz betrieben. Um die oben beschriebene Dopplerverbreiterung möglichst gering zu halten, wird die Quecksilberdampfampe mit einem Lüfterrad gekühlt.

Um aus dem Spektrum der Quecksilberdampflampe die gewünschte Wellenlänge bei 253,7nm herauszufiltern, wird das Licht parallelisiert und auf einen Interferenz-Reflexions-Filter gelenkt.

Nach dem Interferenz-Reflexions-Filter wird das Licht linear polarisiert und mit einer weiteren Linse auf die Quecksilberkammer fokussiert.

2.5.4 Quecksilber-Resonanzzelle

Hier wird ein Quarzglaszylinder verwendet, um die Absorption im ultravioletten Bereich zu minimieren, der mit einem optischen Lack zur Reduktion der Rückstreuung überzogen ist.

Der Anteil der Quecksilber-Isotope mit ungeradem Kernspin ist in der Quecksilberkammer unter 5% und damit vernachlässigbar gering, so daß keine Hyperfeinstrukturaufspaltung zu erwarten ist. Weiterhin ist dieser Quecksilberübergang geeignet, da der 4,86eV-Übergang klassisch verboten ist, woraus die lange Lebensdauer von ca. 10^{-7} s resultiert.

2.5.5 Magnetfeldabschirmung

Um das Erd- sowie weitere äußere Magnetfelder abzuschirmen, wird über drei senkrecht zueinander angeordnete Helmholtzspulenpaare ein Gegenfeld erzeugt. Die Spule, die das Magnetfeld in x-Richtung erzeugt, dient zur Variation des Magnetfeldes von -1 bis $1A$, um den Hanle-Effekt beobachten zu können.

3 Versuchsbeschreibung und Durchführung

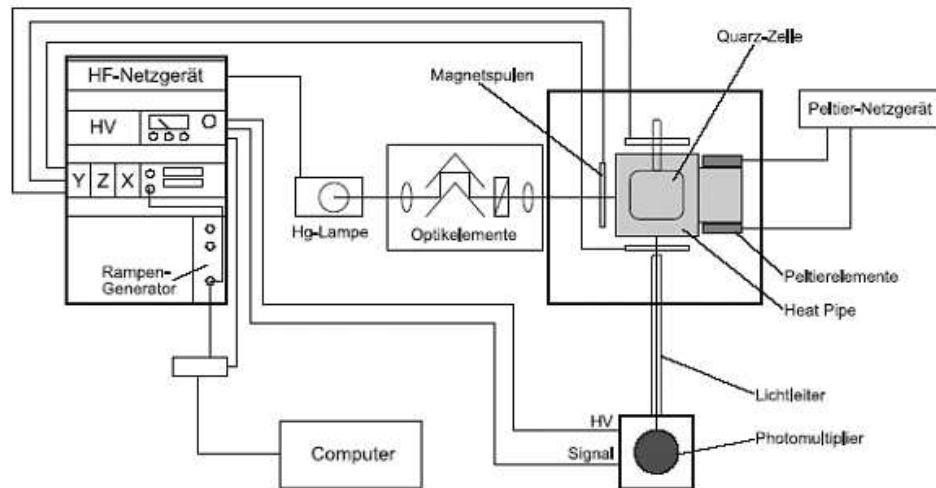


Abbildung 4: Skizze des Versuchsaufbau

Zu Beginn des Versuchs mußten die Peltier-Elemente zur Kühlung der Quecksilberkammer sowie die Heizung und die Hochfrequenz zum Betrieb der Quecksilberdampflampe eingeschaltet werden. Die Peltier-Elemente benötigen etwas mehr als eine Stunde um bei einem Strom von ca. 5A die Quecksilberkammer über die Heatpipe auf Temperaturen um -17°C herunterzukühlen. Die Lampe musste etwa die selbe Zeit betrieben werden, bis sich das Flackern minimiert hatte. Danach wurden die störenden externen Magnetfelder nach der im Ordner vorgegebenen Anweisung mittels der Helmholtzspulenpaare in y- und z-Richtung kompensiert. Für die Helmholtzspulenpaare soll der folgende Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Strom gelten:

$$H = 3,363 \cdot 10^{-4} \cdot I; [H] = \text{Tesla} \quad (3)$$

Als die störenden Magnetfelder kompensiert waren, wurde mit der Messung bei einem Polarisationswinkel von 90° begonnen und die Lorentzkurven bei verschiedenen Temperaturen der Quecksilberdampfkammer aufgenommen. Hierzu wurde der Strom durch die Peltier-Elemente reduziert und abgewartet, bis sich die Temperaturanzeige nicht mehr ändert. Dann wurde der Rampengenerator gestartet, der den Strom durch das Helmholtzspulenpaar in x-Richtung von -1A bis $+1\text{A}$ durchfährt. Zum Ablesen der Temperatur vor und nach dem Durchfahren des Spulenstroms wurde die Hochfrequenz der Quecksilberlampe kurzzeitig abgeschaltet, da die angezeigte Temperatur erheblich von den dort erzeugten Feldern beeinflusst war. Leider dauerte es einige Zeit, bis sich die Lichtintensität nach dem Wiedereinschalten stabilisierte. Dies erklärt auch die abfallenden Flanken rechts auf den Intensitäts-Strom-Plots im Folgenden.

Nachdem eine Temperatur um $+10^{\circ}\text{C}$ erreicht war, musste die Messung für zwei Stunden unterbrochen werden, so daß sich das Kühlmittel regenerieren kann. Hierzu wurden die Peltier-Elemente für eine Stunde abgeschaltet, so daß sich die Heatpipe erwärmen kann. Danach wurde wieder heruntergekühlt und die Messung mit einem Polarisationswinkel von 0°C gestartet. Für diese Messungen konnten keine Temperaturen unter -11°C erreicht werden, was aber keine Probleme bereiten sollte, da die Extrapolation auf

3 VERSUCHSBESCHREIBUNG UND DURCHFÜHRUNG

-273,16°C also den absoluten Temperatur-Nullpunkt ohnehin riesig ist.

Im Anschluß an die Messung mit einem Polarisationswinkel von 0° wurde noch zur Demonstration eine kurze Messung bei etwa 45° durchgeführt. Hierzu wurde das Kühlmittel nicht erneut regeneriert, sondern nur erneut leicht heruntergekühlt.

Als Messintervall erschien 100s als Kompromiss zwischen genügend Messpunkten und stabilem Temperaturintervall geeignet. Die abgelesenen Temperaturschwankungen lagen im Bereich von $0,4^\circ\text{C}$, was aber zu hoch erschien, da während der Einpendelphase die Temperaturen in vergleichbaren Zeiten weit weniger sanken.



Abbildung 5: 10DM-Schein mit C.F. Gauß

4 Versuchsauswertung

4.1 Polarisationswinkel von 90°

Nachdem die Quecksilberkammer auf eine Temperatur von $-17,2^\circ\text{C}$ heruntergekühlt und auch die äußeren Magnetfelder kompensiert waren, wurde mit der Messung bei einer Polarisator-Einstellung von 90° begonnen. Die Helmholtzspulenpaare in y- und z-Richtung wurden hierfür in dieser Messung auf die Werte in Tabelle 2 eingestellt. Die Polarisator-Einstellung wurde so gewählt, daß die Intensität bei -1A und $+1\text{A}$ etwa gleich sind, was recht gut gelang.

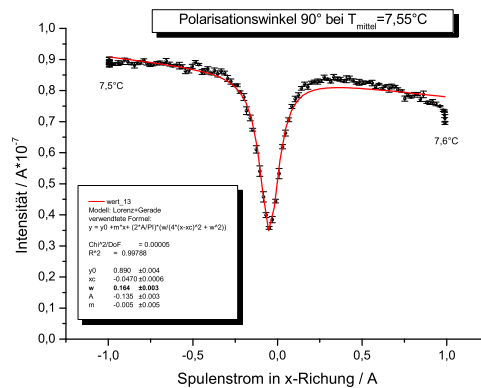


Abbildung 6: Lorentzkurve bei einem Polarisationswinkel von 90°

Im Anschluß jeder Messung wurde nun der Strom an den Peltier-Elementen reduziert, so daß sich diese erwärmen konnten. Die Temperatur der Quecksilberdampfkammer wurde vor und nach der Messung auf die oben beschriebene Weise gemessen. Dennoch ist von einem Fehler von $0,5^\circ\text{C}$ auszugehen. Während der Erwärmungsphase wurde der Spulenstrom mittels einem Rampengenerator von -1A bis $+1\text{A}$ durchfahren und die Lichtintensität in Form des Stroms am Photomultiplier gemessen. Die sich ergebenden Lorentzkurven sind in den Abbildungen 6, 7 und 8 zu sehen.

Spule	Spannung U / V	Fehler S_U / V	Strom I / A	Fehler S_I / A
y	0,21	0,10	0,022	0,010
z	-0,86	0,05	-0,098	0,005

Tabelle 2: Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 90°

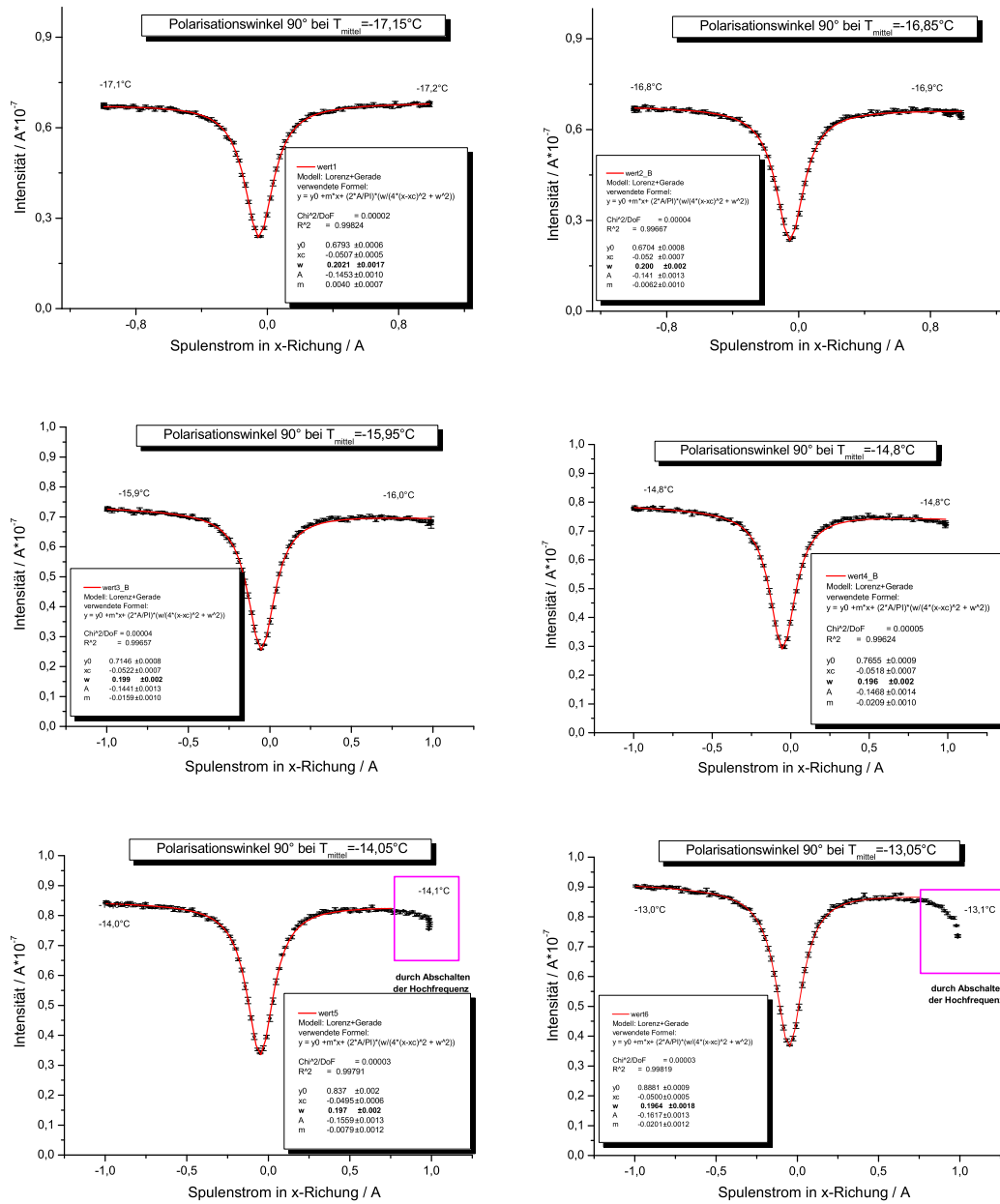


Abbildung 7: Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 90°

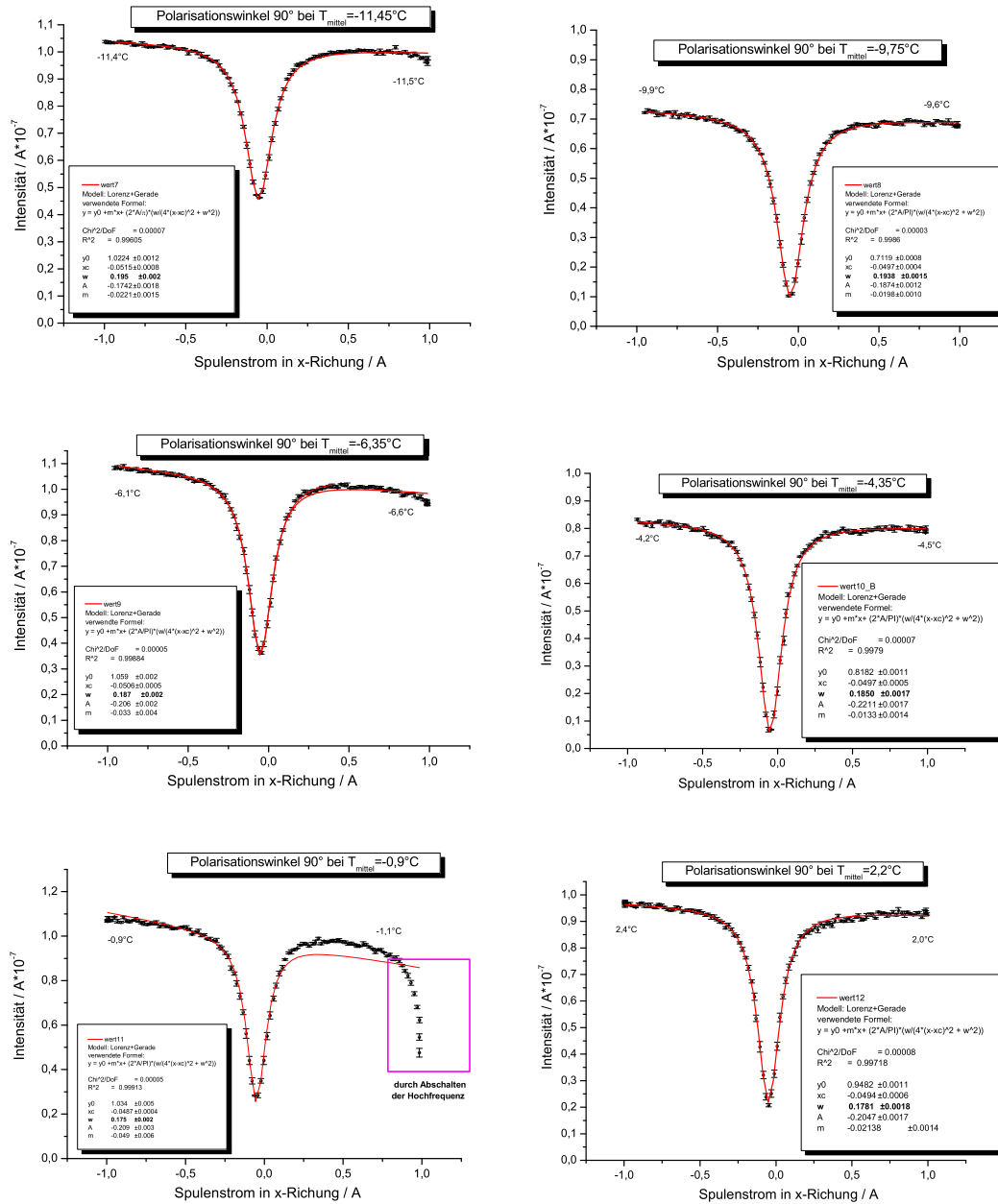


Abbildung 8: Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 90°

Aus den in den Abbildungen 6, 7 und 8 dargestellten Messungen, die bei einem Polarisationswinkel von 90° aufgenommen sind, wurde nun durch Anfitzen einer Lorentzkurve, zu der eine Gerade addiert wird, in der Form

$$f_{L+G}(x) = y_0 + mx + \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2}$$

die Breite der Kurve w , welche zuerst von dem durch den Photomultiplier ausgegebenen Strom I mittels Gleichung 3 in ein Magnetfeld umgerechnet werden musste, bestimmt. Dabei ergibt sich der Fehler des Feldes mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung (siehe Abb. 5) zu

$$\mathcal{S}_H = \frac{H}{w} \cdot \mathcal{S}_w$$

Das Hinzuaddieren der Gerade erwies sich als notwendig, da die Temperatur während der Messung nicht exakt gleich zu halten war. Aus der ermittelten Breite der Lorentzkurve konnte nun über Gleichung 1 und

$$\mathcal{S}_\tau = \frac{\tau \cdot \mathcal{S}_H}{H}$$

die Lebensdauer τ und deren Fehler bei der mittleren Temperatur T_{mittel} während der Messung bestimmt werden. Die so gewonnene Lebensdauer wurde nun gegen die mittlere Temperatur T_{mittel} während der Messung aufgetragen und durch eine Exponential-Funktion der Form

$$f_e(\tau) = A_1 \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right) + y_0$$

angenähert. Diese wurde auf den absoluten Temperatur-Nullpunkt $T = 0K$ beziehungsweise $T = -273,16^\circ C$ extrapoliert, um die mittlere Lebensdauer bei nichtvorhandenem Dampfdruck zu erhalten. Diese ergab sich zu

$$\tau = (0,101 \pm 0,006) \mu s$$

was in Abbildung 9 links dargestellt ist.

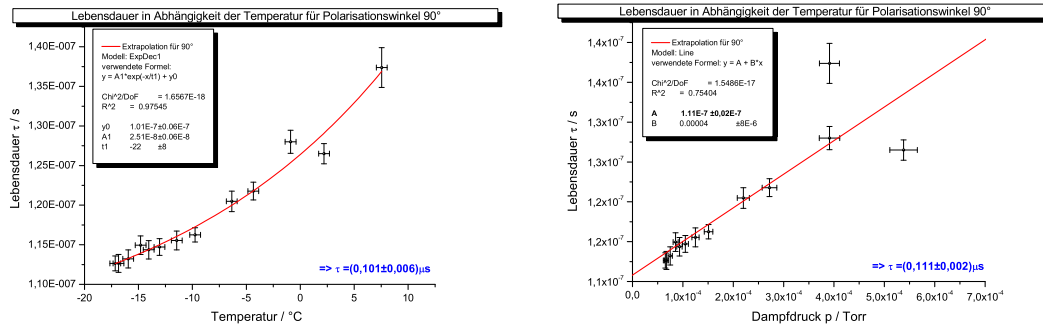


Abbildung 9: Exponentieller Fit zur Extrapolation auf den absoluten Temperatur-Nullpunkt (links) bzw. linearer Fit auf den Druck-Nullpunkt (rechts) bei Polarisationswinkel 90°

Aus der Gleichung 2 erhält man für den in der Quecksilberkammer herrschenden Druck den Zusammenhang

$$p = 10^{(A+B \log_{10} T + \frac{C}{T})}$$

$$\mathcal{S}_p = \frac{p \left(\frac{BT}{\ln 10} - C \right) (\ln 2 + \ln 5)}{T^2}$$

mit den Konstanten in Tabelle 1, wobei der Druck in Torr angegeben wird. Durch Auftragen der Lebensdauer τ gegen den Druck p ergab sich die in Abbildung 9 dargestellte Kurve. Durch Lineare Regression ergab sich daraus die mittlere Lebensdauer τ bei Dampfdruck $p = 0 \text{ Torr}$ aus dem Achsenabschnitt A zu

$$\tau = (0,111 \pm 0,002) \mu s \quad .$$

Der Fehler stammt hierbei aus der Linearen Regression unter Berücksichtigung der Fehler von Druck und Lebensdauer.

Es fällt auf, daß sich die Lebensdauern aus der Extrapolation der Temperatur und der des Drucks zwar innerhalb des 1,25fachen Fehlers übereinstimmen, aber dennoch nicht identisch sind, wovon aber bei Konsistenz der Druckformel auszugehen ist. Die Diskrepanz ist wohl in erster Linie durch den Sprung in der Umrechnungsformel für den Druck bei $+3^\circ\text{C}$ zu suchen.

Dennoch stimmen der über die Exponentialkurve ermittelte Wert innerhalb von $ca. 2,8 \times \sigma$ und der über die Lineare Regression bestimmte Wert innerhalb von $3,5 \times \sigma$ mit dem Literaturwert von

$$\tau_{Lit} = 0,118 \mu s$$

überein, was die Annahme der Fehler in der Umrechnung auf den Druck stützt.

4.2 Polarisationswinkel von 0°

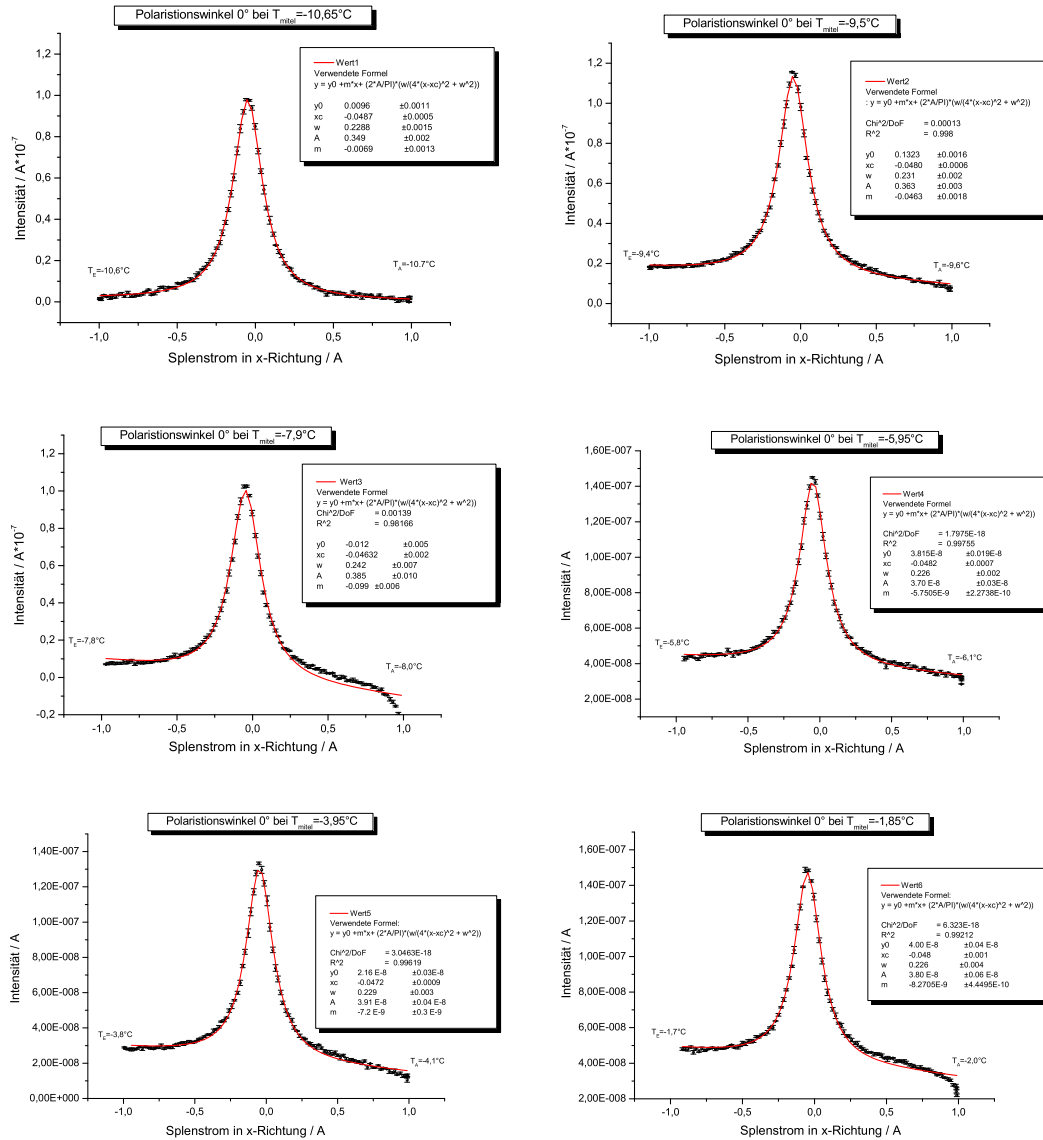
Nach der Messung mit einem Polarisationswinkel von 90° wurde die Messung für ca. 2 Stunden unterbrochen, um dem Kühlmittel die Möglichkeit zur Regeneration zu geben. Nach einer Stunde ohne Kühlung wurde diese wieder eingeschaltet und die Quecksilberkammer erneut herunter gekühlt. Dabei konnte eine minimale Temperatur von nur ca. -11°C erreicht werden.

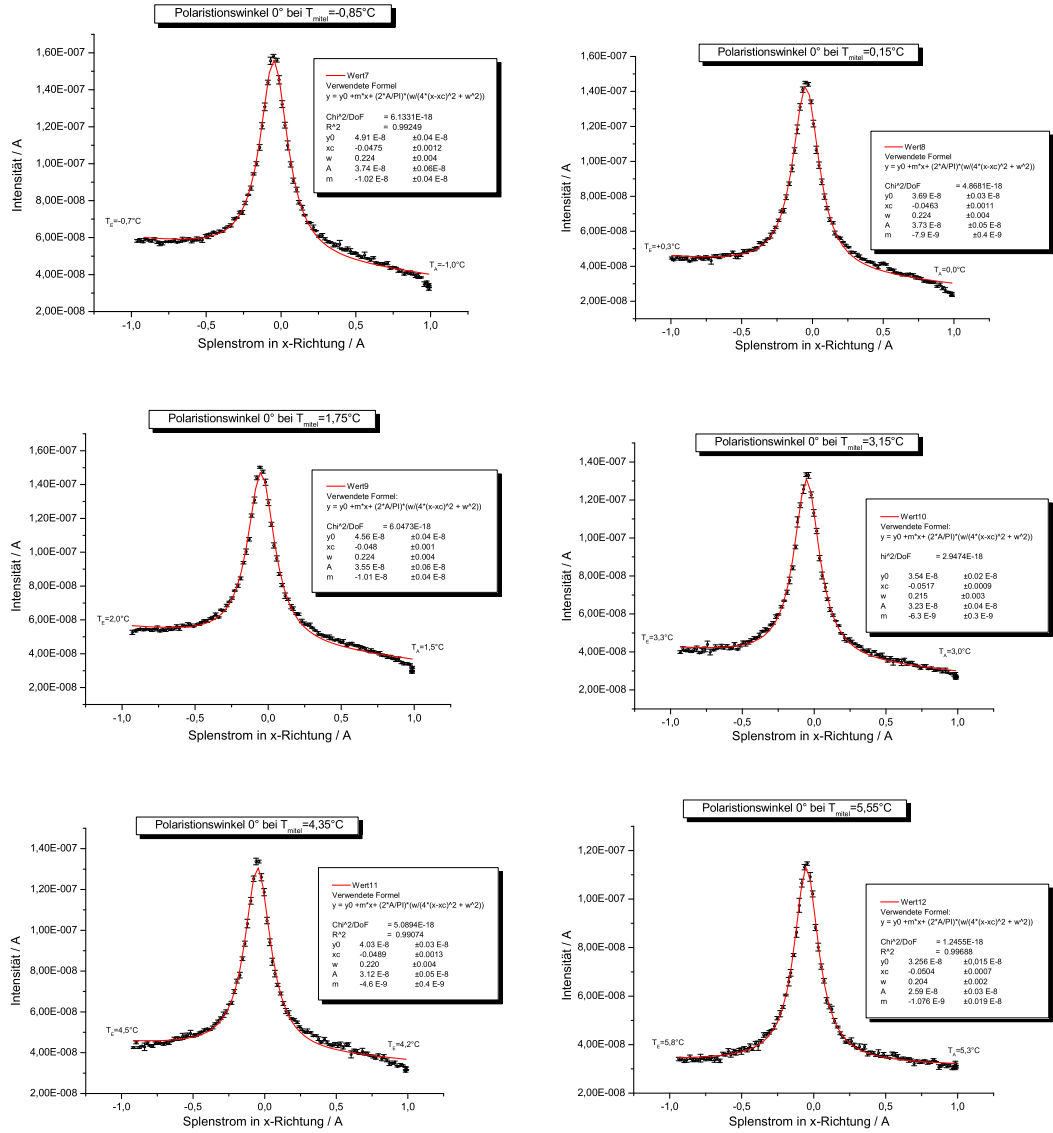
Nachdem die minimale Temperatur erreicht war, mussten erneut die Helmholtzspulenpaare in y- und z-Richtung derart eingestellt werden, daß sich damit die äußeren Magnetfelder zu Null addieren. Die eingestellten Werte sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Spule	Spannung U / V	Fehler S_U / V	Strom I / A	Fehler S_I / A
y	-0,30	0,10	-0,013	0,010
z	-0,78	0,05	-0,088	0,005

Tabelle 3: Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 0°

Nachdem der Polarisator auf 0° eingestellt war, was durch Überprüfen der Symmetrie der Intensität bei einem Spulenstrom von $\pm 1\text{A}$ erreicht wurde, begann die Messung. Dabei ergaben sich die in den Abbildungen 10 und 11 dargestellten Kurven.

Abbildung 10: Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 0°

Abbildung 11: Lorentzkurven bei einem Polarisationswinkel von 0°

Die Kurven in den Abbildungen 10 und 11 wurden wie oben beschrieben mit einer Lorentzkurve angenähert, um daraus die Breite und damit die Lebensdauer τ zu ermitteln. Damit konnte durch Auftragen der Lebensdauer gegen die mittlere Temperatur während der Messung beziehungsweise des Drucks die Lebensdauer am absoluten Temperaturnullpunkt, also bei $p = 0 \text{ Torr}$ extrapoliert werden (Abb. 12 links bzw. rechts). Es ergaben sich

$$\tau_e = (97,2 \pm 1,4) \text{ ns}$$

$$\tau_g = (97 \pm 4) \text{ ns} ,$$

was innerhalb von fast $15 \times$ beziehungsweise $5,3 \times \sigma$ mit dem Literaturwert „übereinstimmt“. Die Abweichung läßt sich, zumindest teilweise, durch die nicht mehr zu erreichenden, tiefen Temperaturen erklären.

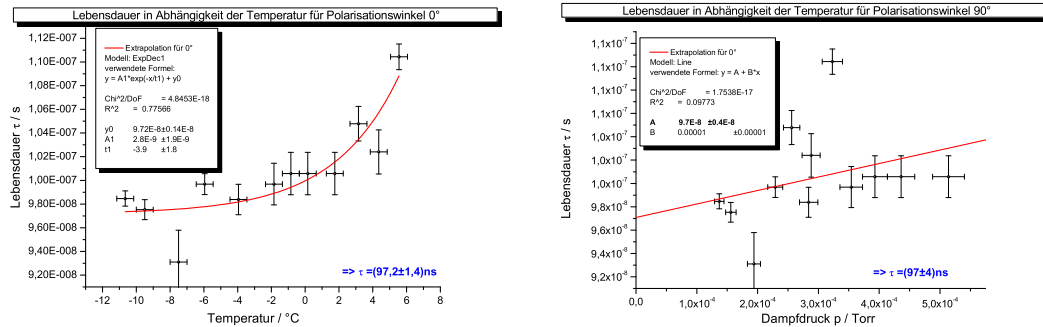


Abbildung 12: Exponentieller Fit zur Extrapolation auf den absoluten Temperatur-Nullpunkt (links) bzw. linearer Fit auf den Druck-Nullpunkt (rechts) bei Polarisationswinkel 0°

4.3 Polarisationswinkel von 45°

Für die Messung bei einem Polarisationswinkel von 45° wurde das Polarimeter so gut, wie es die Skala zuließ, auf 45° eingestellt. Ein genaueres Überprüfen wie bei den vorhergehenden Messungen war hier nicht möglich. Auch hier wurde die Einstellung der Helmholtzspulenpaare in y- und z-Richtung zur Kompensation der äußeren Magnetfelder überprüft und die Spulen auf die Einstellungen in Tabelle 4 gebracht.

Spule	Spannung U / V	Fehler S_U / V	Strom I / A	Fehler S_I / A
y	0,08	0,10	0,009	0,010
z	-0,83	0,05	-0,098	0,005

Tabelle 4: Verwendete Einstellungen der Helmholtz-Spulenpaare bei der Messung mit einem Polarisationswinkel von 45°

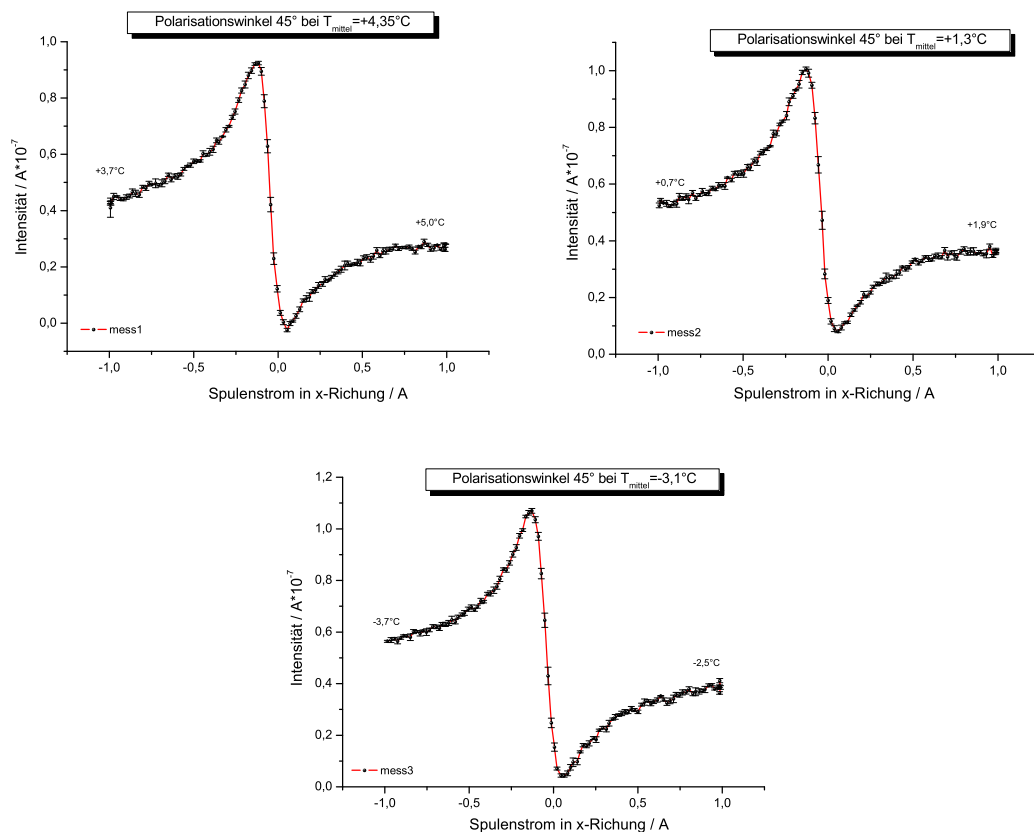


Abbildung 13: Dispersionskurven bei einem Polarisationswinkel von $\simeq 45^\circ$

Danach wurde der für die vorhergehende Messung abgestellte Peltier-Strom wieder erhöht, um die mittlerweile im positiven Bereich befindliche Temperatur erneut zu senken. Auf eine Regenerationsphase der Heatpipe wurde verzichtet, da aus den gewonnenen Daten keine Berechnungen vorgenommen werden sollten. Die in Abbildung 13 dargestellten Meßwerte zeigen gut die erwartete Form der Dispersionskurven.

4.4 Ergebnisse der Messungen bei Polarisationswinkeln von 0° und 90°

Über das gewichtete Mittel

$$\bar{\tau} = \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\tau_n}{\sigma_{\tau_n}^2}}{\sum_{m=1}^N \frac{1}{\sigma_{\tau_m}^2}}$$

$$S_{\bar{\tau}} = \frac{1}{\sum_{m=1}^N \frac{1}{\sigma_{\tau_m}^2}}$$

kann aus den oben ermittelten, einzelnen mittleren Lebensdauern die mittlere Lebensdauer des $^3\text{P}_1$ -Zustand des Quecksilberatoms zu

$$\tau_{ges} = 101,4 \pm 1,0 ns$$

bestimmt werden. Dieser Wert weicht um $16 \times \sigma$ vom bereits oben erwähnten Literaturwert für die Lebensdauer ab.

5 Zusammenfassung

Aus den Messungen der Intensitäten bei Variation der Temperatur und bei verschiedenen Polarisator-Einstellungen ergaben sich die mittleren Lebensdauern für den 3P_1 -Zustand des Quecksilberatoms zu

$$\begin{aligned}\tau_e^{90^\circ} &= (101 \pm 6)ns \\ \tau_g^{90^\circ} &= (111 \pm 2)ns \\ \tau_e^{0^\circ} &= (97,2 \pm 1,4)ns \\ \tau_g^{0^\circ} &= (97 \pm 4)ns \\ \Rightarrow \tau_{ges} &= 101,4 \pm 1,1ns \quad .\end{aligned}$$

Es fällt auf, daß alle ermittelten Werte mindestens um $2,5 \times \sigma$ unter dem Literaturwert von

$$\tau_{Lit} = 118ns$$

liegen, besonders die, aus der zweiten Messung bei einem Polarisationswinkel von 0° . Diese Abweichungen können auf einen systematischen Fehler hindeuten, welcher in Form der Temperaturmessung schnell gefunden ist. Diese erwies sich während der Messung als stark beeinflussbar. Es ist also anzunehmen, daß der Einfluß der Peltier-Elemente und des Photomultipliers die Meßwerte stark nach unten verschieben. Ebenfalls erwies sich das Abschalten der Hochspannung zum Ablesen der Temperatur als unvorteilhaft, da dies zu einem Absinken der Intensität auf Null zur Folge hatte, die sich erst nach einer nicht genau bestimmbaren Zeit völlig erholte. Es ist also ebenso möglich, daß dies eine systematische Verschiebung der Ergebnisse zu einem niedrigeren Wert zur Folge hatte.

Eine weitere Fehlerquelle ist die schlechte Befestigung der Optik, welche sich nicht fest einstellen ließ. Dies könnte die tiefen Werte bei der 0° -Messung erklären, bei welcher die Abweichungen der Werte für die Lineare Regression auffallend stark streuten.

Weil die Werte der zweiten Messung wie oben bereits erwähnt stark Abweichen und auch die Temperatur nicht unter -11°C zu bekommen war, wurde das gewichtete Mittel der ersten Messung nochmals einzeln zu

$$\tau^{90^\circ} = (110,0 \pm 1,9)ns$$

bestimmt, was wesentlich besser, nämlich innerhalb von ca. $4 \times \sigma$, also mit einer noch tragbaren Abweichung mit dem Literaturwert übereinstimmt.

6 Handschriftliches