

P443 Kernmagnetische Relaxation

Die MRT (Magnetresonanztomographie) ist eine der fundamentalen bildgebenden Verfahren in der modernen Medizin. Ihr zugrunde liegt das physikalische Phänomen der Kernspinresonanz, welches erstmals 1946 von Felix Bloch und Edward M. Purcell nachgewiesen wurde. Dem vorranging entwickelt Isidor Rabi 1936 die Rabi-Methode zur genaueren Bestimmung des Kernspins mithilfe eines statischen und eines rotierenden Magnetfeldes. Der folgende Versuch soll ein Verständnis für die physikalischen Grundlagen geben, die unter anderem zur Entwicklung der MRT's geführt haben.

P443.1 Versuchsziel

In diesem Versuch wird die Dynamik von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen in einem äußeren Magnetfeld untersucht. Es soll die longitudinale und transversale Relaxationszeit der Kernspins von Protonen in Mineralöl gemessen werden. Dazu wird zunächst ein RF-Puls verwendet, welcher die Kernspins aus ihrem Gleichgewichtszustand um 90° ($\frac{\pi}{2}$) dreht. Anschließend wird die Zeit gemessen, die das System braucht, um von diesem gestörten Zustand in seinen Gleichgewichtszustand zurückzukehren. Als Meßmethode wird dabei die Kernspinresonanz (NMR: Nuclear Magnetic Resonance) verwendet. Die Beschreibung der NMR mit Hilfe der semi-klassischen Bloch-Gleichungen ermöglicht einen intuitiven Zugang zu den optischen Bloch-Gleichungen, die in der modernen Atomphysik und Quantenoptik einen bedeutenden Platz einnehmen.

P443.2 Notwendige Vorkenntnisse

- Magnetfeld einer Spule
- Prinzip der Kernspinresonanz
- Spin - Gitter Relaxation
- Verhalten von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld
- Dynamik des Gesamtpins unter dem Einfluß eines äußeren magnetischen Wechselfeldes (Rabioszillation, Inversion, drehendes Bezugssystem, Blochkugel)
- Spinecho-Sequenzen (Carr-Purcell und Meiboom-Gill)

P443.3 Literatur

- Teach Spin Manual (**beim Assistenten zu entleihen**)
als Voraussetzung für den Versuch werden folgende Abschnitte benötigt: Kapitel B.1 und B.2 für ein grundlegendes theoretisches Verständnis
Abbildung 2.1 in Kapitel A.1 für ein grundlegendes Verständnis der elektronischen Komponenten
- C. J. Foot: Atomic Physics, Oxford Master Series in Atomic, Optical, and Laser Physics 2005
- N. F. Ramsey: Nuclear Moments, John Wiley and Sons (1953)
- M. H. Levitt: Spin Dynamics – Basics of Nuclear Magnetic Resonance, John Wiley & Sons (2002)
- Skript aus der Vorlesung Organische Chemie IV der Uni Frankfurt: http://schwalbe.org.chemie.uni-frankfurt.de/sites/default/files/attachments/organische_chemie_iv/skript_teil_1.pdf

P443.4 Aufgaben

1. Vorbereitung des experimentellen Aufbaus (Abschnitt P443.5.1)
2. Kalibrierung des experimentellen Aufbaus (Abschnitt P443.5.2)
3. Rabi-Oszillationen (Abschnitt ‘Rabi-Oszillationen’ auf Seite 9)
4. Messung der longitudinalen Relaxationszeit T_1 (Abschnitt ‘Longitudinale Relaxationszeit T_1 ’ auf Seite 9)
5. Messung der transversalen Relaxationszeit T_2 (Abschnitt ‘Effektive Transversale Relaxationszeit T_2^* ’ auf Seite 10)

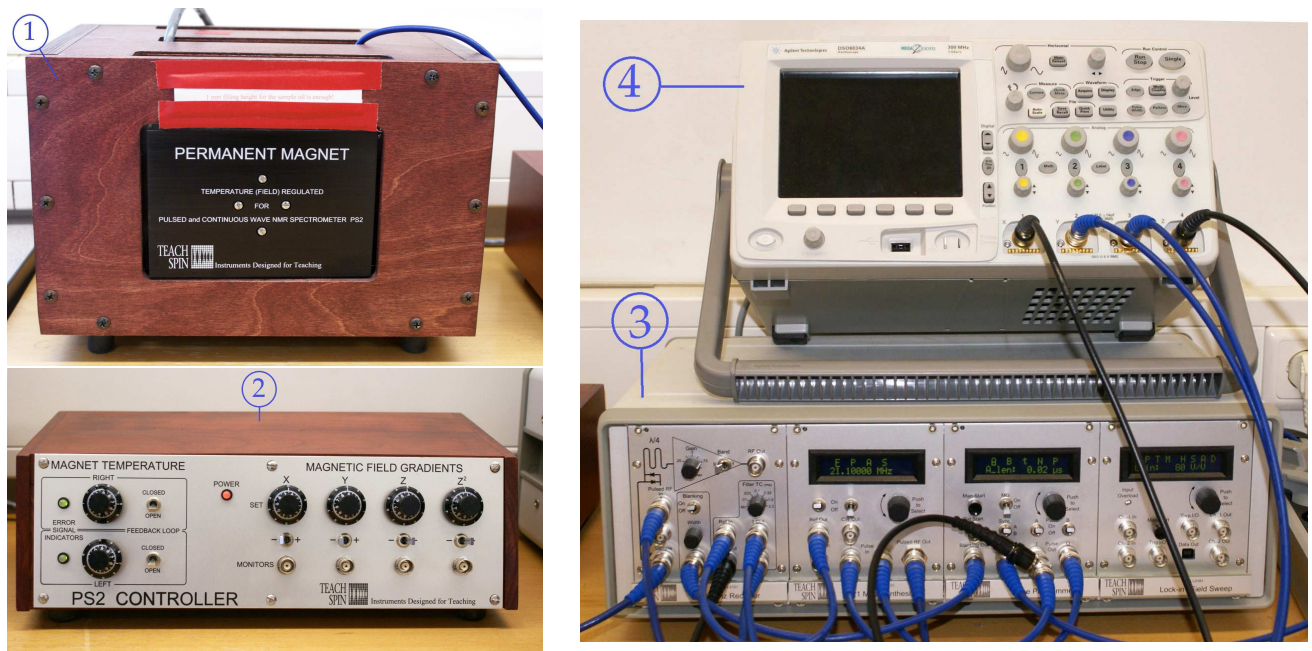


Abbildung P443.1: Komponenten des NMR Versuchs: 1: MAGNET, 2: PS2 Controller, 3: MAINFRAME: Receiver, Synthesizer, Pulse Programmer, Lock-In / Field Sweep, 4: digitales Oszilloskop.

P443.5 Durchführung und Analyse

Im Folgenden wird die Durchführung des Versuches und in jedem Teil die dafür vorgesehene Analyse beschrieben. Achten Sie darauf die gestellten Fragen und Anweisungen im Versuchsprotokoll zu bearbeiten.

P443.5.1 Vorbereitung des experimentellen Aufbaus

Das Experiment besteht aus den folgenden vier Komponenten: dem MAGNETen mit eingebautem RF-Messkopf (Abbildung P443.1: 1); dem PS2 Controller (Abbildung P443.1: 2), bestehend aus der Regelung der Magnettemperatur und Steuerung der Magnetfeldgradienten; dem MAINFRAME (Abbildung P443.1: 3), bestehend aus (von links nach rechts) einem Empfänger (Receiver), einem Synthesizer, einer Puls-Programmier Einheit (Pulse Programmer), einem Lock-In Verstärker (Lock-In / Field Sweep) und einer DC Stromversorgung (nicht abgebildet) und dem digitalem Oszilloskop (Abbildung P443.1: 4).

Verkabeln

Vergewissern Sie sich, dass alle Geräte wie folgt miteinander verbunden und voreingestellt sind:

1. *Pulsed RF-Out* (Synthesizer) mit *Pulsed RF-In* (Receiver)
MAGNET mit *Sample* (Receiver)
2. *Q* (Pulse Programmer) mit *Q* (Synthesizer)
I (Pulse Programmer) mit *I* (Synthesizer)

Blanking Out (Pulse Programmer) mit *Blanking In* (Receiver)

3. *Sync Out* (Pulse Programmer) mit *Input Trigger* (Digitales Oszilloskop)

Env. Out (Receiver) mit *Kanal 1* (Digitales Oszilloskop)

Q (Receiver) mit *Kanal 2* (Digitales Oszilloskop)

I (Receiver) mit *Kanal 3* (Digitales Oszilloskop)

4. Schalten Sie die linke und rechte Temperaturregelung (**PS2 Controller**) auf OPEN

Stellen Sie *TC* auf 0.01 (Receiver)

Stellen Sie *Gain* auf 50% (Receiver)

Stellen Sie den Schalter *Blanking* (Receiver) auf On

Stellen Sie den Schalter *Ref Out* (Synthesizer) auf On

Stellen Sie den Schalter *CW Out* (Synthesizer) auf Off

Stellen Sie den Schalter *MG* (Pulse Programmer) auf Off

Stellen Sie den Schalter *Sync* auf A (Pulse Programmer)

Stellen Sie den Schalter *Pulse A* auf On und *Pulse B* auf Off (Pulse Programmer)

Abbildung P443.1 zeigt das fertig vorbereitete **MAINFRAME**.

Vorbereiten der Probe

Für gewöhnlich können Sie die Probe der vorhergehenden Gruppe verwenden. Stellen Sie sicher, dass die Ihnen vorliegende Probe die folgenden Anforderungen erfüllt (vgl. Abbildung P443.2):

1. Die Probe sollte eine Füllhöhe von etwa 1–3 mm haben (siehe Abbildung P443.2: 1).
2. Der Gummiring (siehe Abbildung P443.2: 2), welcher die Höhe der Probe innerhalb des Magnetfeldes bestimmt, sollte etwa 39 mm von der unteren Kante des Röhrchens entfernt sein. Eine Feinjustage der Probenhöhe erfolgt zu einem späteren Zeitpunkt.

Falls Ihnen keine Probe vorliegt, können Sie diese mit den Materialien, welche in Abbildung P443.3 zu sehen sind selbst herstellen. Nehmen Sie dazu ein leeres Röhrchen aus der Box, Füllen Sie etwas Probensubstanz in das Röhrchen und schließen Sie dieses mit einem Gummistopfen ab. Üblicherweise wird leichtes Mineralöl als Substanz verwendet (Abbildung P443.3: 1). Zuletzt muss noch der Gummiring (siehe Abbildung P443.2: 2) angebracht werden.

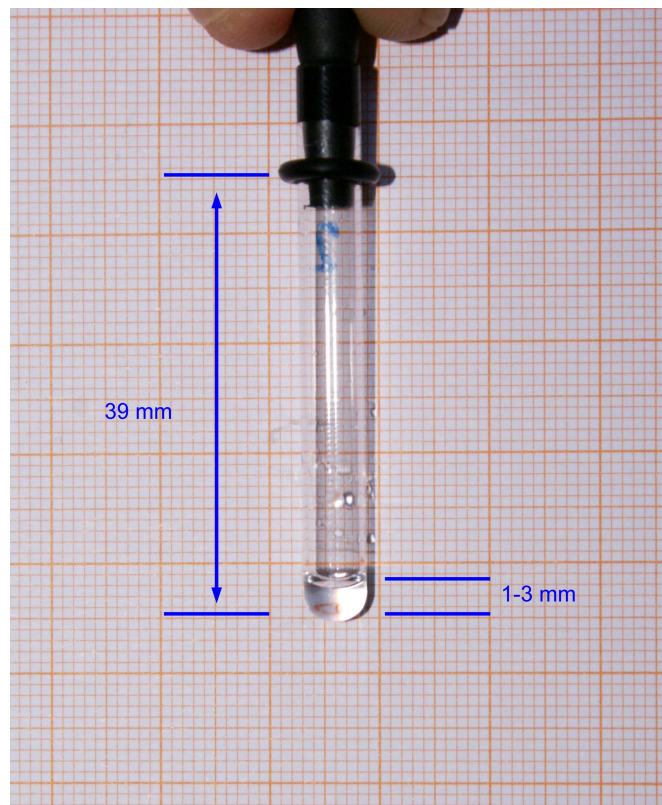


Abbildung P443.2: Fertig vorbereitete Probe mit einer Füllhöhe von 1 – 3 mm und einem Abstand zum Gummiring von 39 mm.

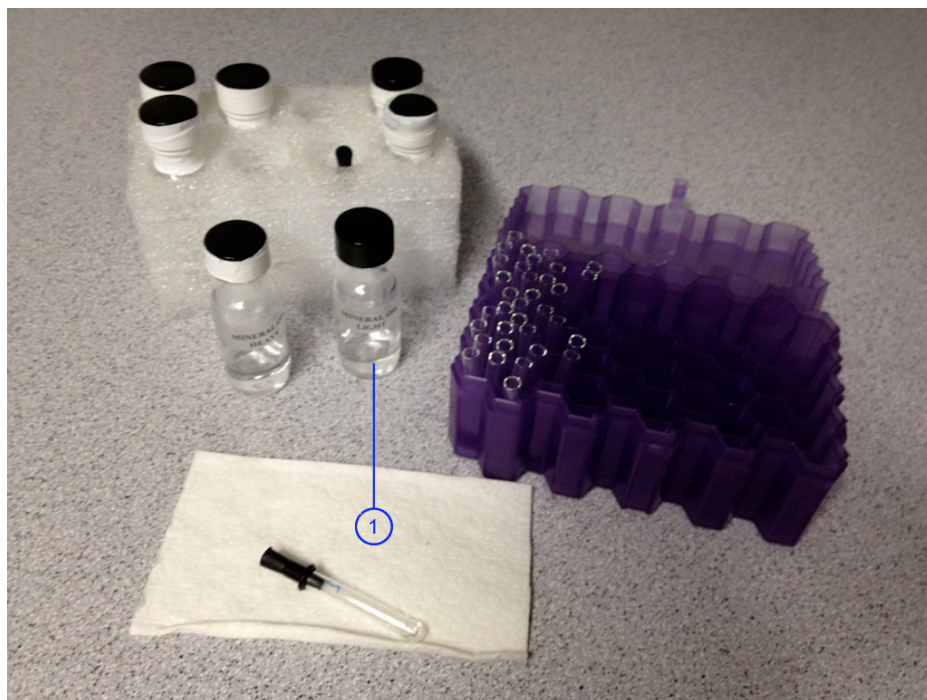


Abbildung P443.3: Materialien zum Herstellen einer Probe.

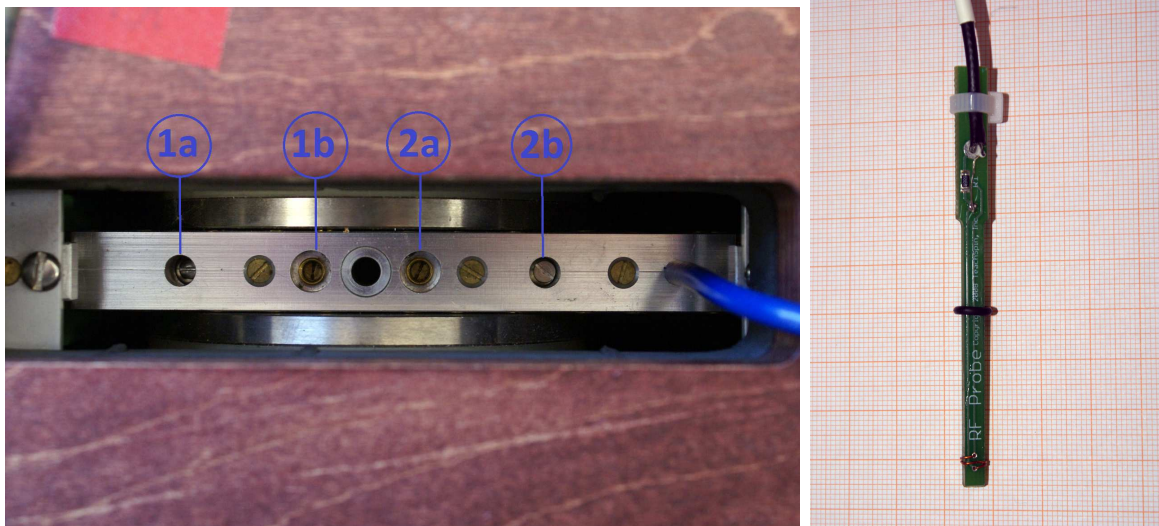


Abbildung P443.4: Detailansicht des MAGNETen: links - 1a: Grober Tuning-Kondensator, 1b: Fine-Tuning-Kondensator, 2a: Fine-Matching-Kondensator, 2b: Grober Matching-Kondensator, rechts - Pickup Probe.

P443.5.2 Kalibrierung des Experimentellen Aufbaus

Temperatur Einstellung

Der PS2 Controller hat auf der linken Seite zwei Temperaturregelungen für das Magnetfeld. Benutzen Sie die zwei Potentiometer des PS2 Controller um den Sollwert der Temperatur einzustellen. Entspricht die eingestellte Temperatur der aktuellen Raumtemperatur erlischt die jeweilige LED. In diesem Zustand kann der Reglerskreis mittels Kippschalter geschlossen werden. Die Regelung sorgt für eine konstante Temperatur während des Experiments.

Tuning des RF-Resonanzkreises

Benutzen Sie die Pickup Probe (siehe Abbildung P443.4) zur Impedanzanpassung. Die Höhe der Spule sollte mit der Höhe des Mineralöls übereinstimmen. Schließen Sie dazu zunächst die Sonde an Kanal 1 des Oszilloskops an und konfigurieren Sie anschließend alle Parameter wie folgt:

1. An der Pulse Programmer:
 - A_{len} auf 2,5 μ s
 - P auf 100 ms
2. Am Oszilloskops:
 - Trigger: Ext, Normal, Rising, >0,1 V
 - Sweep: 2 μ s/div
 - Channel 1: 5 V/div, DC, Full bandwidth

A_{len} definiert die Dauer eines RF-Pulses und P ist die Periode zwischen zwei Sequenzen. In diesem Fall besteht die Pulssequenz lediglich aus einem Puls.

Achtung: Die hier benutzen Einstellungen für den Sweep des Oszilloskops werden benutzt um das RF-Feld innerhalb der Zylinderspule während des RF-Pulses zu beobachten. Es handelt sich nicht um das Signal einer magnetischen Resonanz.

Abbildung P443.5 zeigt, wie das Signal der Pickup Probe auf dem Oszilloskop aussehen kann. Der *Gain* kann nach oben angepasst werden, solange das Signal nicht abgeschnitten wird. Durch Justieren der Tuning-Kondensatoren (siehe Abbildung P443.4: 1a/1b) ist die Form und Amplitude des Signals drastisch modellierbar. Nach erfolgreicher Justage sollte das Signal eine maximale Amplitude und eine Form wie in Abbildung P443.5 haben. Zum Erreichen der maximalen Amplitude kann eine längere Signaldauer helfen. Erklären Sie die Signalform. Schauen Sie sich hierfür den generierten RF- Puls an (Kanal 4). Bitte speichern Sie das optimierte Signal ab.

Optimierung des Free Induction Decay Signals

Der experimentelle Aufbau ist nun soweit vorkalibriert, dass die eigentliche Probe eingesetzt werden kann. Schließen Sie hierzu das Signal Env. Out des Empfängers wieder an Kanal 1 des Oszilloskops an. Da nun die Antwort der Probe auf den RF-Puls beobachtet wird muss der Sweep auf dem Oszilloskop geändert werden. Es empfiehlt sich eine Einstellung von 0,5-1,0 ms/div zu verwenden. Das Antwortsignal der Probe auf einen RF-Puls wird Free Induction Decay genannt und wird im folgenden mit FID abgekürzt.

Stellen Sie die vier Potentiometer (X, Y, Z, Z^2), welche die Gradienten des Magnetfeldes variieren, am PS2 Controller auf null. Sie sollten ein Signal auf dem Oszilloskop sehen. Was erwarten Sie von Seiten der Theorie als Antwort Ihrer Probe auf einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls? Optimieren Sie Ihr die Amplitude, die Dauer und die Form Ihres Signals auf ein möglichst hohes, langsam und exponentiell abfallendes FID-Signal. Warum sollte das Signal so aussehen? Zum Optimieren stehen Ihnen die folgenden Parameter zur Verfügung:

- Frequenz (Synthesizer: F)
- Magnetfeldgradienten (PS2 Controller: X, Y, Z, Z^2 Potentiometer)

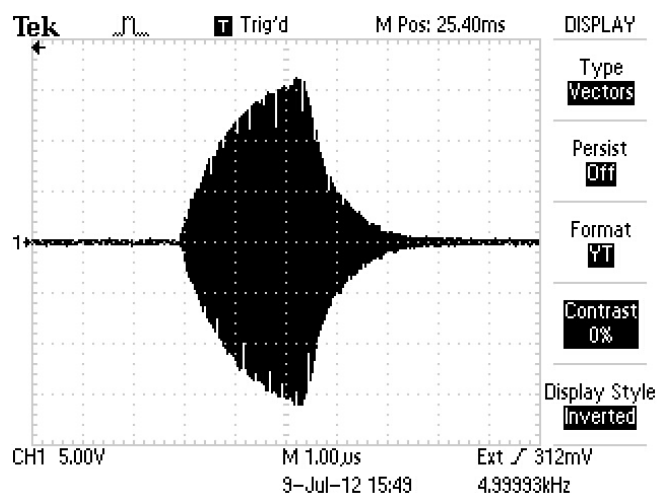


Abbildung P443.5: Das optimierte Signal der Pickup Probe

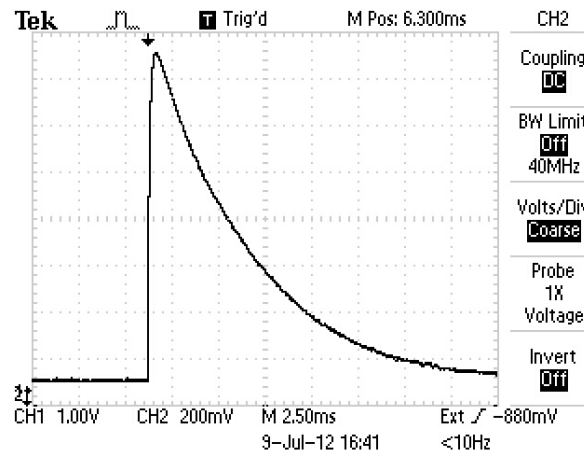


Abbildung P443.6: FID Signal eines $\frac{\pi}{2}$ -Pulses mit einer Amplitude von ~ 7 V und einer Zerfallszeit von ~ 4 ms.

Abbildung P443.6 zeigt ein optimiertes Signal. Versuchen Sie Ihr Signal so zu optimieren, dass sie in etwa die selbe (oder idealweise eine längere) Zerfallszeit von ~ 4 ms erhalten. Beachten Sie, dass die Magnetfeldgradienten miteinander (und mit der Frequenz) korreliert sind, so dass diese iterativ optimiert werden müssen. Sie werden feststellen, dass die Bestimmung der Frequenz nur mit dem FID-Signal nicht sehr präzise ist. Für ein Feintuning der Frequenz empfiehlt es sich, das I und Q FID-Signal mittels Kanal 2 und 3 auf dem Oszilloskop anzuschauen. Trifft man die Resonanzfrequenz, sieht man deutlich weniger Nachschwingungen auf dem Oszilloskop. Dies liegt daran, dass das I Signal (In Phase Signal) eine Überlagerung des eingehenden Signals in Phase und des ausgehenden Signals in Phase ist. Das Q Signal (Out of Phase Signal) ist dazu um 90° verschoben. Bitte speichern Sie das optimierte Signal ab.

Häufige Fehlerquellen

- Vergisst man den Sweep am Oszilloskop umzustellen, wird man kein FID-Signal auf dem Bildschirm sehen können.
- Die Einstellungen für die Magnetfeldgradienten können mit den Kippschaltern unterhalb der Drehpotentiometer umgepolt werden, dies kann erforderlich sein um die optimalen Bedingungen zu finden.

$\frac{\pi}{2}$ -Puls und π -Puls Justage

Theoretisch sollten Sie durch verdoppeln der Pulslänge (A.1en) einen π -Puls erzeugen und damit das Antwortsignal der Probe völlig auslöschen. Warum wird das erwartet? Im Experiment werden Sie jedoch noch ein kleines Antwortsignal Ihrer Probe auf dem Oszilloskop sehen können. Durch Variation der Pulslänge und der Frequenz können Sie versuchen dieses Signal zu minimieren. Hierfür sollten Sie auch nach wie vor die Signale I und Q betrachten. Wie hängt das Envelopsignal mit den beobachtbaren Größen I und Q zusammen? Was ist hier zu beachten? Es kann bei einer zu großen Variation der Frequenz dazu kommen, dass Sie zu weit entfernt von der Resonanzfrequenz liegen und Ihre Probe deswegen keine Antwort mehr gibt. Dies kann leicht überprüft werden indem Sie die Pulslänge (A.1en) halbieren. Sie sollten wieder das Signal aus dem vorherigen Abschnitt

beobachten können. Für die anstehenden Versuche ist es nötig, dass sie mindestens ein Verhältnis von 1:6 der beiden Amplituden ($U_{\max}(\pi):U_{\max}(\pi/2)$) erhalten.

Notieren Sie sich die ermittelte Resonanzfrequenz, sowie die Dauer für einen $\frac{\pi}{2}$ - und einen π -Puls. Diese werden für die nun anstehenden Versuche benötigt.

P443.5.3 Messung der kernmagnetischen Relaxation

Sie haben den experimentellen Aufbau soweit kalibriert und können jetzt mit der Messung von kernmagnetischen Relaxation beginnen. Bei den anstehenden Messungen sollten Sie stets beachten, dass das Envelopesignal einen konstanten Spannungsoffset besitzt. Damit Sie bei der anschließenden Auswertung die von der Theorie vorhergesagten Zusammenhänge erhalten muss dieser von den Messwerten abgezogen werden. Nehmen Sie dazu vor jedem Versuch eine Kurve ohne RF-Puls auf um diesen konstanten Spannungsoffset zu ermitteln.

Rabi-Oszillationen

Für diesen Versuchsteil benötigen Sie den Puls A. Stellen Sie sicher, dass die Periode (P) zwischen zwei Pulsen ausreichend groß ist. Gemessen wird sowohl die maximale Amplitude des Antwortsignals der Probe als auch das In-Phase Antwortsignal auf einen Puls mit variierender Pulslänge (A_{len}) und für verschiedene Frequenzen. Variieren Sie hierfür die Pulslänge zwischen 0,5–12 μs in 0,5 μs Schritten. Achten Sie darauf, dass die Frequenzen einen relevanten Abstand zueinander haben. Stellen Sie die aufgezeichneten Daten grafisch dar und interpretieren Sie die Ergebnisse. Vergleichen Sie insbesondere den daraus bestimmten Wert für die Länge eines $\pi/2$ -Pulses mit Ihrem zuvor ermittelten Wert aus der Justage.

Longitudinale Relaxationszeit T_1

Die Relaxationszeit T_1 kann mit der Sättigungs-Zurückgewinnungs-Methode und der Polarisations-Zurückgewinnungs-Methode über die Höhe des FID-Signals bestimmt werden. Zur besseren Übersicht sollten die Q und I Signale in folgenden Aufgabenteilen ausgeblendet werden.

Sättigungs-Zurückgewinnung Für die Sättigungs-Zurückgewinnungs-Methode wird die Probe zunächst einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls ausgesetzt und anschließend nach einer Wartezeit τ einem weiteren $\frac{\pi}{2}$ -Puls. Nach dem zweiten Puls beobachtet man das FID-Signal auf dem Oszilloskop. Diese Sequenz lässt sich zusammen fassen zu:

$$\pi/2 \rightarrow \text{FID} \rightarrow \tau \pi/2 \rightarrow \text{FID}. \quad (\text{P443.1})$$

Schalten Sie dafür Puls B ein und stellen Sie sowohl A_{len}, als auch B_{len} auf einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls. Zusätzlich sollte N auf 1 stehen, weil sonst kein Puls B gegeben wird. Variieren Sie nun die Verzögerung τ und zeichnen Sie wieder die Amplitude des FID-Signals der Probe auf. Es empfiehlt sich die Verzögerung in 10 ms Schritten bis 200 ms zu variieren, danach die Amplituden bis 500 ms in 50 ms aufzunehmen und falls nötig darüber hinaus noch weitere Werte in geeigneten Abstände. Sie sollten eine exponentielle Zurückgewinnung des FID-Signals sehen. Beachten Sie,

dass die Periode P zwischen zwei Sequenzen ausreichend groß ist, damit das System wieder in den Gleichgewichtszustand über gehen kann.

Ermitteln Sie die longitudinale Relaxationszeit T_1 indem Sie die folgende Funktion an Ihre Daten anpassen:

$$M(\tau) = M_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{\tau}{T_1} \right) \right) . \quad (\text{P443.2})$$

Wie kommt diese Funktion zustande?

Polarisations-Zurückgewinnung Für die Polarisations-Zurückgewinnungs-Methode wird die folgende Pulssequenz verwendet:

$$\pi \rightarrow \tau \pi / 2 \rightarrow \text{FID} . \quad (\text{P443.3})$$

Stellen Sie hierfür Puls A mittels **A_1en** auf einen π -Puls und Puls B mittels **B_1en** auf einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls. Variieren Sie nun die Verzögerung τ genau wie im vorigen Abschnitt beschrieben und zeichnen Sie wieder die Amplitude des **FID-Signals** der Probe auf. Es sollte zunächst ein Abnehmen auf die Höhe des Rauschens und anschließend eine Zunahme bis zum vollen **FID-Signal** beobachtet werden können.

Nachdem die Daten von Ihrem Offset bereinigt wurden, muss der erste Teil der aufgenommenen Daten noch so transformiert werden, dass sich die folgende Funktion an die resultierende Kurve anpassen lässt:

$$M(\tau) = M_0 \left(1 - 2 \cdot \exp \left(-\frac{\tau}{T_1} \right) \right) . \quad (\text{P443.4})$$

Wie sieht diese Transformation aus und woraus ergibt sich dieser Zusammenhang? Vergleichen Sie die aus den beiden Methoden ermittelten Werte von T_1 .

Effektive Transversale Relaxationszeit T_2^*

Die effektive transversale Relaxationszeit T_2^* setzt sich aus der inhomogenen transversalen Relaxationszeit $T_{2,\text{inhom}}$ und der homogenen transversalen Relaxationszeit T_2 wie folgt zusammen:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2,\text{inhom}}} + \frac{1}{T_2} . \quad (\text{P443.5})$$

In den folgenden Abschnitten wird beschrieben, wie Sie die beiden Komponenten für Ihre Probe im Experiment vermessen können. Stellen Sie für die Messung Puls B aus und Puls A mittels **A_1en** auf einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls. Sind die Einstellungen, welche in Abschnitt ‘Optimierung des Free Induction Decay Signals’ auf Seite 7 beschrieben wurden, sorgsam durchgeführt worden, so fällt das **FID-Signal** exponentiell ab. Aus der Messkurve lässt sich wie folgt die effektive transversale Relaxationszeit T_2^* bestimmen:

$$M(t) = M_0 \cdot \exp \left(-\frac{t}{T_2^*} \right) . \quad (\text{P443.6})$$

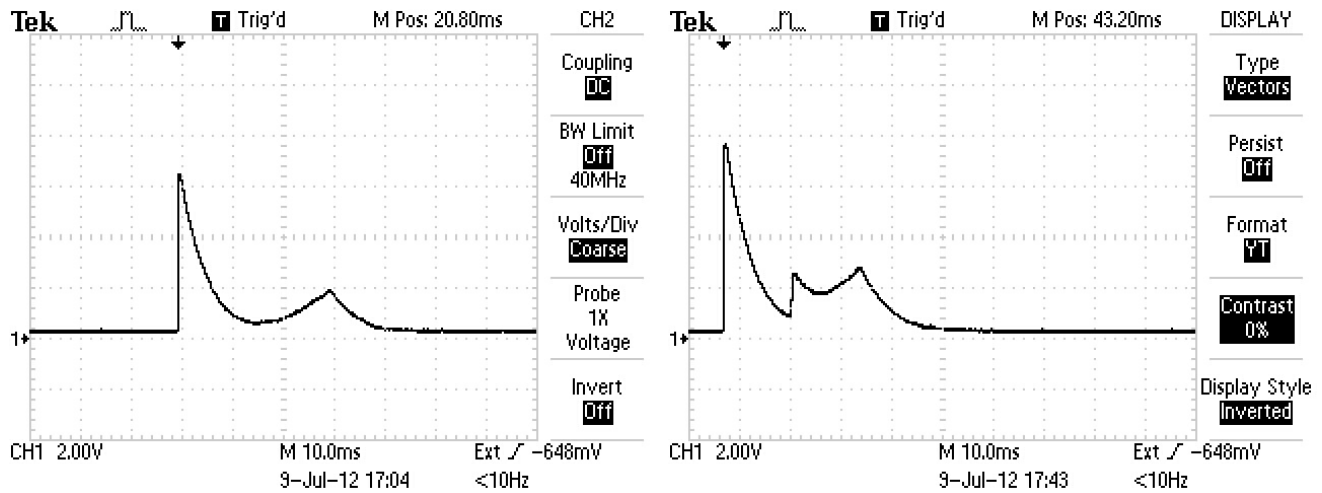


Abbildung P443.7: Vergleich zwischen zwei Hahn-Spin Echo-Signalen: Hahn Spin Echo mit guter π -Puls Auslöschung (links) und Hahn Spin Echo mit unzureichender π -Puls Auslöschung (rechts).

Homogene Transversale Relaxationszeit T_2

Hahn-Spin Echo-Sequenz Bevor wir uns den aufwendigeren Pulssequenzen widmen ist es sinnvoll sich das Spin Echo der folgenden Pulssequenz auf dem Oszilloskop anzuschauen:

$$\pi/2 \rightarrow \tau \pi . \quad (\text{P443.7})$$

Stellen Sie für die Messung Puls A mittels A₁len auf einen $\pi/2$ -Puls und Puls B mittels B₁len auf einen π -Puls. Falls Sie bei der anfänglichen Kalibration darauf geachtet haben, dass es zu einer optimalen Signalauslöschung nach einem π -Puls kommt, sollten Sie ein FID-Signal und das darauffolgende Spin Echo auf dem Oszilloskop beobachten können (siehe Abbildung P443.7.a). In Abbildung P443.7.b sehen Sie zwischen dem Peak des FID-Signals und dem Peak des Spin Echos einen weiteren Peak. Falls Sie einen solchen Peak in Ihrem Signal sehen, sollten Sie Abschnitt ‘ $\pi/2$ -Puls und π -Puls Justage’ auf Seite 8 wiederholen.

Variieren Sie die Zeit τ zwischen den beiden Pulsen um ein Gefühl für das Spin Echo-Signal zu bekommen. In Abbildung P443.8 ist mit der “Persist” Funktion des Oszilloskops das Spin Echo für verschiedene Zeiten τ gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Maxima des Spin Echos exponentiell abnehmen. Zeichnen Sie für 10 verschiedene Zeiten τ die maximale Amplitude des Spin Echos auf und bestimmen Sie aus den Daten die homogene transversale Relaxationszeit T_2 indem Sie Ihre Daten an Gleichung P443.9 anpassen. Beachten Sie hier, dass die Zeit zwischen zwei Echos $t = 2\tau$ ist.

Carr-Purcell-Sequenz Die homogene transversale Relaxationszeit beschreibt die Zeitkonstante, mit der die Spins in der X-Y Ebene der Blochkugel auseinander laufen. Um diese mit einer Carr-Purcell-Sequenz zu messen, wird die folgende Pulssequenz verwendet:

$$\pi/2 \rightarrow \tau \pi \rightarrow 2\tau \pi \rightarrow 2\tau \dots . \quad (\text{P443.8})$$

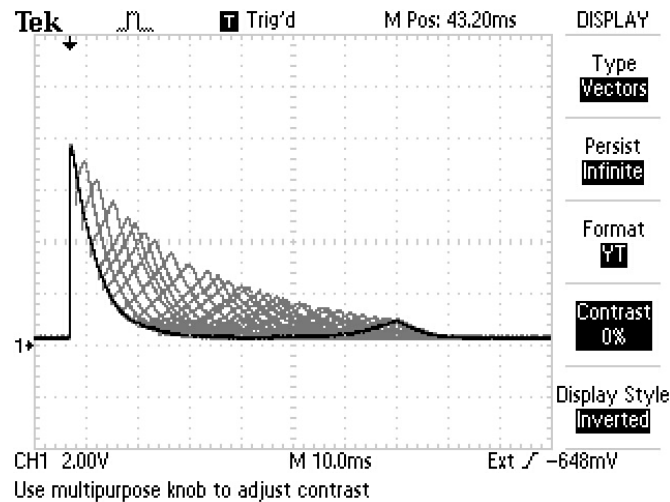


Abbildung P443.8: Hahn Spinecho für verschiedene Zeiten τ ; aufgezeichnet mit der “Persist” Funktion des Oszilloskops.

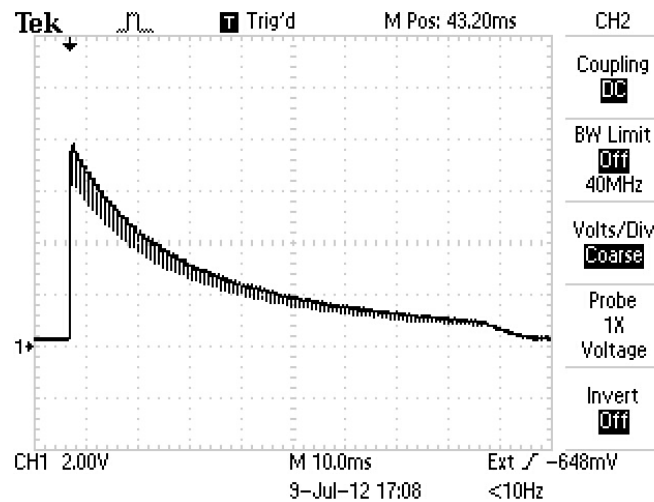


Abbildung P443.9: Signal einer Carr-Purcell-Sequenz mit $N=100$

Stellen Sie für die Messung Puls A mittels A.1en auf einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls und Puls B mittels B.1en auf einen π -Puls. Zusätzlich zur Hahn-Spinecho-Sequenz, welche lediglich ein einziges Spinecho hatte, wird nun N auf 20 gesetzt. Stellen Sie sicher, dass die Periode P zwischen zwei Sequenzen groß genug ist und es nicht zu einer Überschneidung kommt.

Sie sollten nun ein Signal sehen, was dem in Abbildung P443.9 gezeigtem ähnelt. Speichern Sie Ihr Signal um es später auswerten zu können. Aus dem exponentiellen Abfall der Maxima der Spinechos können Sie über den folgenden Zusammenhang die homogene transversale Relaxationszeit T_2 berechnen:

$$M(t) = M_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right). \quad (\text{P443.9})$$

Beobachten Sie was passiert, wenn die Pulslänge geändert wird. Welchen Einfluss hat der Feldgradient? Wie kann man sich die Beobachtungen erklären?

Meiboom-Gill-Sequenz Die Meiboom-Gill-Sequenz unterscheidet sich von der Carr-Purcell-Sequenz lediglich in der Phase der π -Pulse:

$$\pi/2 \rightarrow \tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau \dots \quad (\text{P443.10})$$

Genauere Informationen hierzu sind im Anhang P443.6.1 zu finden. Sie schalten die Meiboom-Gill-Sequenz an, indem Sie den Kippschalter MG der Pulse Programmer auf On stellen. Sie sollten eine Verbesserung Ihres Signals sehen können, welche sich durch ein Zunehmen der Amplitude der Spinechos bemerkbar macht. Sie können sich den Unterschied der beiden Sequenzen noch besser im Q-Signal auf dem Oszilloskop anschauen. Während bei der Carr-Purcell-Sequenz die Spannung oszilliert, ist sie bei der Meiboom-Gill-Sequenz gleichgerichtet (warum ist dies so?).

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erhalten Sie die homogene transversale Relaxationszeit T_2 durch Anpassen von Gleichung P443.9 an die Maxima der Spinechos.

Inhomogene Transversale Relaxationszeit $T_{2,\text{inhom}}$

Berechnen Sie auch $T_{2,\text{inhom}}$ aus der Formel P443.5. Vergleichen Sie die Werte aus der Formel.

P443.6 Anhang

P443.6.1 Carr-Purcell und Meiboom-Gill-Sequenz

Der Unterschied zwischen der Carr-Purcell und der Meiboom-Gill-Sequenz ist die alternierende Phase des π -Pulses bei Meiboom-Gill im Vergleich zu Carr-Purcell. In Abbildung P443.10 und Abbildung P443.11 wird dies anhand eines Beispiels verdeutlicht. In diesem Beispiel ist der π -Puls auf Grund unzureichender Justage nur ein $\frac{9}{10}\pi$ -Puls. Für eine Carr-Purcell-Sequenz summiert sich dieser Fehler auf. In Abbildung P443.10 ist zu sehen, wie der Spin nach jedem $\frac{9}{10}\pi$ -Puls stärker systematisch abweicht, so dass bereits nach drei Pulsen die Magnetisierung in der X-Y Ebene kaum noch messbar ist. Bei der Meiboom-Gill-Sequenz wird der Fehler des π -Pulses auf Grund der alternierenden Phase ausgeglichen. In Abbildung P443.11 sieht man dies durch die unterschiedlichen Drehrichtungen des Spins auf der Blochkugel. In Ihrem Experiment dreht der RF-Puls den Kernspin stets um die X-Achse der Blochkugel.

In den Abbildungen P443.10 und P443.11 wurden der Übersichtlichkeit halber andere Dephasierungs-Effekte vernachlässigt.

Viel Erfolg bei der Durchführung!

Stand: Februar 2025

Carr-Purcell Sequenz

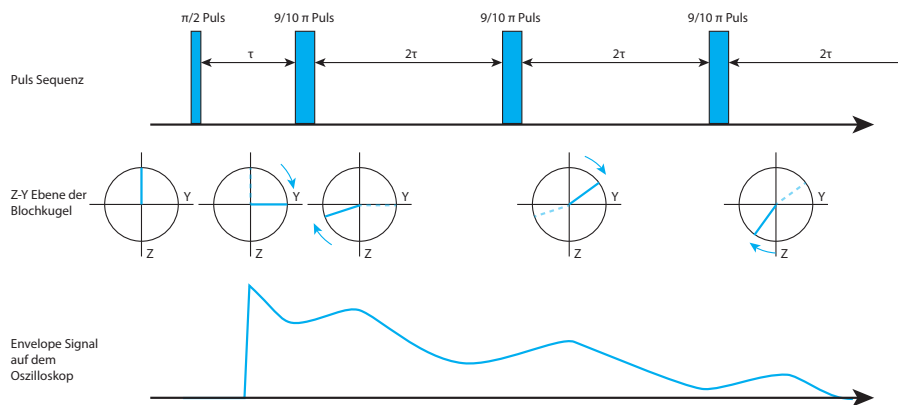


Abbildung P443.10: Schematische Darstellung einer Carr-Purcell-Sequenz, der Projektion der Spins auf die Z-Y-Ebene der Blochkugel und das resultierende Envelope-Signal auf dem Oszilloskop

Meiboom-Gill Sequenz

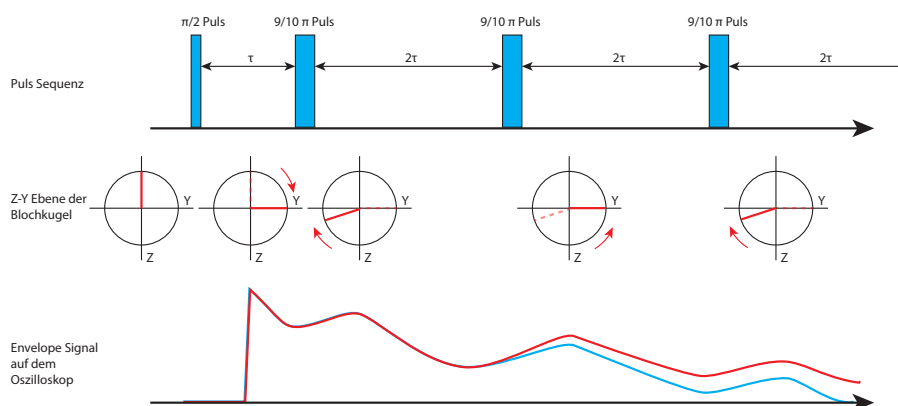


Abbildung P443.11: Schematische Darstellung einer Meiboom-Gill-Sequenz, der Projektion der Spins auf die Z-Y-Ebene der Blochkugel und das resultierende Envelope-Signal auf dem Oszilloskop