

Zum Versuch Kernspinresonanz

Aufgabe

1. Messung des Feldes des Permanentmagneten mit einer Hallsonde und Untersuchung der Homogenität des Feldes
2. Bestimmung der Protonenresonanzfrequenz mit der Glykolprobe
3. Untersuchung der Homogenität des Feldes mit der Glykolprobe und Vergleich mit den Ergebnissen aus dem ersten Teil
4. Bestimmung der Protonenresonanz mit der Wasserprobe
5. Bestimmung des kernmagnetischen Moments von ^{19}F -Kernen in Teflon
6. Aufzeichnung des Resonanzsignals von Protonen in Glykol mit Hilfe eines Synchrondetektors.

1 Theorie

1.1 Spin

Zum prinzipiellen Verständnis der Theorie muß man wissen, daß Kerne einen inneren Drehimpuls \vec{J} besitzen, den man Spin nennt. Nach den Regeln der Quantenmechanik [MES79] kann dieser Drehimpuls bezüglich einer fest gewählten Achse, in unserem Fall der Richtung des Permanentmagnetfelds, nur diskrete Werte

$$J_z = \hbar \cdot m_I$$

annehmen. Die Zahlen m_I können ganz- oder halbzahlig sein und Werte $-I, -I+1, -I+2, \dots, I-1, I$ annehmen. Es gibt insgesamt $2I+1$ verschiedene Einstellmöglichkeiten. Man nennt diesen Sachverhalt Richtungsquantisierung.

Der maximal mögliche Wert I ist ein Maß für den Betrag von \vec{J} , dessen genauer Wert sich zu

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

ergibt.

Bei Protonen und auch beim ^{19}F -Kern ist $I = 1/2$, und es gibt die beiden Einstellmöglichkeiten $m_I = +1/2$ und $m_I = -1/2$. Man sagt in diesem Fall, der Spin stehe parallel oder antiparallel zum Magnetfeld.

1.2 Magnetisches Moment

Der Spin kann als Rotation eines Elementarteilchens aufgefaßt werden. Besitzt ein Teilchen elektrische Ladungen, die über gewisse räumliche Bereiche verteilt sind, ergeben sich im allgemeinen Kreisströme, welche magnetische Dipolmomente erzeugen. Das magnetische Moment eines Kerns ist folglich proportional zum Spin. Beschränkt man sich auf die z-Komponente, dann gilt

$$\mu_z = g_K \cdot \mu_K \cdot m_I.$$

Ist der Spin Null, resultiert kein magnetisches Dipolmoment. Die Größenordnung des Betrags von $\vec{\mu}$ wird durch das Kernmagneton μ_K bestimmt, während der dimensionslose Faktor g_K typisch für den jeweiligen Kern ist.

$$\mu_K = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_p} = 5.05079 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$$

Ein interessantes Beispiel ist das Neutron, das zwar verschwindende Gesamtladung besitzt, aber ein magnetisches Moment verschieden von Null aufweist. Das bedeutet, daß positive und negative elektrische Ladungen im Neutron unterschiedlich lokalisiert sein müssen. Das magnetische Dipolmoment ist also geeignet, etwas über die innere Struktur eines Teilchens zu verraten.

1.3 Spin im Magnetfeld

Die potentielle Energie E_{pot} eines magnetischen Moments in einem Magnetfeld beträgt

$$E_{pot} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}.$$

Legt man das B-Feld in z-Richtung, ergibt das Skalarprodukt

$$E_{pot} = -g_K \cdot \mu_K \cdot m_I \cdot B_z,$$

mit den Definitionen oben. Für Teilchen mit Spin 1/2 ergeben sich zwei Niveaus mit unterschiedlicher Energie. Der energetische Abstand beträgt

$$\Delta E = g_K \cdot \mu_K \cdot B_z. \quad (1)$$

Diese Energie muß aufgewendet werden, beziehungsweise wird frei, wenn ein Spin im Magnetfeld umklappt.

1.4 Resonanz

Elektromagnetische Strahlung der Frequenz ν kann Übergänge zwischen den Zuständen induzieren, wenn die Energiequanten E gerade dem energetischen Abstand ΔE entsprechen.

$$E = h \cdot \nu = \Delta E = g_K \cdot \mu_K \cdot B_z \quad (2)$$

Man spricht dann von Kernspinresonanz. Bei Feldstärken von etwa 1 Tesla benötigt man Hochfrequenz im Bereich von einigen 10 MHz. Für einen bestimmten Kern ist die Resonanzfrequenz ν der Feldstärke B_z proportional. Deshalb eignet sich die Kernspinresonanz ausgezeichnet zur Messung von Magnetfeldern.

Wie kann Kernspinresonanz experimentell nachgewiesen werden? Das eingestrahlte elektromagnetische Feld bewirkt, daß Spins, die sich im energetisch tieferen Zustand befinden, umklappen und dabei ein Energiequant absorbieren. Das Strahlungsfeld verliert bei diesem Prozess Energie. Allerdings bewirkt die Strahlung auch den umgekehrten Prozess, daß nämlich Spins vom energetisch höheren in den tieferen Zustand übergehen und dabei ein Quant an das Strahlungsfeld abgeben. Man nennt dies induzierte Emission. Die Wahrscheinlichkeit für Absorption ist proportional zur Anzahl der Teilchen im energetisch tieferen Zustand, während die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission proportional zur Besetzung im höheren Zustand ist. Im thermischen Gleichgewicht befinden sich laut Boltzmann mehr Spins n_{low} im energetisch tieferen Zustand.

$$\frac{n_{high}}{n_{low}} = \exp(-g_K \cdot \mu_K \cdot B_z / k \cdot T) \quad (3)$$

Setzt man Zahlenwerte für Protonen und das vorliegende Magnetfeld ein, ergibt sich mit 0.999997 ein kleiner Besetzungsunterschied von 3×10^{-6} , das sind aber in

makroskopischen Proben immer noch etwa 10^{17} Teilchen mehr im energetisch tieferen Zustand.

Es ist also möglich, daß dem Strahlungsfeld insgesamt Energie entzogen wird, und dieser Sachverhalt wird zur Messung ausgenützt. Letztlich wird die Dämpfung eines Schwingkreises beobachtet.

Die Kernspinresonanz wurde erstmals 1946 unabhängig von zwei verschiedenen Gruppen vorgeschlagen [BLO46], [PUR46].

1.5 Relaxation

Dem aufmerksamen Leser wird nicht entgangen sein, daß über die Boltzmannverteilung zwar ein anfänglicher Energiefluß vom Strahlungsfeld ins Spinsystem erklärt wird, daß dies aber auch zu einer Nivellierung der Besetzungszahlen führen müßte. In dem Maße, wie beide Levels nach mehr oder minder kurzer Zeit gleich häufig besetzt werden, müßte die Energieabsorption aus dem elektromagnetischen Feld zum Erliegen kommen, und der Effekt verschwände vom wie auch immer gearteten Bildschirm.

Es sind noch andere Vorgänge im Spiel, welche wesentlich für die Beobachtung der Kernspinresonanz sind. In erster Linie muß hier die sogenannte **Spin-Gitter Relaxation** genannt werden. Das sind Prozesse, bei welchen Energie aus dem Spinsystem in Gitterschwingungen übergeht. Der Witz der Sache ist, daß die Übergänge strahlungslos erfolgen. Anschaulich gesprochen heißt das, Spins klappen um und geben ihre Energie in Form von Wärme an die Umgebung ab. Für das hochfrequente elektromagnetische Strahlungsfeld sind diese Energien natürlich verloren. Diese Relaxationsprozesse suchen die Verteilung entsprechend der Boltzmannstatistik wiederherzustellen. Die Rate, mit der Energie in Wärme übergeht, kann durch die longitudinale Relaxationszeit beschrieben werden. Diese Vorgänge begrenzen natürlich die maximal einstrahlbare Leistung bei einem Kernspinresonanzexperiment.

Die **Spin-Spin Relaxation** kommt zustande durch die Wechselwirkung magnetischer Momente untereinander und führt im wesentlichen zu einer Verbreiterung der Absorptionslinie. Man spricht in diesem Zusammenhang von transversaler Relaxation. Durch Zusatz paramagnetischer Ionen (z.B. $MnSO_4$ oder in unserem Versuch von $Mn(NO_3)_2 + 4H_2O$) können Relaxationszeiten um Größenordnungen reduziert werden. Dies wird dadurch bewirkt, daß die magnetischen Momente der Ionen ungefähr 2000 mal größer sind als die Kernmomente und damit die Wechselwirkung um ebensoviel stärker ist. Die Bezeichnungen longitudinal und transversal rühren daher, daß im ersten Fall die longitudinale Polarisation parallel zum Magnetfeld und im zweiten Fall die Phasenbeziehungen zwischen Spins, also deren transversale Ausrichtung geändert werden.

2 Experiment

2.1 Messung des Feldes des Permanentmagneten mit der Hallsonde

Zunächst muß das Magnetfeld vermessen werden. Der Permanentmagnet hat ebene Polschuhe mit kreisrunden Stirnflächen mit Durchmesser 75 mm. Ihr Abstand beträgt 16 mm.

Zur Messung der Feldstärke wird eine Hallsonde ins Feld gebracht. Die Position der Sonde ist horizontal und vertikal einstellbar. Aus der abgelesenen Hallspannung kann mit Hilfe des Eichfaktors $0.0590 \text{ T} \cdot \text{V}^{-1}$ die Feldstärke berechnet werden. Der ortsabhängige Verlauf des Magnetfeldes ist im folgenden Diagramm dargestellt. Die Feldstärke beträgt in der Magnetmitte

$$B_z = (0.4301 \pm 0.0005) \text{ Tesla},$$

und die Inhomogenität über 1 cm im Zentrum des Magneten ist kleiner als die Genauigkeit des verwendeten Meßverfahrens, also unter 1 Promille.

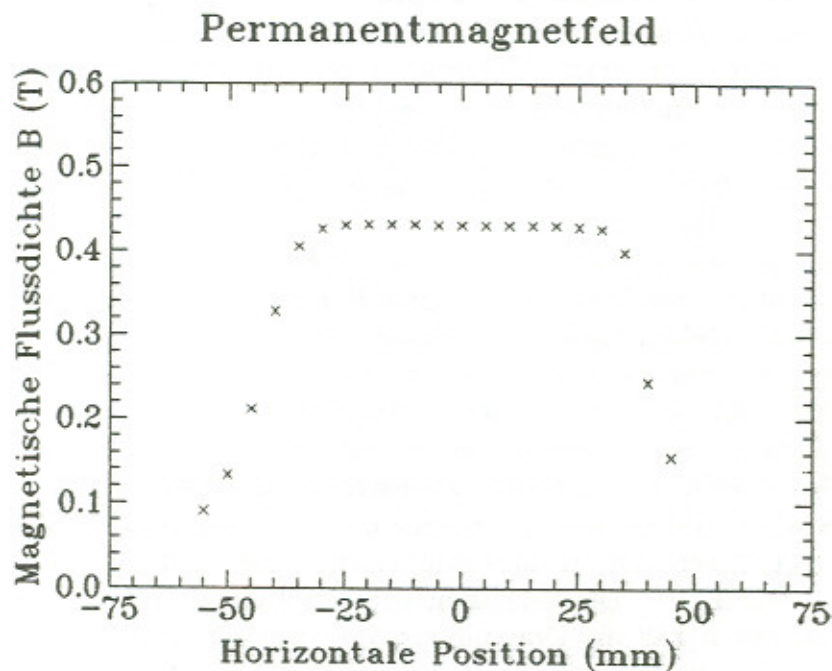


Abb. 1: Horizontaler Verlauf des Feldes des Permanentmagneten

2.2 Grundidee zur Beobachtung der Kernspinresonanz

Um die Resonanz aufzusuchen, wird im vorliegenden Versuch prinzipiell so vorgegangen, daß bei fest eingestellter Hochfrequenz ν das Magnetfeld langsam ($\nu_{mod} < 100$ Hz) mit zwei Helmholtzspulen moduliert wird. Ist die Frequenz ν richtig gewählt, wird durch die Modulation die Resonanzstelle überstrichen, und es kann dort ein Absorptionssignal beobachtet werden. Der Fall mit sinusförmiger Modulation (Aufgabenteile 2 bis 5) soll in der Abbildung 2 veranschaulicht werden. Je nach Wert der Frequenz ν sind im allgemeinen die Abstände der Absorptionssignale nicht äquidistant. Nur wenn die Kernspinresonanz im Nullpunkt des Modulationsfeldes eintritt, sind die Abstände gleich. Es empfiehlt sich, dieses Verhalten der Absorptionspeaks zu ihrer Identifikation auszunutzen. Kleine Veränderungen der eingestrahlten Frequenz ν müssen entsprechende Verschiebungen hervorbringen. An den Stellen, an welchen zwei Signale ineinanderlaufen, verschwinden die Absorptionspeaks, weil die Modulation des Feldes die Resonanzstelle gerade nicht mehr erreicht.

Die eigentliche Messung der Resonanzfrequenz erfolgt natürlich im Nulldurchgang, weil nur dort der genaue Wert der Feldstärke bekannt ist. Der Hub des Modulationsfeldes ist übrigens gering und beträgt weniger als ein Promille des permanenten Feldes.

2.3 Experimenteller Aufbau

Das Experiment besteht aus einem Permanentmagneten mit Modulationsspulen, mehreren Sonden, einem Hochfrequenzoszillator und einem Frequenzzähler. Zum Nachweis der Kernspinresonanz wird für die Aufgabenteile 2 bis 5 ein Zweistrahloszillograph verwendet. Im Aufgabenteil 6 wird ein Synchrondetektor (Lock-In Verstärker) mit Schreiber zur Aufzeichnung der Messung verwendet. Der prinzipielle Aufbau geht aus der Abbildung 3 für beide Fälle hervor.

Zur Beobachtung der Kernspinresonanz stehen drei verschiedene **Sonden** zur Verfügung. Die Sondenmaterialien sind Glykol beziehungsweise Wasser für die Protonenresonanz und Teflon für die Messungen am ^{19}F -Kern. Am Sondenende befindet sich eine kleine Spule zur Einkopplung der Hochfrequenz. Gelegentlich konnte kein Signal beobachtet werden, weil das Wasser im Sondenkopf verdunstet war. Das Probevolumen kann mit einem Schraubenzieher geöffnet und mit Wasser frisch gefüllt werden. Am unproblematischsten hat sich die Glykolprobe erwiesen. Es sei deshalb empfohlen, zunächst mit dieser das Signal aufzusuchen.

Das Kästchen, das den **Hochfrequenz Oszillator** enthält, hat an seiner Oberseite drei Drehknöpfe. Zur Regelung der Frequenz gibt es einen Bereichsumschalter und eine Feinabstimmung, und außerdem kann die Amplitude des HF-Signals eingestellt werden. Die Ausgänge befinden sich an der Rückseite. An der untersten Buchse kann das direkte HF-Signal zur Frequenzmessung abgenommen werden, die mittlere Buchse ist derzeit ohne Funktion und die obere Buchse liefert das Absorptionssignal.

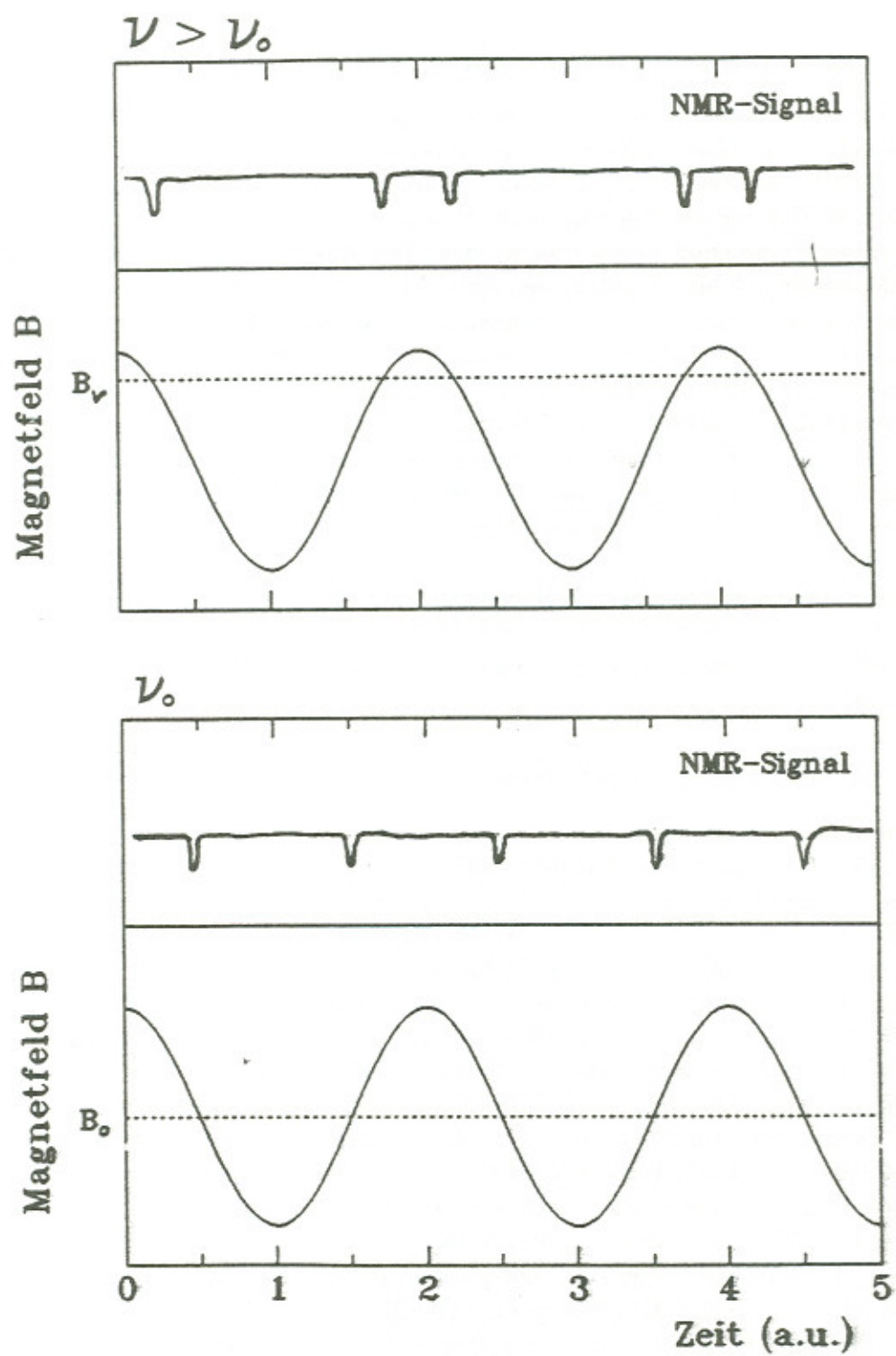
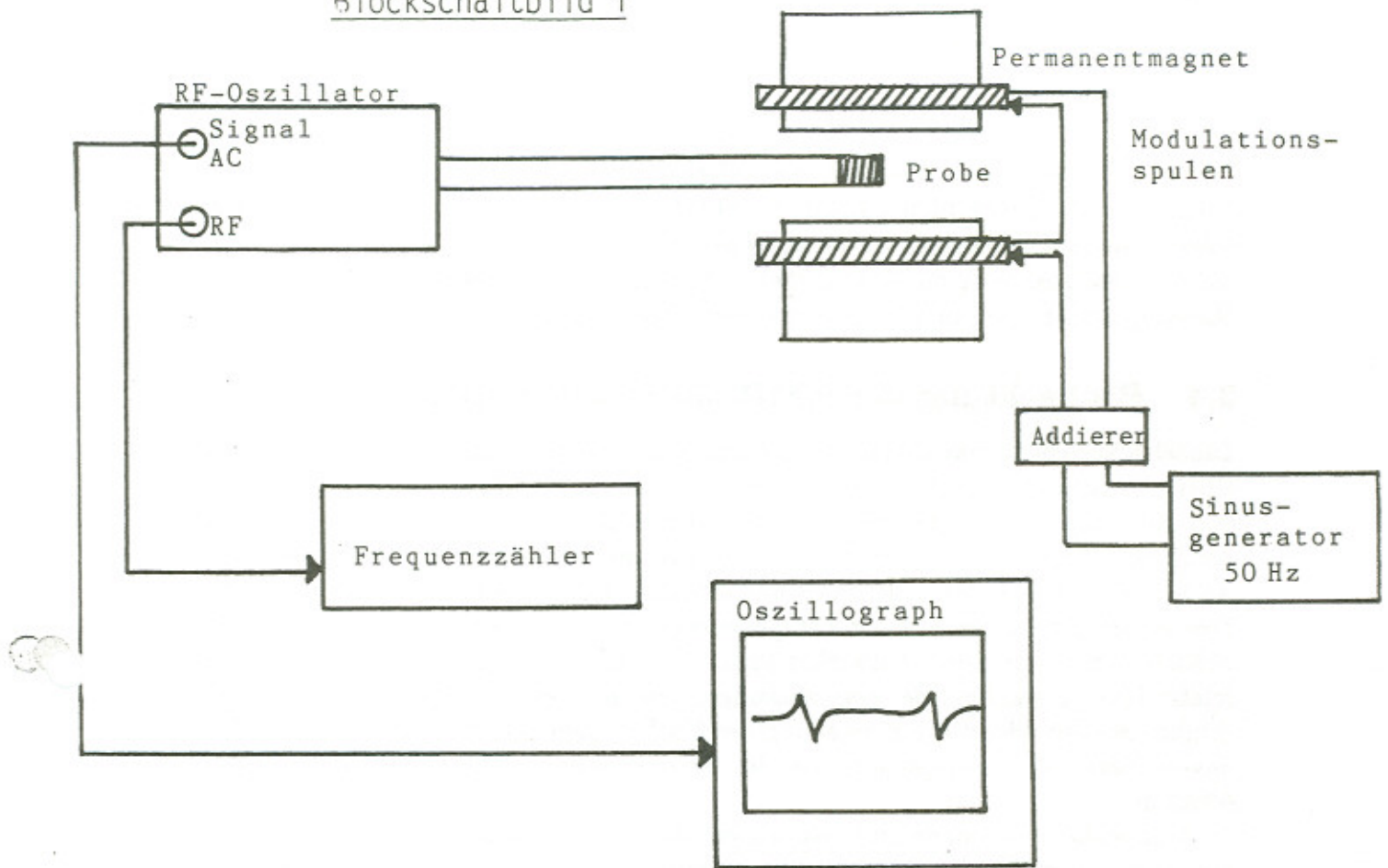
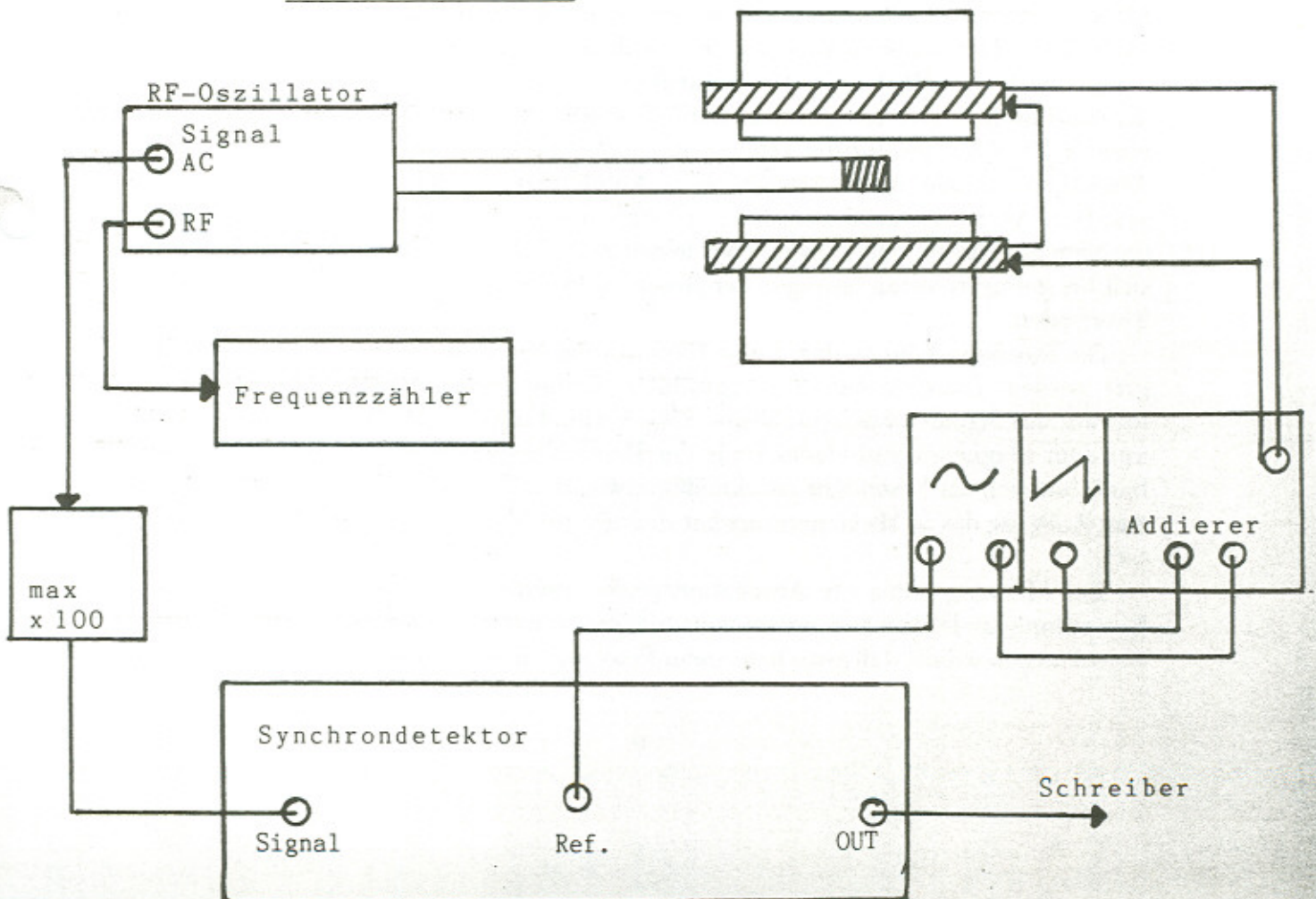


Abb. 2: Lage der Absorptionssignale bei sinusförmiger Magnetfeldmodulation

Blockschaltbild 1



Blockschaltbild 2



Zur Modulation des Magnetfeldes liefert ein Pulsgenerator verschiedene Spannungen, die addiert werden können. Es gibt die Möglichkeit, einen Sinus von 50 Hz, einen Sinus mit regelbarer Frequenz zwischen etwa 50 und 100 Hz und eine sägezahnförmige Spannung mit einer Periode zwischen 1 und 30 Sekunden zu verwenden. Die Amplituden sind im Bereich von einigen Volt regelbar.

2.4 Beobachtung der NMR am Oszillographen

Zunächst verschaffe man sich mit dem Oszillographen am Ausgang "Oszillator" einen Überblick über die Einstellungen der HF, stelle sicher, daß die Amplitude groß ist und kontrolliere die ungefähre Frequenz. Im nächsten Schritt verbinde man den Ausgang "Oszillator" mit dem Eingang des **Frequenzzählers**. An diesem kann der Anzeigebereich, die Schwelle und die Zähldauer variiert werden. Leider gibt der Frequenzzähler am Ende seiner Zählperiode ein Störsignal auf den Eingang zurück, welches sich unangenehm auswirken kann. Deshalb ist es günstiger, die Zähldauer relativ lang zu wählen. Bei den Messungen, die mit dem Synchrondetektor durchgeführt werden, bleibt die Einstellung der Hochfrequenz meist für eine längere Zeit unverändert, und es empfiehlt sich, den Frequenzzähler nach der Ablesung abzuschalten.

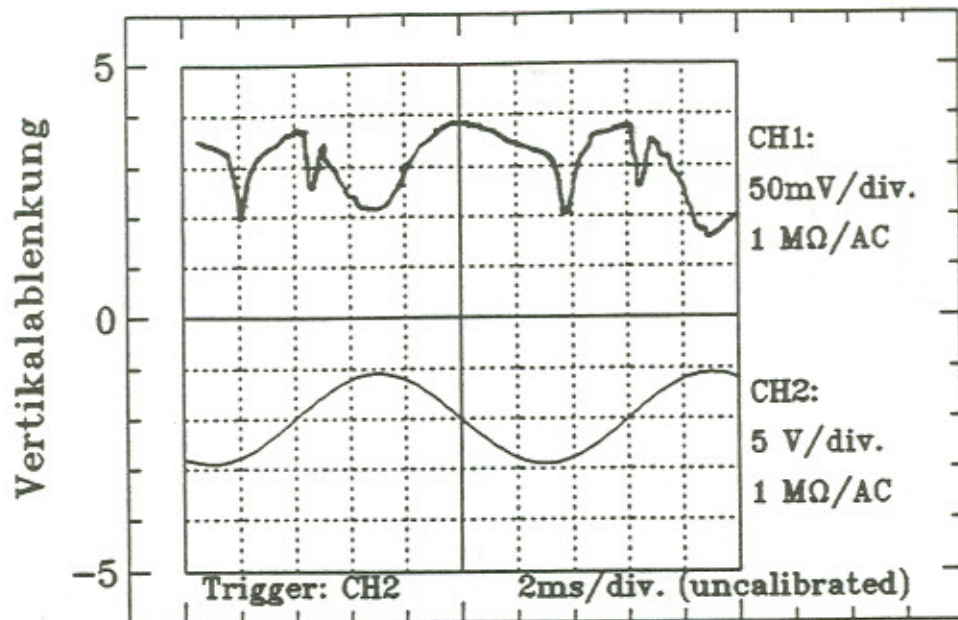
Man wähle eine Sonde und positioniere diese in der Mitte des Magnetfeldes, im homogenen Bereich. Zur Bearbeitung der Aufgabenteile 2 bis 5 wird das Magnetfeld mit dem 50 Hz Sinus moduliert. Dieses Signal wird auf einen Eingang des Oszillographen gelegt, auf welchen auch getriggert wird. Dadurch ist gewährleistet, daß die Zeitablenkung mit der Modulation des Magnetfeldes synchronisiert wird. Um den Effekt aufzusuchen, empfiehlt sich die Verwendung eines Modulationshubes von bis zu 10 Volt. Den anderen Eingang des Oszillographen verbinde man mit dem Ausgang "Signal" am HF-Generator. Schließlich muß die Frequenz des HF-Oszillators in den gewünschten Bereich gebracht werden, und zwar ist das für die Protonenproben etwa 18.30 MHz und für die Teflonprobe 17.25 MHz . Normalerweise sind dann die Absorptionssignale in der Art, wie es in Abbildungen 4 und 5 skizziert ist, bereits sichtbar. Allerdings machen sich auch beträchtliche Störpegel bemerkbar. Die echten Signale müssen jedenfalls in einer festen Zeitrelation zur Modulation stehen und sich bei geringen Veränderungen der Resonanzfrequenz entsprechend der Abbildung 2 verhalten.

Die Störpegel können durch eine Reduzierung der Modulationsamplitude verringert werden. Daneben haben die gewählten Erdungsverbindungen erheblichen Einfluß auf das Signal-Rauschverhältnis. Eine Verbindung der Masse des HF-Oszillators mit dem Magneten und einem Ende der Helmholtzspulen über ein breites Kupferband hat sich als besonders zweckmäßig erwiesen. Eine zusätzliche Erdverbindung zum Ausgang des 50 Hz Generators hat dagegen die Situation eher wieder verschlechtert.

Zur Messung sollen die Absorptionspeaks äquidistant liegen. Man erreicht die Einstellung am leichtesten, indem man zunächst die stufenlose Regulierung der Zeitablenkung so wählt, daß zwischen einem Peak und dem übernächsten Nachfolgepeak

Glykol

$\nu_{\text{NMR}} = 18\,348.4\text{ kHz}$



Glykol

$\nu_{\text{NMR}} = 18\,314.7\text{ kHz}$

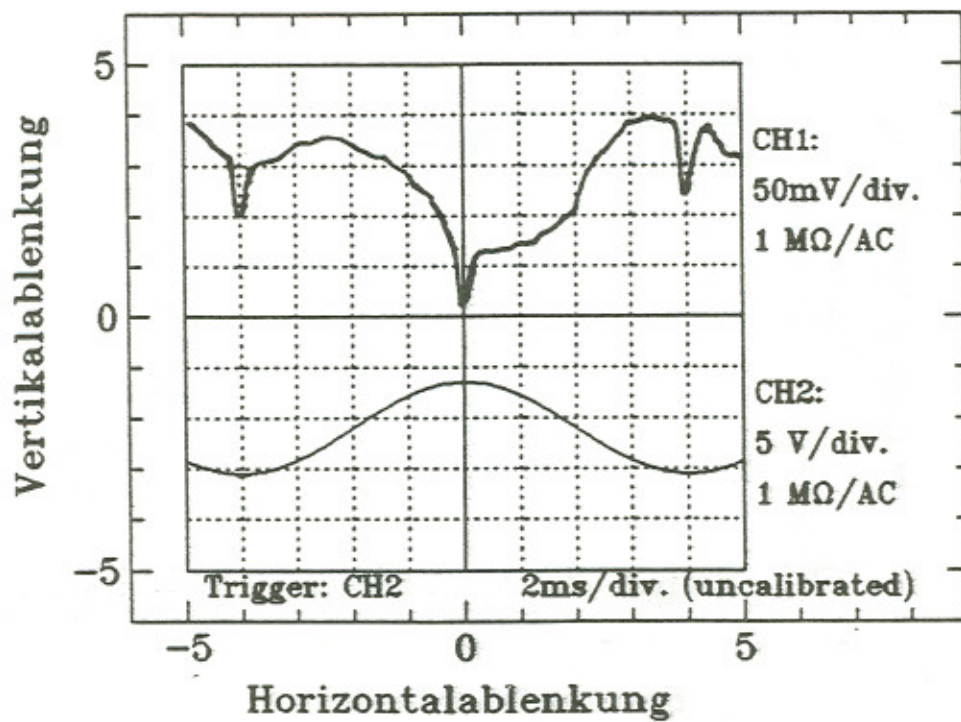
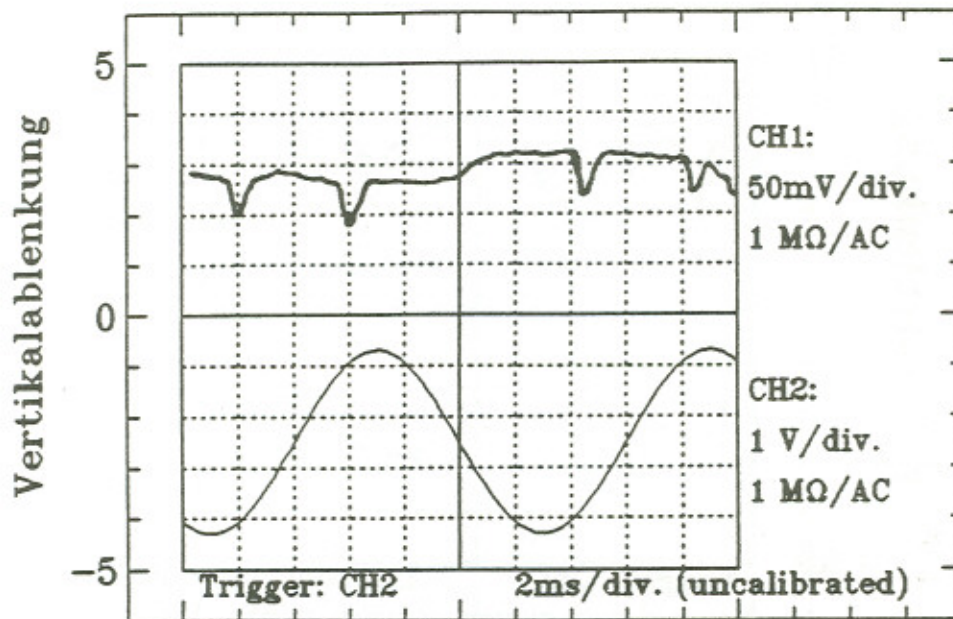


Abb. 4: Signale bei Kernspinresonanz mit Glykol

H₂O

$\nu_{\text{NMR}} = 18\,311.1 \text{ kHz}$



Teflon

$\nu_{\text{NMR}} = 17\,228.9 \text{ kHz}$

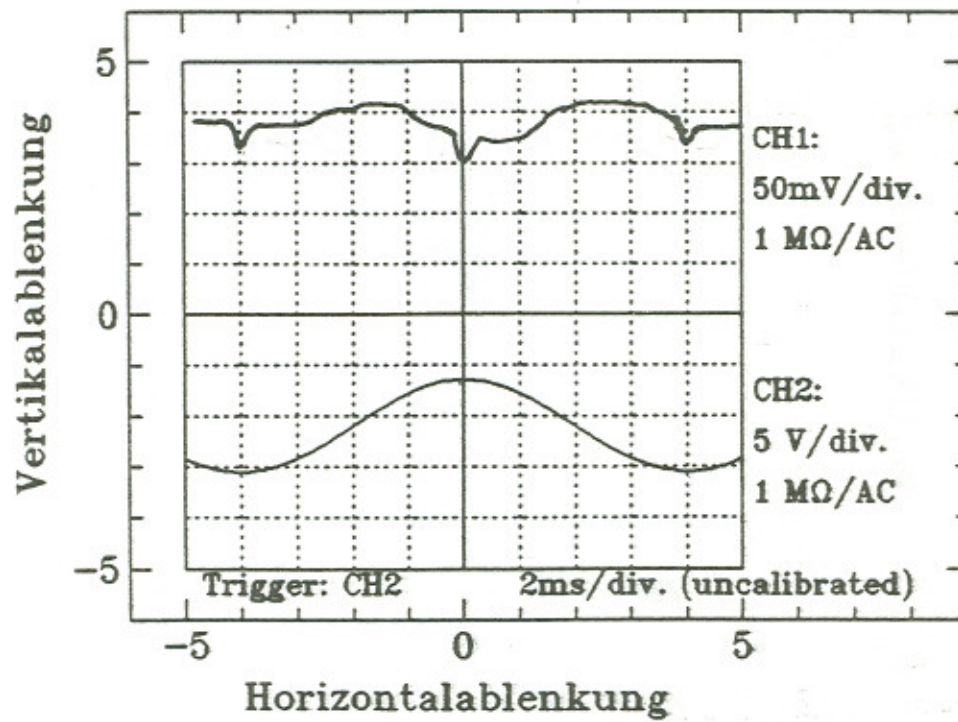


Abb. 5: Signale bei Kernspinresonanz mit H₂O und ¹⁹F

gerade eine ganze und gerade Anzahl von Divisions zu liegen kommt. Dieser zeitliche Abstand entspricht gerade einer Modulationsperiode. Der dazwischenliegende Absorptionspeak wird im allgemeinen noch nicht genau in der Mitte liegen, kann jedoch nun durch Einstellung der Hochfrequenz exakt dahin verschoben werden. Die erzielbare Genauigkeit der Einstellung auf „Äquidistanz“ betrug bei sorgfältiger Vorgehensweise ungefähr 1 kHz. Dies ist der maßgebliche Ablesefehler, obwohl die eigentliche Frequenzmessung zehnmal genauer wäre.

2.5 Einige Ergebnisse

Mit dem g-Faktor des Protons [PAR90] und der Gleichung 2 wurde der Wert des Magnetfeldes mit der Glykolprobe zu

$$B_z = (0.43015 \pm 0.00003) \text{ Tesla}$$

ermittelt. Man beachte, daß der Fehler ungefähr um den Faktor 16 kleiner ist, als bei der Messung des Magnetfeldes mit der Hallsonde.

Mit der Wasserprobe wurde im Rahmen der Meßgenauigkeit die gleiche Frequenz wie bei Glykol gemessen. Je nach chemischer Bindung der untersuchten Protonen ergeben sich unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Die typische Größenordnung für "chemical shifts" liegt allerdings bei 100 Hz und ist deshalb mit dem verwendeten Verfahren nicht auflösbar [STR62].

Schließlich wurde aus einer Kernspinresonanzfrequenz von 17.2289 MHz bei Teflon ein g-Faktor des ^{19}F -Kerns von

$$g = (2.62727 \pm 0.00008) * 2$$

berechnet. Von Kopfermann [KOP56] wird ein Literaturwert von 2.6275 angegeben. Ein neuerer Vergleichswert aus dem Handbook of Chemistry and Physics liegt bei 2.62727 [HCP79].

2.6 Messung mit der Lock-In Methode

Die Messung mit einem Lock-In Verstärker wird immer dann gerne angewandt, wenn ein kleines Nutzsignal auf großen Störpegeln analysiert werden soll. Das grundsätzliche Prinzip besteht darin, daß das Experiment in einer festen Frequenz getaktet wird, und daß der Verstärker nur empfindlich auf Signale ist, welche mit eben dieser Frequenz erscheinen. Dazu muß der Amplifier über den Referenzeingang "ref" diesen Takt zugeführt bekommen. Die prinzipielle Funktionsweise der Lock-In Technik ist in einem Lehrbuch von Schatz und Weidinger [SCH85] gut dargestellt. Einzelheiten zum vorliegenden Gerät können der beiliegenden technischen Beschreibung [BRA84] entnommen werden.

Zur Modulation des Magnetfeldes wird, wie Abbildung 6 zeigt, ein Sägezahn verwendet, der eine Periode im Bereich von Sekunden bis zu Minuten hat. Diese Zeitspanne ist der Schreibergeschwindigkeit angepasst. Daneben wird zusätzlich mit

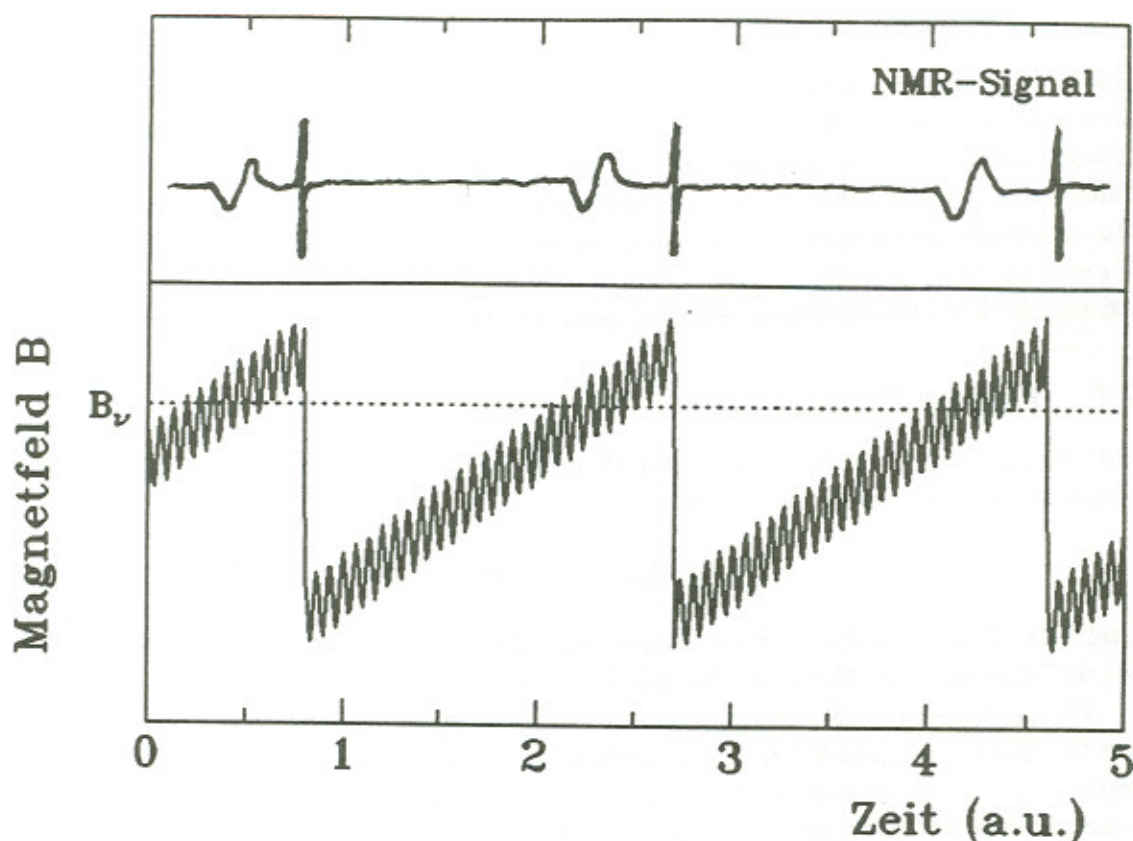


Abb. 6: Kernspinresonanz bei sägezahnförmiger Modulation des Magnetfelds

einer sinusförmigen Spannung mit der Frequenz ν_{mod} zwischen 50 und 100 Hz moduliert. In der Nähe der Resonanz wird die Resonanzstelle im Modulationstakt überstrichen, und das Absorptionssignal ist dementsprechend getaktet. Befindet sich die Sägezahnmodulation außerhalb des Bereiches der Resonanz, kann keine Absorption auftreten, und am Eingang des Verstärkers liegt lediglich Rauschen.

Am Synchrondetektor müssen verschiedene Einstellungen vorgenommen werden. Die Verstärkung sollte groß gewählt werden, aber es darf nicht zu Übersteuerungen kommen. Solange das Ausgangssignal am Synchrondetektor bei gezogenem Referenzsignal und ausgeschalteter zeitlicher Mittelung keine gekappten Signale zeigt, wird nicht übersteuert.

Die zeitliche Mittelung über das Ausgangssignal sollte so gewählt werden, daß bei den jeweiligen Einstellungen des Hubs und der Periode des Sägezahns und der Amplitude der Sinusmodulation über vernünftige Zeitintervalle gemittelt wird (siehe dazu auch Abbildung 4). Außerdem diktieren die mechanischen Eigenschaften des Schreibers gewisse Einstellungen.

Die wesentliche Regelgröße betrifft den relativen Phasenunterschied zwischen Signal und Referenzsignal. Da der Response eines Lock-In Verstärkers je nach relativer Phasenlage zwischen Signal und Referenz positiv, negativ oder auch Null sein kann,

kann über die Phase das Ausgangssignal optimiert werden.

Theoretisch gesprochen, möchte man eine Phasendifferenz zwischen Null und 360 Grad einstellen können. Wie es gelegentlich vorkommt, nimmt die technische Realisierung auch hier gewundene Wege. Die Phasendifferenz wird nämlich durch eine zeitliche Verzögerungen verwirklicht. Und zwar auf zwei verschiedenen Arten, einmal stufenlos regelbar und außerdem durch eine feste Zusatzverzögerung von 2 ms. Es hängt natürlich von der verwendeten Modulationsfrequenz ab, welche Phasenlagen damit erreichbar sind. Zusätzlich ist es möglich, durch Invertierung des Signals im Synchrondetektor einen Phasensprung von 180 Grad zu erzeugen. Damit stehen viele Knöpfe zur Verfügung, um an einer Phasendifferenz zu drehen, und ein sorgfältiges und überlegtes Vorgehen ist angebracht.

Schließlich sei erwähnt, daß mit dem Schreiber kein gewöhnliches Absorptionssignal aufgezeichnet wird, sondern in der Regel ein bipolares Signal. Dies kommt dadurch zustande, daß wegen des allmählichen Anhebens der Sägezahnspannung eine sich verändernde zusätzliche Phasenverschiebung zwischen Signal und Referenz ins Spiel kommt, die letztlich so etwas wie eine Ableitung des Absorptionssignals bewirkt.

Ein gelegentlich beobachteter Fehler bei der Versuchsdurchführung mit dem Synchrondetektor bestand darin, daß zur Modulation des Magnetfeldes der Sinus mit fester Frequenz 50 Hz verwendet wurde. Das Referenzsignal gehört aber zum Sinus mit variabler Frequenz und steht nur zu diesem in einem festen zeitlichen Verhältnis.

Literaturverzeichnis

- [BLO46] F. Bloch, W. W. Hansen, M. Packard , Phys. Rev. **69** (1946) 680
- [BRA84] Gerhard Braun, Synchrondetektor FPF 168 B, Freiburg (1984)
- [GRA71] M. Grathwohl, Physik in unserer Zeit, Nr.6 (1971) 168
- [HCP79] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 60th Edition, R. C. Weast, M. J. Astle (Editors) (1979) E-70
- [KOP56] Hans Kopfermann, Kernmomente, 2. Auflage, Frankfurt a. M. (1956)
- [MEL66] Adrian C. Melissinos, Experiments in Modern Physics, New York (1966)
- [MES79] Albert Messiah, Quantenmechanik Bd.2, Berlin-New York (1979)
- [OPP83] Arnulf Oppelt, Kernmagnetische Resonanz in der Medizin, Physik in unserer Zeit, Nr.1 (1983) 7
- [PAR90] M. Aguilar-Benitez et al., Review of Particle Properties, Physics Letters **B239** (1990)
- [PUR46] E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound, Phys. Rev. **69** (1946) 37
- [SCH85] G. Schatz, A. Weidinger, Nukleare Festkörperphysik, Stuttgart (1985)
- [STR62] H. Strehlow, Magnetische Kernresonanz und chemische Struktur, Darmstadt (1962)