

2 Grundlagen und Wechselwirkungen

2.1 Magnetismus und magnetisches Moment

2.1.1 Felder und Dipole; Einheiten

Wir beginnen mit einer kurzen Zusammenfassung der relevanten Grundlagen aus dem Kapitel Magnetismus; dabei verwenden wir SI-Einheiten!

Die magnetische Resonanz wird auf sehr unterschiedliche Materialien angewendet, wobei man für unterschiedliche Substanzen unterschiedliche Techniken verwendet. Kernspinresonanz wird praktisch nur an diamagnetischen Materialien verwendet, Substanzen, die mit Elektronenspinresonanz untersucht werden, sind paramagnetisch, während man in ferromagnetischen Materialien ferromagnetische Resonanz messen kann. Wir werden uns hier auf dia- und paramagnetische Materialien konzentrieren, d.h. wir diskutieren nur NMR und ESR.

Die wichtigste makroskopische Grösse in der magnetischen Resonanz ist die magnetische Induktion oder magnetische Flussdichte B . Sie ist definiert über die von ihr erzeugte Induktionsspannung und wird deshalb in Tesla gemessen:

$$[B] = \text{T} = \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}.$$

Etwas salopp werden wir sie auch als Magnetfeld oder B -Feld bezeichnen.

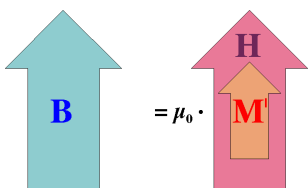


Abbildung 2.1: Flussdichte, Magnetisierung und Magnetfeld.

Die magnetische Induktion enthält Beiträge des durch makroskopische Ströme erzeugten Magnetfeldes \vec{H} und der Magnetisierung \vec{M}' , welche von atomaren Dipolen erzeugt wird:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}').$$

Hier bezeichnet $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Vs/Am}$ die Induktionskonstante des Vakuums und μ die Permeabilität des Mediums. μ liegt in den für die magnetische Resonanz relevanten Medien meist nahe bei 1, $\mu \sim 1$. Im Verlauf der Vorlesung wird deshalb μ immer implizit zu 1 gesetzt. Die Einheiten von H und M' sind $[H] = [M'] = \text{A/m}$. Der Strich wird hier verwendet, um diesen Anteil der Magnetisierung von der Magnetisierung zu unterscheiden, die zum Signal beiträgt und uns später noch beschäftigen wird.

Die Magnetisierung ist ihrerseits zusammengesetzt aus mikroskopischen Anteilen, nämlich magnetischen Dipolen $\vec{\mu}$. Im Gegensatz zu elektrischen Dipolen kann man sich magnetische Dipole nicht als zusammengesetzt aus Elementarladungen vorstellen.

Anmerkung: Das Symbol μ wird in der magnetischen Resonanz für sehr unterschiedliche Grössen verwendet. Wir folgen hier der üblichen Notation und bezeichnen u.a. folgende Größen mit dem Symbol μ :

- magnetische Dipole
- Dipolstärke (relativ zum Kernmagneton)
- magnetische Permeabilität.

Magnetische Dipole kann man sich immer als elektrische Kreisströme vorstellen. Dementsprechend haben magnetische Dipole die Einheit

$$[\vec{\mu}] = \text{Am}^2.$$

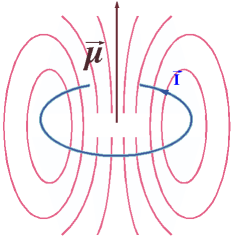


Abbildung 2.2: Kreisstrom als Dipol.

Die Magnetisierung ist gegeben durch das räumliche Mittel über alle Dipole,

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i,$$

wobei die Summe über alle im Volumen V enthaltenen Dipole läuft. Man kann dies also auch als Produkt der Dipolstärke mit der Dichte der Dipole interpretieren. In para- und diamagnetischen Materialien ist die Magnetisierung proportional zum externen Feld.

2.1.2 Magnetischer Dipol im Magnetfeld

Wir betrachten als nächstes, wie ein einzelner Dipol durch das äußere Magnetfeld beeinflusst wird.

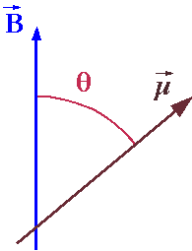


Abbildung 2.3: Orientierung eines magnetischen Dipols im Magnetfeld.

Die Energie eines magnetischen Dipols $\vec{\mu}$ in einem äußeren Magnetfeld \vec{B} ist

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -|\vec{\mu}| \cdot |\vec{B}| \cos \theta,$$

d.h. sie ist minimal wenn der Dipol parallel zum Feld und maximal wenn er antiparallel zum Feld orientiert ist. θ stellt den Winkel zwischen Dipol und Feldrichtung dar.

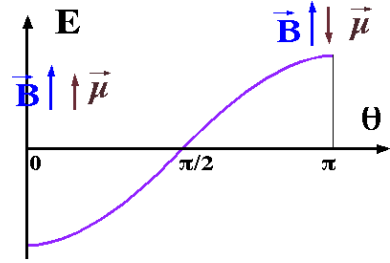


Abbildung 2.4: Potentielle Energie des Dipols im Feld.

Die Energie variiert also mit dem Kosinus des Winkels zwischen den beiden Vektoren. Da die Energie als Funktion des Drehwinkels variiert, existiert ein Drehmoment, welches den Dipol in die energetisch günstigste Position ($\vec{\mu} \parallel \vec{B}$) zu drehen versucht.

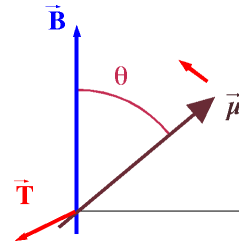


Abbildung 2.5: Drehmoment auf magnetischen Dipol im Magnetfeld.

Das Drehmoment \vec{T} auf dem Dipol steht senkrecht auf dem Magnetfeld und

$$\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{B} \propto \sin \theta.$$

Zur Erinnerung: Ein Drehmoment \vec{T} bewirkt eine Drehung um den Vektor \vec{T} im Uhrzeigersinn! Das Drehmoment verschwindet, wenn der Dipol parallel (oder antiparallel) zum äußeren Feld steht, d.h. im stabilen (oder instabilen) Gleichgewicht.

2.1.3 Elementarer Drehimpuls

Drehimpuls kommt in der Form von Eigendrehimpuls (Spin) und Bahndrehimpuls vor. Für die magnetische Resonanz ist vor allem der Spin interessant. Bei der Kernspinresonanz brauchen wir nur den Spin zu betrachten. Bei der Elektronenspinresonanz

ist es manchmal etwa komplizierter: der Spin des Elektrons ist häufig durch die Spin-Bahn Kopplung mit dem Bahndrehimpuls vermischt. Dies führt u.a. zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz und zu Relaxationseffekten, die wir hier aber nicht diskutieren.

Die meisten Elementarteilchen besitzen einen Spin. Auch viele Atomkerne besitzen einen Spin, der sich aus den Spins der Nukleonen und deren Bahndrehimpuls zusammensetzt.

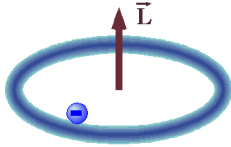


Abbildung 2.6: Kreisstrom als elementarer Dipol

Wenn man sich den Spin als Eigenrotation vorstellt, erwartet man, dass bei geladenen Elementarteilchen die rotierende elektrische Ladung einen Kreisstrom erzeugt, mit welchem in der Elektrodynamik immer ein magnetisches Moment assoziiert ist. Geladene Teilchen mit einem Spin > 0 sollten somit immer ein magnetisches Moment aufweisen. Dies entspricht auch dem experimentellen Befund und bildet die Basis für die magnetische Resonanz.

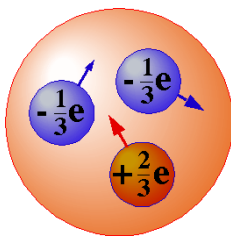


Abbildung 2.7: Beiträge zum Spin des Neutrons.

Bei zusammengesetzten Teilchen ergibt die Kombination der Drehimpulse der Konstituenten und der damit verbundenen magnetischen Momente auch in neutralen Teilchen (wie z.B. dem Neutron) ein magnetisches Moment.

Wir betrachten verschiedene Quellen von Drehimpuls \vec{L} , wobei es sich im Allgemeinen um einen Kernspin handeln wird. Klassisch ist der Drehimpuls definiert als $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ und hat damit die Einheit einer

Wirkung,

$$[L] = \frac{\text{m}^2\text{kg}}{\text{s}} = J\text{s} = [\hbar].$$

In der Quantenmechanik ist der Drehimpuls quantisiert, d.h. es treten nur Vielfache von $\hbar/2$ auf. Man verwendet deshalb gerne Operatoren, die nicht mit Einheiten behaftet sind. Für die Kernspinresonanz ist z.B. die Notation I gebräuchlich. Diese Operatoren sind proportional zum Drehimpuls:

$$\vec{L} = \hbar \vec{I}.$$

2.1.4 Magnetische Dipolmomente

In allen diesen Fällen findet man, dass das magnetische Moment proportional zum Drehimpuls ist,

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{L} = \gamma \hbar \vec{I}.$$

Die Proportionalitätskonstante zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ und dem Drehimpuls $\hbar \vec{I}$ wird als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet. Aus dieser Proportionalität folgt sogleich, dass das magnetische Moment immer parallel zum Spin orientiert ist. Dies ist die wichtigste Grundlage für die magnetische Resonanz: sie führt zur Möglichkeit, die Energie der Spinzustände zu beeinflussen und Übergänge zwischen unterschiedlichen Spinzuständen anzuregen. Die Kopplung von magnetischem Dipol und Drehimpuls führt dazu, dass eine magnetische Wechselwirkung die Drehimpulse beeinflusst.

Quantenmechanisch wird ein Teilchen bekanntlich durch die drei Komponenten von Ort oder Impuls (bei freien Teilchen), resp. Bahndrehimpuls (bei lokalisierten Teilchen), sowie durch die Spinkoordinate beschrieben. Die Proportionalität zwischen magnetischem Moment und Spin bedeutet, dass die magnetischen Eigenschaften direkt durch die Spin-Variable beschrieben werden können.

Die einzelnen Komponenten des Drehimpulses sind ebenfalls quantisiert; die Eigenwerte der entsprechenden Operatoren laufen von $-I, -I + 1, \dots, I$.

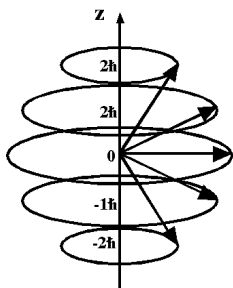


Abbildung 2.8: Drehimpulsquantisierung

2.1.5 Modellrechnung: Kreisstrom

Die Proportionalität zwischen einem Drehimpuls und einem magnetischen Moment eines geladenen Teilchens kann man relativ leicht für einen Bahndrehimpuls zeigen, indem man das oben verwendete klassische Bild eines Kreisstroms verwendet.

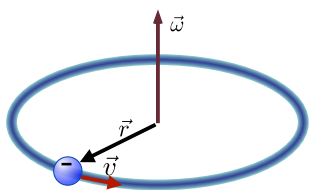


Abbildung 2.9: Elektron als Kreisstrom.

Wir betrachten z.B. ein Elektron, welches auf einer Kreisbahn mit Radius r mit der Kreisfrequenz ω rotiert. Sein Impuls ist somit

$$\vec{p} = m_e \vec{v} = m_e \vec{\omega} \times \vec{r}.$$

Der Drehimpuls ist somit

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m_e \vec{r} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) = m_e \omega r^2 \vec{n}$$

mit $\vec{n} = \vec{\omega} / \omega$ als Einheitsvektor in Richtung der Rotationsachse. Der Drehimpuls \vec{L} ist somit proportional zur Masse, zur Winkelgeschwindigkeit und zur Fläche des Kreises. Er liegt parallel zur Rotationsachse $\vec{\omega}$.

Gleichzeitig bildet das rotierende Elektron einen Kreisstrom

$$I = -ev = -e \frac{\omega}{2\pi}.$$

Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass ein Kreisstrom ein magnetisches Moment erzeugt, das proportional zum Strom und zur Fläche des Kreises ist:

$$\vec{\mu} = IA\vec{n} = I\pi r^2 \vec{n} = -\vec{n} e \omega r^2 / 2.$$

Das magnetische Moment steht senkrecht auf der Kreisfläche und damit parallel zum Drehimpuls. Somit sind die beiden Vektoren $\vec{\mu}$ und \vec{L} parallel, $\vec{\mu} \parallel \vec{L}$.

Wir können somit das Verhältnis von magnetischem Moment und Drehimpuls bilden, welches als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet wird:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\vec{\mu}}{\vec{L}} = -\frac{e\omega r^2}{2m_e \omega r^2} = -\frac{e}{2m_e} \\ &= -\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = -8,8 \cdot 10^{10} \frac{\text{As}}{\text{kg}}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dieses gyromagnetische Verhältnis ist somit (bis auf einen Faktor 1/2) gerade das Verhältnis von Ladung und Masse. Da wir hier für ein Elementarteilchen eine rein klassische Rechnung durchgeführt haben, ist nicht automatisch klar, dass dies auch ein sinnvolles Resultat ergibt. Experimentell findet man aber eine erstaunlich gute Übereinstimmung.

Da der Bahndrehimpuls eines Elektrons quantisiert ist, können wir das magnetische Moment pro Drehimpulsquant \hbar für das Elektron bestimmen. Wir lösen Gleichung 2.1 nach μ auf und setzen für $L \rightarrow \hbar$ und erhalten

$$\mu_B = -\hbar \gamma = \frac{e\hbar}{2m_e} =$$

$$\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-34} \text{ AsJs}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = 9,274078 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$$

Dieser Wert wird als Bohr'sches Magneton bezeichnet. Wenn wir als Einheit Am^2 schreiben, implizieren wir damit, dass wir das magnetische Moment des Elektrons auf einer Kreisbahn mit Drehimpuls $l = 1$ (d.h. in einem p-Orbital) bestimmt haben.

Wir können die Einheit auch anders schreiben, indem wir

$$1 \text{ J} = 1 \text{ VAs} \quad \rightarrow \quad 1 \text{ A} = 1 \frac{\text{J}}{\text{Vs}}$$

verwenden, so dass

$$\begin{aligned}\mu_B &= 9,274078 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \\ &= 9,274078 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}.\end{aligned}$$

Die alternative Einheit J/T zeigt an, dass das Teilchen in einem Feld von einem Tesla gerade die magnetische Energie $9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J}$ besitzt. Für viele Anwendungen einfacher ist es, wenn man die Energie in Frequenzeinheiten umrechnet:

$$\frac{\mu_B}{h} \approx \frac{9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ TJs}} \approx 14 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}.$$

2.1.6 Der Elektronenspin

Diese Rechnung bezog sich immer auf einen Bahndrehimpuls, während wir uns in der magnetischen Resonanz ausschliesslich mit Spin-Drehimpulsen beschäftigen. Auch dort erwarten wir eine Proportionalität zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment, allerdings mit einer anderen Proportionalitätskonstanten.

Für die Berechnung des magnetischen Moments eines Spins benötigt man eine relativistische Theorie. Diese wurde zuerst von Dirac für das Elektron hergeleitet. Sie ergibt in erster Näherung, dass der Spin des Elektrons im Vakuum bei gleichem Drehimpuls ein doppelt so starkes magnetisches Moment besitzt wie ein gleich großer Bahndrehimpuls. Man schreibt deshalb

$$\vec{\mu}_S = -\mu_B g \vec{S} \quad \text{mit } g \approx 2.$$

S stellt hier wiederum den dimensionslosen Teil des elektronischen Spins dar und g die Proportionalitätskonstante für den Elektronenspin. Dieser sogenannte g -Faktor ist zunächst auf relativistische Effekte zurückzuführen. Berücksichtigt man verschiedene Korrekturen zur Dirac'schen Theorie findet man für ein freies Elektron den Wert

$$g = 2.002319304386(20).$$

Die Abweichung vom Wert $g = 2$ wird als “ $g - 2$ Problem” bezeichnet und hat sowohl die Theoretiker wie auch die Experimentatoren zu Höchstleistungen angespornt. Die meisten Korrekturen stammen aus der Quanten-Elektrodynamik, aber auch die Quanten-Chromodynamik liefert signifikante Beiträge.

In der Atomphysik, wo neben elektronischen Eigen- auch Bahndrehimpulse wichtig sind, wird das Verhältnis des atomaren magnetischen Moments zum (Gesamt-) Drehimpuls durch den ebenfalls mit $g\mu_B$ (oder $g_J\mu_B$) bezeichneten Landé-Faktor ausgedrückt.

2.1.7 Kernmomente

Wir berechnen nun analog das gyromagnetische Moment eines Kernspins. Am Nächsten dem Elektron verwandt ist der Kern des leichtesten Wasserstoffatoms, das Proton. In Analogie zum Bohr'schen Magneton definiert man ein Kernmagneton

$$\begin{aligned}\mu_N &= \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J}}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}} \frac{\text{J}}{\text{T}} \\ &= 5,03 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}},\end{aligned}$$

in dem die Protonenmasse die Elektronenmasse ersetzt hat. Da die Masse des Protons mehr als 1000 mal grösser ist als die des Elektrons, ist das gyromagnetische Verhältnis, welches im Wesentlichen durch das Verhältnis von Ladung und Masse gegeben ist, entsprechend kleiner.

Da das Proton einen Spin $I = 1/2$ besitzt, könnte man erwarten, dass sein magnetisches Moment ein halbes Kernmagneton, also $2,5 \cdot 10^{-27} \text{ J/T}$ wäre. Das wirkliche magnetische Moment des Protons liegt jedoch um einen Faktor $\mu(^1\text{H})/\mu_N = 2,79$ höher; μ ist somit das relative magnetische Moment in Einheiten des Kernmagnetons. Diese Abweichung ist einer der Hinweise darauf, dass das Proton kein Elementarteilchen ist, sondern aus mehreren Konstituenten besteht. Sein magnetisches Moment und sein Spin setzen sich aus Beiträgen der Quarks, deren Spin und Bahndrehimpuls zusammen.

Andere Kerne besitzen andere gyromagnetische Verhältnisse. Im Vergleich zum Proton sind fast alle kleiner, die Mehrheit liegt zwischen dem 0.1- und 0.3-fachen des Protons.

Element	KL	MZ	I	μ/μ_N	Häufigkeit
H	1	1	1/2	2.79278	
	1	2	1	0.85742	0.015 %
He	2	3	1/2	-2.1275	
C	6	13	1/2	0.7024	1.11 %
P	15	31	1/2	1.1317	

Abbildung 2.10: Gyromagnetische Momente einiger Isotopen.

Abb. 2.10 zeigt die gyromagnetischen Verhältnisse von einigen Atomkernen. Neben den magnetischen Kernmomenten μ (in Einheiten des Kernmagnetons) sind jeweils noch der Spin und die natürliche Häufigkeit eingetragen (falls nicht 100% oder 0%).

Das gyromagnetische Verhältnis besitzt ein Vorzeichen. Dieses ist für die meisten Kerne positiv, aber es ist negativ für Elektronen und für einige Kerne. Die wichtigsten Kerne mit negativem gyromagnetischem Verhältnis sind ^3He , ^{15}N und ^{29}Si .

2.1.8 Energien und Resonanzfrequenz

Die allgemeine Form $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ für die Energie kann vereinfacht werden, wenn wir ein Koordinatensystem wählen, in dem die z-Achse entlang dem Magnetfeld orientiert ist. Dann wird $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ und der Ausdruck für die Energie wird

$$E = -\mu_z B_z = -\gamma \hbar I_z B_z.$$

Die Eigenwerte von I_z können die Werte

$$m = -I, -I + 1 \dots I - 1, I$$

annehmen.

Die Resonanzfrequenz, also die Frequenz, bei der resonante Einstrahlung absorbiert wird, wird durch die Differenz zwischen den Energien der beteiligten Zustände bestimmt. Der energetisch niedrigste Zustand

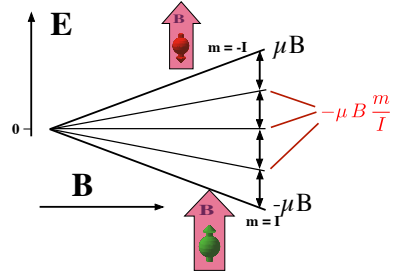


Abbildung 2.11: Energien der Spinzustände.

entspricht dem Fall, dass der Spin und damit das magnetische Moment parallel zum äußeren Magnetfeld stehen, d.h. $m = I$. Die Energie dieses Zustandes ist, in Übereinstimmung mit dem klassischen Modell,

$$E_0 = -\mu B,$$

wobei μ hier wieder für den Betrag des magnetischen Momentes steht. Entsprechend ist die Energie des energetisch am höchsten liegenden Zustandes

$$E_{max} = \mu B,$$

während die übrigen Energien geschrieben werden können als

$$E_m = -\mu B \frac{m}{I}.$$

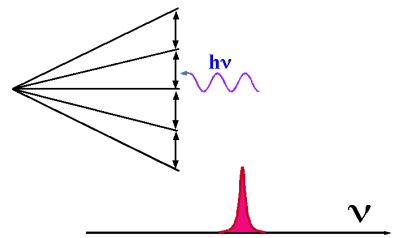


Abbildung 2.12: Resonanzbedingung

Man findet immer dann eine resonante Überhöhung der Absorption (=Absorptionslinie), wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist. Dies ist dann der Fall, wenn die Photonenenergie der Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Zuständen entspricht, d.h. wenn

$$\Delta E = E_{m+1} - E_m = \frac{\mu B}{I} = h\nu$$

ist.

2.1.9 Beispiele

Für Protonen erhalten wir

$$\frac{\nu_{res}(^1\text{H})}{B} = \frac{\mu}{Ih} = \frac{5.05 \cdot 10^{-27} \cdot 2,79 \text{ J}}{\frac{1}{2} 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ TJs}} = 42,55 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$$

Einige relevante Feldstärken und Resonanzfrequenzen (=Spektrometerfrequenzen) sind $B = 8,1 \text{ T}$, entsprechend $\nu_H = 360 \text{ MHz}$ und $B = 13.5 \text{ T}$ mit $\nu_H = 600 \text{ MHz}$.

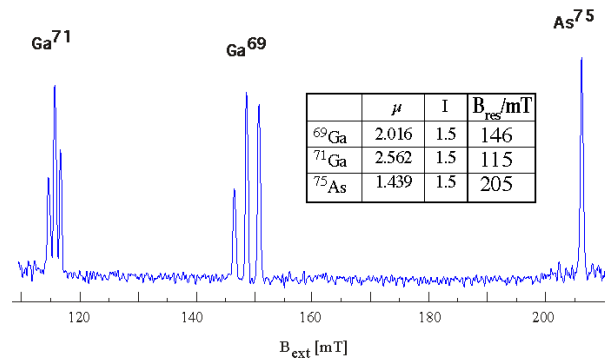


Abbildung 2.13: Breitbandiges NMR Spektrum mit den Resonanzen von drei unterschiedlichen Spin-Spezies. Das Spektrum wurde mit einer Anregung bei 1,5 MHz aufgenommen.

In der Figur ist als Beispiel ein Übersichtsspektrum von GaAs gezeigt, in dem die Resonanzen der drei relevanten Isotope erkennbar sind: ^{75}As , ^{71}Ga und ^{69}Ga . In diesem Fall wurde die eingestrahelte Frequenz konstant gelassen, während das Magnetfeld durchgefahen wurde. In diesem Fall erwarten wir eine Resonanz wenn die Bohr'sche Bedingung $\Delta E = h\nu$ erfüllt ist, d.h. wenn

$$B_{res} = \frac{Ih\nu}{\mu}$$

Für die drei betrachteten Isotope erhalten wir

$$B_{res}(^{69}\text{Ga}) = \frac{\frac{3}{2} 6,6 \cdot 10^{-34}}{5 \cdot 10^{-27} \cdot 2,02} 1,5 \cdot 10^6 \text{ T} = 146 \text{ mT}$$

$$B_{res}(^{71}\text{Ga}) = \frac{\frac{3}{2} 6,6 \cdot 10^{-34}}{5 \cdot 10^{-27} \cdot 2,56} 1,5 \cdot 10^6 \text{ T} = 115 \text{ mT}$$

$$B_{res}(^{75}\text{As}) = \frac{\frac{3}{2} 6,6 \cdot 10^{-34}}{5 \cdot 10^{-27} \cdot 1,44} 1,5 \cdot 10^6 \text{ T} = 205 \text{ mT}$$

Ein Vergleich mit dem Spektrum zeigt, dass die verschiedenen Isotope auch wirklich in der Nähe der hier berechneten Felder Resonanzlinien aufweisen.

Wenn wir eine solche Resonanzlinie genauer anschauen, so finden wir, dass sie aus mehreren Linien bestehen. In diesem Beispiel finden wir eine sogenannte Quadrupolaufspaltung, auf die etwas später noch eingegangen wird.

2.2 Chemische Verschiebung

2.2.1 Phänomenologie der chemischen Verschiebung

Misst man den spektralen Bereich eines Isotops (z. B. ^{13}C) mit hoher Auflösung, so findet man meist nicht nur eine Resonanzlinie, sondern praktisch so viele wie unterscheidbare Kerne in der Probe vorhanden sind.

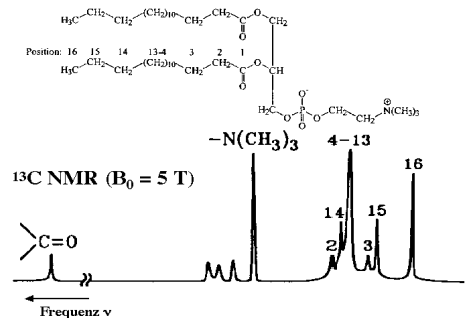


Abbildung 2.14: ^{13}C NMR Spektrum.

In Abb. 2.14 ist als Beispiel ein typisches ^{13}C NMR Spektrum eines organischen Moleküls dargestellt, welches in einem Feld von 5 T aufgenommen wurde. Die beobachteten Resonanzfrequenzen liegen in der Nähe von 50 MHz und die Breite des Spektrums beträgt etwa 10 kHz. Das Isotop 13 kommt in natürlichem Kohlenstoff mit etwas mehr als 1% Häufigkeit

vor. ^{13}C Kerne werden nach Protonen am häufigsten untersucht.

Die Zahl der Resonanzlinien in einem Spektrum wird bestimmt durch die Zahl der unterscheidbaren Kohlenstoffatome im Molekül: Jeder Kern liefert eine Resonanzlinie, wobei die Resonanzfrequenzen derjenigen Kerne, deren Umgebung ähnlich ist, sich nur wenig unterscheiden. So sind in diesem Beispiel die Resonanzen der Kerne an den Positionen 4-13 praktisch nicht unterscheidbar.

Dies ist einer der wichtigsten Aspekte der NMR: sie erlaubt eine Unterscheidung von Atomen aufgrund ihrer Position in einem Molekül. Bei den ersten Experimenten konnte das nicht beobachtet werden; erst als die Homogenität der verwendeten Magnete gut genug war, wurden diese Aufspaltungen sichtbar. Historisch wurde dieser Effekt 1950 von 2 Arbeitsgruppen unabhängig voneinander erstmals beschrieben (W. C. Dickinson. Dependence of the nuclear resonance position on chemical compound. Phys. Rev., 77:736–737 (1950). W. G. Proctor and F. C. Yu. The dependence of a nuclear magnetic resonance frequency upon chemical compound. Phys. Rev., 77:717 (1950).).

Aus dem Auftreten von mehreren Resonanzfrequenzen schließen wir, dass die Energieaufspaltung doch nicht für jeden ^{13}C Kern die Gleiche ist. Bei dieser Art der Verschiebung der Resonanzfrequenz findet man experimentell folgende Fakten:

- Die Verschiebung ist proportional zur Feldstärke: misst man die gleiche Probe in unterschiedlichen Feldern, so nimmt die Aufspaltung mit der Feldstärke zu, das Verhältnis der Aufspaltung zur Larmorfrequenz bleibt konstant. Es wird deshalb in ppm (Parts per Million) angegeben.
- Vergleicht man unterschiedliche Isotope der gleichen Atomsorte (z.B. ^1H / ^2H / ^3H), welche an die gleiche Position eines Moleküls oder Festkörpers substituiert werden, so findet man, dass die Verschiebung den gleichen Bruchteil der Resonanzfrequenz ausmacht.
- Die Verschiebung ist für unterschiedliche Atomsorten unterschiedlich und nimmt gene-

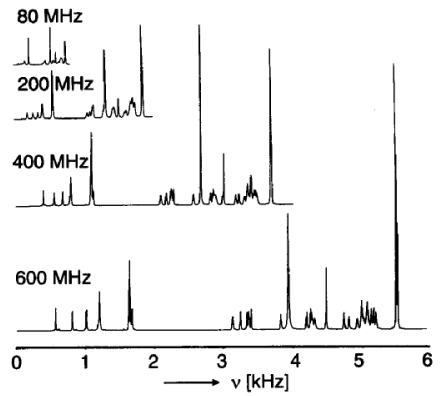


Abbildung 2.15: ^1H NMR Spektren des Peptids Gramicidin in unterschiedlich starken Magnetfeldern.

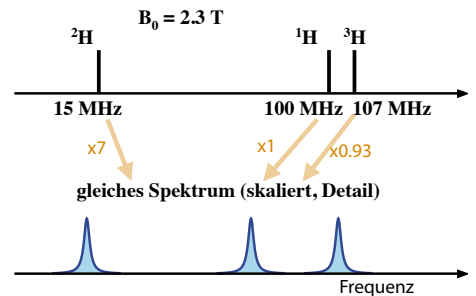


Abbildung 2.16: Vergleich der Spektren unterschiedlicher Isotope.

rell mit steigender Ordnungszahl zu; für ^{13}C liegen sie in der Größenordnung von $< 2 \cdot 10^{-4}$ (200 ppm). Damit sind die Unterschiede in den Resonanzfrequenzen von Kernen des gleichen Isotops aber an verschiedenen Positionen im Molekül klein im Vergleich mit den Unterschieden zwischen unterschiedlichen Isotopen.

2.2.2 Interpretation

Die übliche Interpretation dieses experimentellen Befundes ist die Folgende: In die Formel für die Energieaufspaltung geht das Feld am Ort des Kerns als

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}')$$

ein.

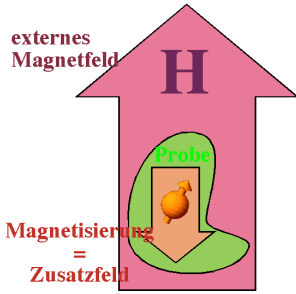


Abbildung 2.17: Lokale Modifikation der Magnetfeldstärke.

Dieses lokale Feld ist nicht identisch mit dem äußeren Feld $\mu_0 \vec{H}$, sondern es wird modifiziert um die Magnetisierung M' , welche durch die Elektronen erzeugt wird, welche die Kerne umgeben. Diese Modifikation ist in den hier untersuchten Materialien proportional zur Stärke des äußeren Feldes. Sie wird formal beschrieben durch die Abschirmkonstante σ :

$$\vec{B}_{\text{lok}} = (1 - \underline{\sigma}) \vec{B}_0.$$

Im Allgemeinen ist $\underline{\sigma}$ ein Tensor, d.h. jede Komponente des lokalen Feldes hängt von jeder Komponente des äußeren Feldes ab. Der Tensor ist symmetrisch, d.h. von den neun Elementen der 3x3 Matrix sind nur sechs unabhängig voneinander. In isotropen Flüssigkeiten wird jedoch nur der isotrope Mittelwert σ beobachtet: Das lokale Feld ist parallel zum äußeren Feld, und die Verschiebung ist unabhängig von der Richtung des Feldes. Der Tensor wird somit zu einem Vielfachen der Einheitsmatrix;

$$\underline{\sigma} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

und man benötigt nur einen skalaren Parameter σ für die Beschreibung.

Da man nie nackte Kerne beobachtet, findet man immer einen Effekt der Hüllenelektronen. Es ist deshalb nicht möglich, ihren Beitrag genau zu quantifizieren. Man definiert deshalb die chemische Verschiebung als Differenz zwischen der Abschirmkonstante des betreffenden Kerns und derjenigen einer

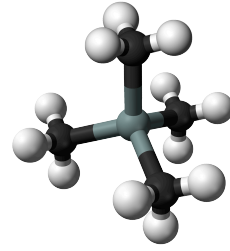


Abbildung 2.18: Struktur von Tetramethyl-Silan (TMS).

Standardverbindung. Für ^1H und ^{13}C wird als Standardverbindung allgemein Tetramethylsilan (TMS) verwendet.

Man definiert die relative chemische Verschiebung als

$$\delta_x = (\sigma_{TMS} - \sigma_x) \cdot 10^6 \text{ (gemessen in ppm).}$$

Eine äquivalente Definition ist

$$\delta_x = \frac{\omega_x - \omega_{TMS}}{\omega_{TMS}} \cdot 10^6.$$

2.2.3 Phänomenologische Übersicht

Diese Verschiebungen bieten die Möglichkeit, chemische Gruppen in Molekülen zu identifizieren. Während eine formelle Theorie der chemischen Verschiebung sehr aufwendig ist, kann man aufgrund von Erfahrungswerten recht einfach die chemische Verschiebung nach Bereichen zuordnen: ähnliche chemische Umgebungen erzeugen ähnliche Verschiebungen.

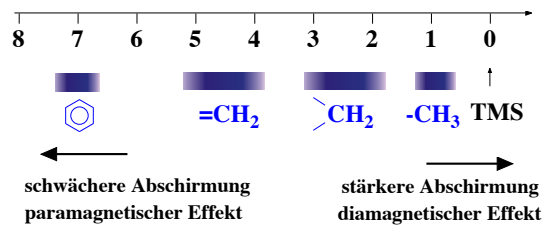


Abbildung 2.19: Übersicht über die wichtigen Bereiche der chemischen Verschiebung von ^1H .

Als Beispiel betrachten wir die wichtigsten Bereiche für Wasserstoff. Man findet

- CH_3 : ~ 1 ppm Entschirmung gegenüber TMS
- CH_2 : ~ 2 -3 ppm
- $=\text{CH}$: ~ 4 -5 ppm
- aromatische CH : ~ 7 ppm

Da man NMR Spektren ursprünglich aufgenommen hat, indem man die Absorption eines RF Feldes mit konstanter Frequenz als Funktion des Magnetfeldes aufzeichnete, ist die x -Achse in einem Spektrum häufig eine Magnetfeldachse. Dies bedeutet, dass die Magnetfeldstärke von links nach rechts wächst. Das gleiche Spektrum erhält man bei konstantem Magnetfeld, wenn die Frequenz von rechts nach links zunimmt. Deshalb ist in einem solchen Spektrum die chemische Verschiebung links maximal. Es sei auch gleich bemerkt, dass verschiedene Gruppen in den letzten Jahren umgestellt haben und die Frequenz von links nach rechts zunehmen lassen.

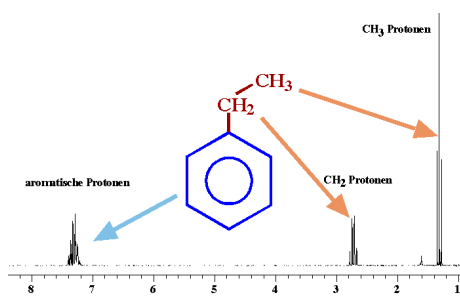


Abbildung 2.20: ^1H -NMR Spektrum von Ethylbenzol in CDCl_3 .

Als typisches Beispiel eines ^1H NMR Spektrums ist hier dasjenige von Ethylbenzol dargestellt. Die niedrigste chemische Verschiebung besitzen immer die Methylgruppen; bei ca. 2.8 ppm findet man die Methylengruppe, während die aromatischen Protonen bei > 7 ppm erscheinen.

Wie in Abb. 2.21 gezeigt, kann man noch sehr viel detailliertere Regeln aufstellen. In der Tabelle sind die wichtigsten Regeln für die chemische Verschiebung von Protonen in organischen Molekülen zusammengestellt.

Ähnliches gilt für ^{13}C . Da dieser Kern eine grössere Kernladung und damit eine grössere Anzahl

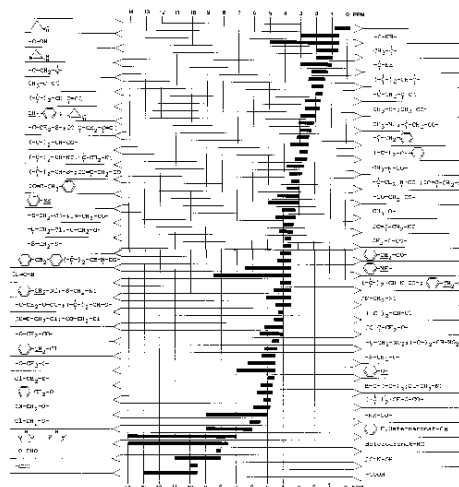


Abbildung 2.21: Übersicht über die Bereiche der chemischen Verschiebung von ^1H .

von Elektronen besitzt, sind hier die Abschirmeffekte stärker als bei den Protonen. Auch hier erscheinen die Methylgruppen bei kleinen Verschiebungen, Kerne in aromatischer Umgebung bei großen Verschiebungen. (Die Tabellen stammen aus Pretsch, Clerc, Seibl, Simon: Tabellen zur Strukturaufklärung organischer Verbindungen, Springer, 1976.).

2.2.4 Qualitative Theorie der chemischen Verschiebung

Eine quantitative Theorie der chemischen Verschiebung ist sehr aufwendig. Die grundlegende Arbeit dazu stammt von Ramsey (Phys. Rev. **80**, 476 (1950)). Betrachtet werden dabei nur Systeme die aus gepaarten Elektronen bestehen, so dass der Elektronenspin verschwindet.

Man kann vier Beiträge unterscheiden:

1. Diamagnetische Abschirmung durch kugelsymmetrische Elektronendichte

Die Grundlage dafür wird meist bei der Theorie des Diamagnetismus diskutiert. Der Einfluss des Magnetfeldes auf gepaarte Elektronen kann in erster Näherung so beschrieben werden, dass diese eine zusätzliche Präzessionsbewegung um das äußere

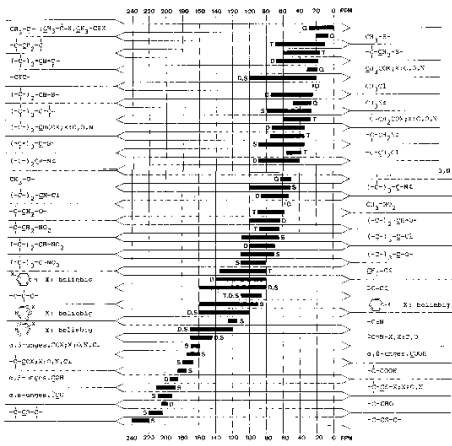


Abbildung 2.22: Chemische Verschiebung: Bereiche für ^{13}C .

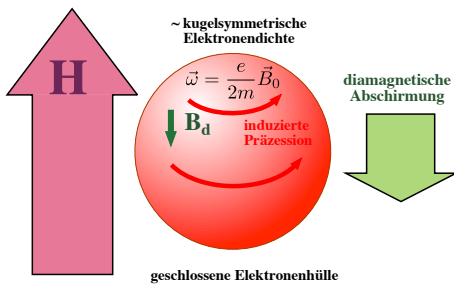


Abbildung 2.23: Diamagnetische Abschirmung.

ein, findet man für Wasserstoff eine relative Änderung von etwa 10^{-6} . Entsprechend der Lenz'schen Regel ist dieser Beitrag zur chemischen Verschiebung diamagnetisch, d.h. $\sigma > 0$.

Im Integralkern wird die Ladungsdichte mit dem Abstand r vom Atomkern multipliziert. Dies bedeutet, dass die chemische Verschiebung einerseits mit der Anzahl der Elektronen zunehmen sollte, andererseits mit deren Abstand vom Kern. Sowohl die Anzahl der Elektronen wie auch der mittlere Kernabstand nehmen mit der Ordnungszahl der Atome zu. Es wäre deshalb zu erwarten, dass die diamagnetische Abschirmung und der Bereich der chemischen Verschiebung mit der Ordnungszahl stark zunimmt. Experimentell findet man für die Bereiche der chemischen Verschiebung für einige Kerne folgende Wertebereiche:

Kern	Bereich σ
^1_1H	$18 \cdot 10^{-6}$
^3_2He	$60 \cdot 10^{-6}$
^7_3Li	$101 \cdot 10^{-6}$
$^{235}_{92}\text{U}(I=7/2)$	$11600 \cdot 10^{-6} \approx 1\%$

Feld ausführen, wobei die Präzessionsgeschwindigkeit gegeben ist durch das Bohr'sche Magneton:

$$\begin{aligned} \vec{\omega} &= \frac{e}{2m_e} \vec{B}_0 = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ AsVs}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg m}^2} \\ &= 8,8 \cdot 10^{10} \frac{\text{Js}}{\text{kgm}^2} = 8,8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

in einem Feld $B_0 = 1 \text{ T}$, d.h. die Frequenz beträgt $\omega/2\pi = 14 \text{ GHz}$. Der resultierende Kreisstrom der Elektronen mit Ladungsdichte $\rho(\vec{r})$ erzeugt ein zusätzliches Magnetfeld

$$\vec{B}_d = -\mu_0 \frac{e}{3m_e} \vec{B}_0 \int_0^\infty r \rho(r) dr.$$

Das von den Elektronen erzeugte Zusatzfeld ist somit dem äußeren Feld entgegengerichtet, d.h. die Elektronen schirmen das Feld ab. Setzt man Zahlen

2. Paramagnetische Abschirmung

Ist die Ladungsverteilung nicht kugelsymmetrisch, so kann die Elektronenhülle auch eine Verstärkung des äußeren Feldes bewirken. Man spricht dann von paramagnetischer Abschirmung. Dieser Effekt kann als eine Mischung zwischen Grund- und angeregten Zuständen erklärt werden, welche durch Spin-Bahn Wechselwirkung zustande kommt.

3. Anisotrope Nachbareffekte

Elektronendichte an benachbarten Atomen ergibt einen Beitrag zur chemischen Verschiebung.

Ein typisches Beispiel ist das Molekül Acetylen. Die Dreifachbindung zwischen den beiden Kohlenstoffen enthält relativ leicht bewegliche π -Elektronen. Unter dem Einfluss des äußeren Magnetfeldes entsteht darin ein Ringstrom. Der Beitrag dieser Magnetisierung zur magnetischen Induktion hat die Form eines magnetischen Dipols. Ist das Molekül

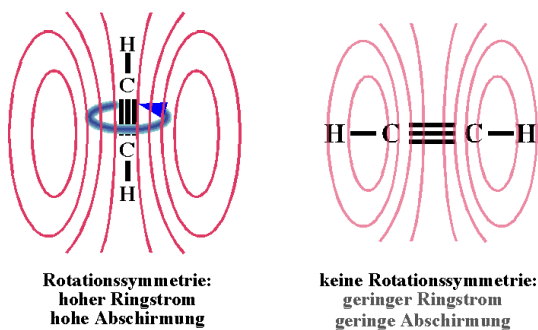


Abbildung 2.24: Ringstromeffekte am Beispiel von Acetylen.

parallel zum Feld orientiert, spüren die Kerne eine starke diamagnetische Abschirmung. Ist die molekulare Achse senkrecht zum äußeren Feld orientiert, so wird ebenfalls eine Magnetisierung erzeugt, welche aufgrund der unterschiedlichen Orientierung für die Kerne eine Verstärkung des Feldes ergibt, also einen paramagnetischen Beitrag liefert. Allerdings ist die Magnetisierung in dieser Orientierung erheblich geringer, da die Suszeptibilität kleiner ist.

In Flüssigkeiten beobachtet man nur den isotropen Mittelwert dieses Beitrages; er verschwindet dann nicht, wenn die Suszeptibilität des entsprechenden molekularen Bruchstücks anisotrop ist, also z.B. bei Acetylen.

4. Ringstromeffekte

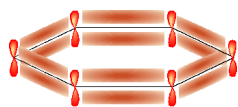


Abbildung 2.25: π -Elektronen im Benzolmolekül.

In einem zyklischen π -Elektronensystem sind die Elektronen besonders beweglich. Ein äußeres Magnetfeld kann deshalb Ringströme induzieren, welche einen relativ starken Beitrag zur Abschirmung liefern.

2.2.5 Anisotropie

In Festkörpern hängt die chemische Verschiebung (d.h. die Lage der Resonanzfrequenz) im Allgemeinen von der Orientierung des Moleküls ab.

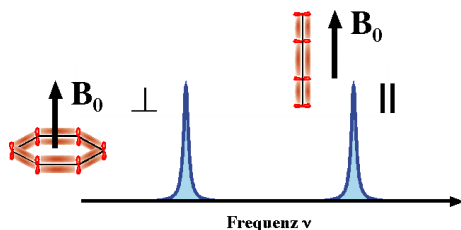


Abbildung 2.26: Anisotrope Abschirmeffekte von Benzol.

Dieser Befund lässt sich im Rahmen des oben skizzierten Modells relativ leicht verstehen. Die Kreisströme, welche das externe Magnetfeld in den Elektronen induziert, fließen je nach Orientierung des Moleküls leichter. Eine Voraussage über die Art der Orientierungsabhängigkeit zu machen bleibt aber schwierig, da ja alle Elektronen dazu beitragen.

Die Orientierungsabhängigkeit kann mit Hilfe eines Tensors zweiter Stufe beschrieben werden:

$$\Delta E = -\vec{\mu} \underline{\underline{\sigma}} \vec{B}_0.$$

Hier stellt \vec{B}_0 das äußere Magnetfeld dar. Der Tensor $\underline{\underline{\sigma}}$ ist somit im Allgemeinen eine 3x3 Matrix, jede Komponente des magnetischen Moments kann dadurch an jede Komponente des Magnetfeldes gekoppelt werden. Der Tensor ist symmetrisch, d.h. $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$.

Wie bei jedem symmetrischen Tensor zweiter Stufe gibt es aber ein Koordinatensystem, in dem der Tensor diagonal wird. Dieses Koordinatensystem wird als Hauptachsensystem bezeichnet. In diesem System koppelt also die z-Komponente des Magnetfeldes nur an die z-Komponente des magnetischen Moments.

Häufig kann man die Lage der Hauptachsen aufgrund der molekularen Symmetrie voraussagen. Wahrscheinlich das wichtigste Beispiel für Protonen ist die CH Bindung. Hier ist eine Hauptachse meist entlang der Bindung orientiert.

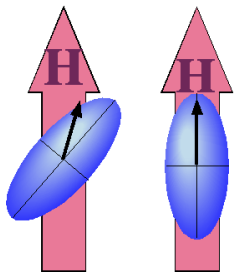


Abbildung 2.27: Allgemeine Orientierung des CS-Tensors (links) und Magnetfeld entlang einer Hauptachse (rechts).



Abbildung 2.28: Hauptachsen liegen häufig parallel zu einer lokalen Symmetrieachse.

2.2.6 Allgemeine Orientierung

Mit Hilfe des Tensors der chemischen Verschiebung kann man die Resonanzfrequenz für beliebige Orientierungen des Magnetfeldes berechnen. Dafür verwendet man am besten ein Koordinatensystem, dessen Achsen mit den Hauptachsen des CS Tensors zusammenfallen. Die Orientierung des Magnetfeldes in diesem Koordinatensystem wird durch die Polarwinkel θ und ϕ beschrieben.

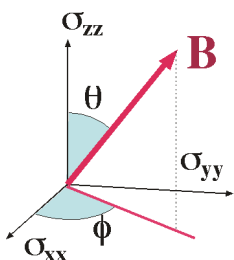


Abbildung 2.29: Orientierung des Magnetfeldes im Hauptachsensystem.

Damit erhält man für die Orientierungsabhängigkeit der chemischen Verschiebung

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_{xx} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sigma_{yy} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \sigma_{zz} \cos^2 \theta, \quad (2.2)$$

wobei $\sigma_{\alpha\alpha}$ die Hauptachsenelemente des Tensors bezeichnen.

Um die angegebene Winkelabhängigkeit herzuleiten, machen wir von der Tatsache Gebrauch, dass die durch den Tensor $\underline{\underline{\sigma}}$ und den Vektor \vec{v} definierte Bilinearform $\vec{v} \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \vec{v}$ unabhängig vom gewählten Koordinatensystem ist - in enger Analogie zu einem Skalarprodukt. Wir können also z.B. schreiben

$$\vec{v}^{Lab} \underline{\underline{\sigma}}^{Lab} \vec{v}^{Lab} = \vec{v}^{HAS} \underline{\underline{\sigma}}^{HAS} \vec{v}^{HAS}. \quad (2.3)$$

Im Laborsystem (Lab) können wir den Tensor der chemischen Verschiebung schreiben als

$$\underline{\underline{\sigma}}^{Lab} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{Lab} & \sigma_{xy}^{Lab} & \sigma_{xz}^{Lab} \\ \sigma_{yx}^{Lab} & \sigma_{yy}^{Lab} & \sigma_{yz}^{Lab} \\ \sigma_{zx}^{Lab} & \sigma_{zy}^{Lab} & \sigma_{zz}^{Lab} \end{pmatrix},$$

wobei der Einheitsvektor

$$\vec{v}^{Lab} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

die Orientierung des externen Magnetfeldes

$$\vec{B}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix}$$

charakterisiert. Das wichtigste Matricelement ist das Element σ_{zz}^{Lab} , welches das externe Magnetfeld an die z-Komponente des Spins koppelt.

Aus der Zeichnung liest man ab, dass im Hauptachsensystem (HAS) des Tensors die Orientierung des B-Feld entsprechend durch

$$\vec{v}^{HAS} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

beschrieben werden kann. Die linke Seite von

$$\vec{v}^{Lab} \underline{\underline{\sigma}}^{Lab} \vec{v}^{Lab} = \vec{v}^{HAS} \underline{\underline{\sigma}}^{HAS} \vec{v}^{HAS}$$

liefert die σ_{zz} -Komponente des Tensors,

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\sigma}}_{zz}^{Lab} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \underline{\underline{\sigma}}^{Lab} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \vec{v}^{Lab} \underline{\underline{\sigma}}^{Lab} \vec{v}^{Lab}, \end{aligned}$$

die wir mit $\sigma(\theta, \varphi)$ bezeichnen wollen. Unter Benutzung des Tensors im Hauptachsensystem

$$\underline{\underline{\sigma}}^{HAS} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

liefert die rechte Seite von Gl. (2.3) das gesuchte Ergebnis,

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \varphi) &= \sigma_{xx} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sigma_{yy} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \\ &\quad + \sigma_{zz} \cos^2 \theta \end{aligned}$$

für die allgemeine Situation.

2.2.7 Axialsymmetrischer Tensor

Wir wollen nun noch den wichtigen Spezialfall eines axialsymmetrischen Tensors, $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, betrachten. Damit reduziert sich der Ausdruck (2.2) für die chemische Verschiebung auf

$$\sigma(\theta) = \sigma_{xx} \sin^2 \theta + \sigma_{zz} \cos^2 \theta,$$

d.h. die Abhängigkeit vom Azimutalwinkel φ entfällt. Durch Subtraktion des isotropen (d.h. winkelunabhängigen) Anteils der chemischen Verschiebung, d.h. der Spur

$$\sigma_{iso} = \frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})$$

des Verschiebungstensors können wir erreichen, dass der verbleibende Tensor

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\Delta\sigma}} &= \begin{pmatrix} \sigma_{xx} - \sigma_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{xx} - \sigma_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} - \sigma_{iso} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_x & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \end{aligned}$$

spurfrei wird, d.h.

$$2\sigma_x + \sigma_z = 0$$

und damit $\sigma_x = -\sigma_z/2$. Insgesamt liefert das

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(\theta) &= \sigma_z \left[-\frac{1}{2}(1 - \cos^2 \theta) + \cos^2 \theta \right] \\ &= \sigma_z \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) = \sigma_z P_2(\cos \theta), \end{aligned}$$

wobei P_2 das Legendrepolynom vom Rang 2 bezeichnet. Eine Drehung des Kristalls um eine beliebige Achse ergibt somit eine Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Rotationswinkel, wobei die Amplitude der Variation von σ_z und von der Orientierung der Rotationsachse zur Hauptachse des Tensors abhängt. Da die Verschiebung nur von θ^2 abhängt, ist das Muster periodisch mit π .

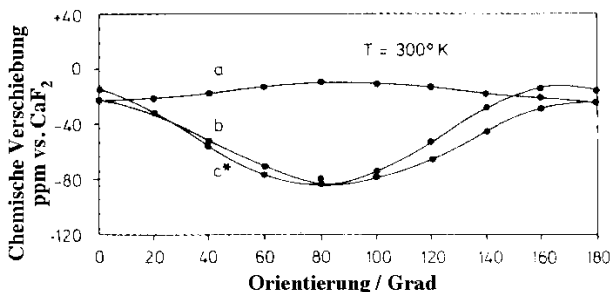


Abbildung 2.30: Rotationsplot: Linienpositionen in einem CF_3COOAg Einkristall als Funktion des Rotationswinkels.

Abb. 2.30 zeigt als Beispiel die chemische Verschiebung von ^{19}F in CF_3COOAg als Funktion des Drehwinkels [Mehring S. 21]. Die Anisotropie der chemischen Verschiebung ist von der gleichen Größenordnung wie der isotrope Mittelwert. Die Messung von solchen Rotationsplots dient u. a. der Zuordnung der Resonanzlinien und der Bestimmung der Hauptwerte und Hauptachsen des Tensors.

2.2.8 NMR in Ferromagneten

Am stärksten wird das lokale Magnetfeld geändert wenn der Kern sich in einem Ferromagneten befindet.

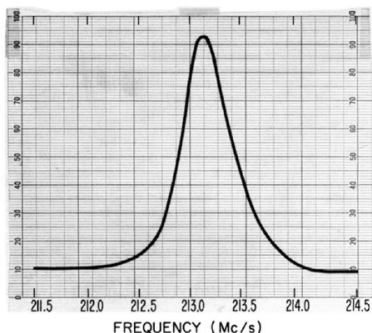


Abbildung 2.31: NMR Spektrum von ⁵⁹Co in Kobalt Metall ohne äußeres Magnetfeld.

Abbildung 2.31 zeigt als Beispiel das NMR Spektrum von ⁵⁹Co in Kobalt Metall Gossard and Portis [7]. Es wurde ohne äußeres Magnetfeld gemessen. Die Resonanzfrequenz von 213 MHz entspricht einem Magnetfeld am Ort des Kerns von 21.3 T. Besser kann man dieses starke Feld als direkte Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron (Hyperfine-Wechselwirkung) verstehen.

2.2.9 Knight Shift

Den Effekt der Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern in einem Metall kann man auch in diamagnetischen Metallen beobachten. In diesem Fall sind die Verschiebungen wieder proportional zur Stärke des externen Feldes. Hier handelt es sich jedoch nicht um die bisher diskutierte diamagnetische Abschirmung, sondern hier spielt die Hyperfeinwechselwirkung mit ungepaarten Elektronen oder mit den s-Wellen-Anteilen von Leitungselektronen die dominante Rolle.

Wie in diesem Beispiel gezeigt, steigt dadurch die Resonanzfrequenz in einem Metall gegenüber einem Dielektrikum stark an. Diese Verschiebung der Resonanzfrequenzen wird nach dem Entdecker Knight-Shift genannt (W.D. Knight, Phys. Rev. 76, 1259 (1949)). Sie entspricht der gemittelten Wechselwirkung der Kernspins mit einem polarisierten aber rasch relaxierenden Bad von Elektronenspins. Die Figur zeigt die Original-Messung von Knight, in der er die Kupfer-Resonanz im Metall mit der entspre-

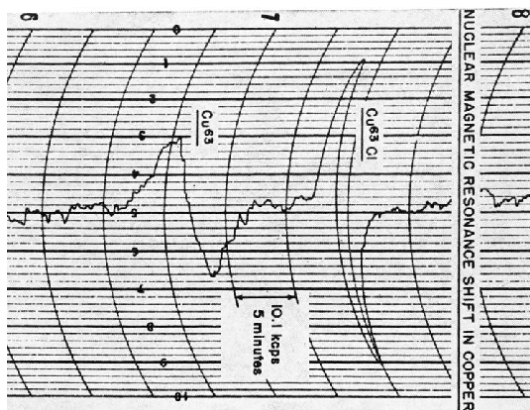


Abbildung 2.32: Originalmessung des Knight-Shifts in Kupfer.

chenden Linie in CuCl (einem Dielektrikum) vergleicht. Der Knight-Shift

$$K = \frac{V_x - V_{ref}}{V_{ref}}$$

ist nicht nur proportional zum Feld, sondern auch weitgehend temperaturunabhängig. Außerdem steigt er normalerweise mit der Ordnungszahl stark an:

	⁷ Li	⁶³ Cu	¹⁰⁵ Pd	¹⁰⁹ Hg
K=	0,025%	0,25%	-3%	2,5%

und ist bis einige wenige Ausnahmen positiv. Der numerische Wert hängt natürlich davon ab, welches Material als Referenz verwendet wird.

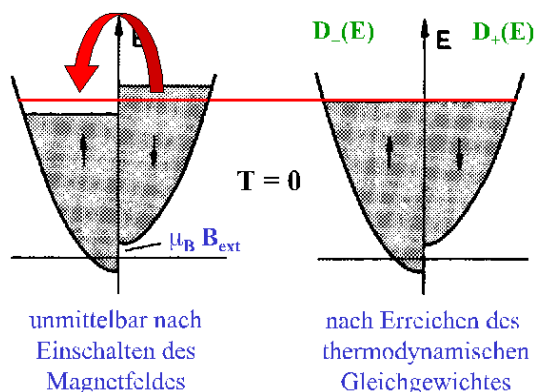


Abbildung 2.33: Pauli-Paramagnetismus von Leitungselektronen.

Diese Befunde lassen sich verstehen, wenn man den Pauli'schen Paramagnetismus der Leitungselektronen

nen zu Grunde legt. Das magnetische Moment eines Leitungselektrons ist

$$\mu = \mu_B g S = 2,0023 \cdot \frac{1}{2} \cdot \mu_B \approx \mu_B.$$

Allerdings können sich nicht alle, sondern nur diejenigen Spins der Elektronen nahe der Fermi-Kante parallel zum äußeren Feld einstellen. Die hier zur Illustration gezeigte Relativverschiebung des spinup-gegenüber dem spindown-Teilband ist jedoch stark übertrieben. Das Verhältnis von magnetischer Energie

$$\mathcal{E}_m = \mu_B B \approx 9.27 \cdot 10^{-24} \cdot 5 = 4.6 \cdot 10^{-23} \text{ J} = 2.9 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$$

beträgt in einem Feld von 5 T lediglich $3 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$, d.h. das $\approx 10^{-4}$ -fache der Fermi-Energie. Für das freie Elektronengas (der Dichte n) erhalten wir eine temperaturunabhängige Magnetisierung

$$M_e = \delta n \cdot \mu_B = D(E_F) \cdot \mu_B B_0 \cdot \mu_B,$$

bzw. die Pauli'sche Spinsuszeptibilität

$$\chi_{Pauli} = \frac{\mu_0 M_e}{B_0} = \mu_0 \mu_B^2 \cdot D(E_F).$$

Die elektronische Magnetisierung kann mit dem Kernmoment wechselwirken, da sie am Kernort ein Feld erzeugt. Dabei muss zwischen der Elektronendichte innerhalb und außerhalb des Kernvolumens unterschieden werden. Die Wechselwirkung mit der äußeren Elektronendichte lässt sich als Dipol-Dipol Wechselwirkung (zwischen elektronischem und nuklearem Moment) beschreiben. Die (meist dominante) direkte Kontaktwechselwirkung der s-Elektronen, die auch im Kernvolumen V_n eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit besitzen, ist nach Fermi benannt. Die Knight-Shift ist daher nicht nur proportional zu χ_{Pauli} , sondern auch zum Bruchteil der polarisierten Elektronendichte am Kernort, $|\Psi(r_n)|^2/n$. Das macht auch die Zunahme von K mit der Ordnungszahl plausibel. Aus der unabhängigen Messung von χ_{Pauli} und der Knight-Verschiebung kann man daher auf die relative Erhöhung oder Abschwächung der Elektronendichte $|\Psi(r_n)|^2/n$ schließen.

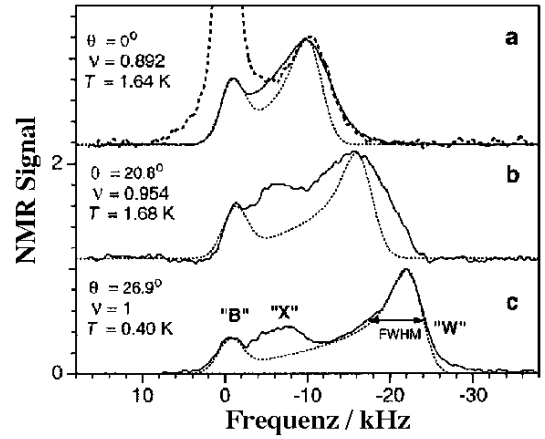


Abbildung 2.34: Knight-Verschiebung in GaAs Quantenfilmen.

2.2.10 Knight-Shift in Halbleitern

Auch in Halbleitern treten Knight-Shifts auf, allerdings wesentlich kleinere als in Metallen, da die Elektronendichte geringer ist. In diesem Beispiel wurde der Knight-Shift in GaAs gemessen, welcher durch unterschiedliche Dichten von Ladungsträgern und unterschiedliche g -Faktoren zustande kommt. Der Knight-Shift ist proportional zur Dichte und Polarisation von ungepaarten Elektronen. In diesem Fall wurde er gemessen um daraus Informationen über die Polarisation von Elektronenspins im Bereich des Quanten-Hall Effekts zu erhalten.

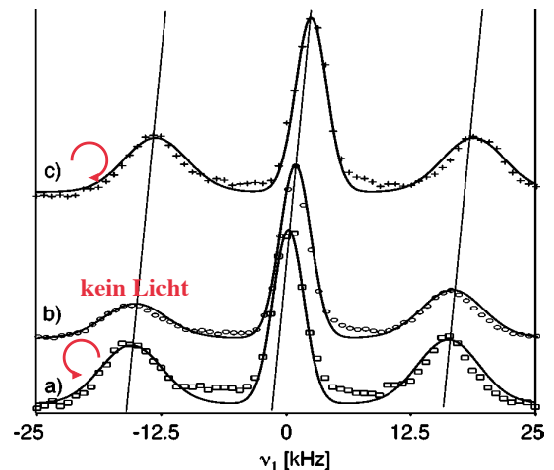


Abbildung 2.35: Knight-Shift durch optische generierte Elektronenspins in GaAs.

Werden die Elektronen durch die Absorption von Photonen erzeugt, so kann man sie mit unterschiedlicher Spin-Orientierung erzeugen. Damit ändert sich auch das Vorzeichen der Knight-Verschiebung ([2]). In Abb. 2.35 sind einige Spektren von GaAs gezeigt, bei denen die Probe mit rechts oder links polarisiertem Licht oder gar nicht bestrahlt wurde. Die beobachtete Verschiebung ist in guter Näherung proportional zur berechneten Dichte der Leitungselektronen.

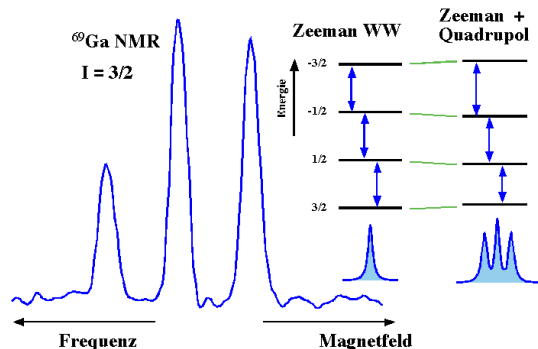


Abbildung 2.37: Aufspaltung der Resonanzlinie von ^{69}Ga in GaAs auf Grund der Quadrupolwechselwirkung.

2.3 Quadrupolwechselwirkung

2.3.1 Phänomenologie

Der Begriff "magnetische Resonanz" scheint zu implizieren, dass wir uns nur mit magnetischen Wechselwirkungen beschäftigen. Dies ist aber nicht der Fall. Grundsätzlich misst man Energieunterschiede zwischen unterschiedlichen Spinzuständen. Diese werden primär, aber nicht ausschliesslich durch magnetische Wechselwirkungen beeinflusst. Eine wichtige Ausnahme ist die elektrostatische Wechselwirkung der Kerne mit ihrer Umgebung. Sie hängt vom Spinzustand des Kerns ab und beeinflusst deshalb die Resonanzfrequenzen in der kernmagnetischen Resonanz.

IA																	VIIIA		
H																	He		
Li	Be	Spin = 1/2										B	C	N	O	F	Ne		
		Spin > 1/2																	
Na	Mg	III B	IV B	VB	VIB	VII B	VIII B	IB	II B	Al	Si	P	S	Cl	Ar				
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr		
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe		
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn		
Fr	Rd	Ac																	
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr			

Abbildung 2.36: Übersicht über Atome mit einem Kernspin.

Diese Quadrupolwechselwirkung tritt auf, wenn der Spin des Kerns $I > 1/2$ beträgt. Dies gilt zwar nicht für die bisher meist diskutierten Kerne ^1H und ^{13}C , aber für die große Mehrheit aller Kerne, wie die Übersicht über das Periodensystem in Abb. 2.36 zeigt.

Ein Beispiel für den Effekt der Quadrupolkopplung ist die Aufspaltung der Resonanzlinien von Gallium und Arsen, die wir in den Spektren von GaAs gefunden hatten (siehe Abb. 2.37). Diese Aufspaltung ist im Gegensatz zur chemischen Verschiebung nicht proportional zur Stärke des magnetischen Feldes, sondern unabhängig davon. Die Anzahl der Resonanzlinien, die man in einem starken Magnetfeld beobachten kann, beträgt $2I$, entspricht also der Anzahl der möglichen Dipolübergänge $m_I \leftrightarrow m_I \pm 1$ für den betreffenden Spin. Auch ohne ein statisches Magnetfeld haben in solchen Systemen die unterschiedlichen Spinzustände unterschiedliche Energien. Der Betrag der Aufspaltung hängt ab vom Kern und von der Umgebung.

2.3.2 Elektrostatische Energie des Kerns

Wir berechnen hier im Rahmen der klassischen Elektrostatik den orientierungsabhängigen Teil der Wechselwirkungsenergie des Kerns mit seiner Umgebung, welche für diese Aufspaltung verantwortlich ist.

Um die elektrostatische Energie eines Kerns zu berechnen, betrachten wir ihn als eine Ladungsverteilung $\rho(\vec{r})$. In einem äußeren Potenzial $V(\vec{r})$ ist seine Energie gegeben als das Integral

$$\mathcal{E} = \int V(\vec{r}) \rho(\vec{r}) d\vec{r}.$$

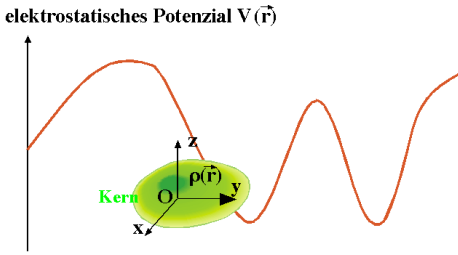


Abbildung 2.38: Elektrostatisches Potenzial des Kerns.

Einen nützlicheren Ausdruck erhält man, wenn man das Potenzial als eine Taylorreihe schreibt:

$$V(\vec{r}) = V(0) + \sum_{\alpha} V_{\alpha}(0)x_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta}(0)x_{\alpha}x_{\beta} + \dots$$

Hier ist $x_{\alpha}, x_{\beta} = x, y, z$ und

$$V_{\alpha} = \frac{\partial V}{\partial x_{\alpha}} \quad \text{und} \quad V_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}}$$

stellen die erste und zweite Ableitung des Potentials nach den Koordinaten x_{α} und damit das elektrische Feld V_{α} , resp. dessen Gradienten $V_{\alpha\beta}$ dar. Während das Feld ein Vektor ist, also 3 Komponenten besitzt, besteht der Feldgradient aus 3×3 Komponenten. Er wird deshalb als elektrischer Feldgradienten-Tensor bezeichnet. Die Taylor-Reihe ist deshalb nützlich, weil die Ladungsverteilung des Kerns auf wenige fm konzentriert ist; es ist deshalb zu erwarten, dass die Reihe sehr schnell konvergiert und wir deshalb nur den ersten nicht verschwindenden Term betrachten müssen.

Die Taylorreihe wird um den Mittelpunkt des Kerns entwickelt, d.h. die Ableitungen werden an dieser Stelle ausgewertet. Da der Kern durch elektrostatische Kräfte in einer Gleichgewichtsposition gehalten wird, muss das Feld, d. h. die erste Ableitung des Potentials, an dieser Stelle verschwinden, $V_{\alpha} = 0$. Somit können wir die Wechselwirkungsenergie schreiben als

$$\mathcal{E} = V(0) \int \rho(\vec{r}) d\vec{r}$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta}(0) \int \rho(\vec{r}) x_{\alpha} x_{\beta} d\vec{r} + \dots (2.4)$$

Der erste Term

$$V(0) \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} = V(0) Z e$$

beschreibt die Energie der elektrischen Punktladung, welche nur vom Potenzial an der Stelle der Ladung abhängt. Er wird uns deshalb im Folgenden nicht mehr interessieren. Wir konzentrieren uns daher auf den zweiten Term. Hier ist $V_{\alpha\beta}$ ein symmetrischer und spurloser Tensor, d.h. $V_{\alpha\beta} = V_{\beta\alpha}$ und $V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0$. Der erste Punkt folgt aus der Tatsache, dass in einem konservativen Potential die zweiten Ableitungen nicht von der Reihenfolge der Ableitungen abhängt. Die Spurfreiheit folgt aus der Laplace-Gleichung: die Spur des Tensors ist gleich der Divergenz des elektrischen Feldes und somit gegeben durch die eingeschlossene Ladung. Befinden sich im betrachteten Volumen keine Ladungen, muss die Spur somit verschwinden. Die Voraussetzung kann hier als erfüllt betrachtet werden, weil das Volumen infinitesimal klein ist.

2.3.3 Quadrupolmoment

Der zweite Term enthält einen Beitrag, der nicht von der Orientierung abhängt. Wir finden ihn durch Summation über die Diagonalelemente:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha\alpha} \int \rho(\vec{r}) x_{\alpha} x_{\alpha} d\vec{r} &= \int \rho(\vec{r}) (x^2 + y^2 + z^2) d\vec{r} \\ &= \int \rho(\vec{r}) r^2 d\vec{r}. \end{aligned}$$

Dieser Term verschiebt alle Energien um den gleichen Betrag, unabhängig von der Orientierung des Kerns. Er interessiert uns deshalb im Folgenden nicht. Wir eliminieren ihn, indem wir den Integranden entsprechend korrigieren:

$$\int \rho(\vec{r}) (x_{\alpha} x_{\beta} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} r^2) d\vec{r}.$$

Dieser korrigierte Term hat jetzt die Form eines irreduziblen Tensors zweiter Stufe. Solche Tensoren

transformieren besonders einfach unter Rotationen und benötigen die geringste Zahl von Parametern. Er stellt den asymmetrischen Teil der Ladungsverteilung des Kerns dar und wird als sein Quadrupolmoment bezeichnet. Die einzelnen Matrixelemente sind gegeben durch

$$Q_{\alpha\beta} = \int \rho(\vec{r})(3x_{\alpha}x_{\beta} - \delta_{\alpha\beta}r^2)d\vec{r}.$$

Man verifiziert, dass die Spur dieses Ausdrucks verschwindet:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha} &= \int \rho(\vec{r})(3x^2 - (x^2 + y^2 + z^2) \\ &\quad + 3y^2 - (x^2 + y^2 + z^2) \\ &\quad + 3z^2 - (x^2 + y^2 + z^2))d\vec{r} \\ &= 0 \end{aligned}$$

Prinzipiell existieren 9 Matrixelemente $Q_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = x, y, z)$; aufgrund der Symmetriebedingung $Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\alpha}$ und der Spurfreiheit $\sum_{\alpha} Q_{\alpha\alpha} = 0$ brauchen aber nur fünf unabhängige Größen diskutiert zu werden, wie bei jedem irreduziblen Tensor zweiter Stufe. Das bekannteste Beispiel dafür sind die d -Orbitale, mit $\ell = 2, m_{\ell} = -2..2$.

Wir setzen nun diese Definition in die Taylorentwicklung der Energie ein und erhalten für den quadratischen Term

$$\begin{aligned} E^{(2)} &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \int \rho(\vec{r})(x_{\alpha}x_{\beta} - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}r^2)d\vec{r} \\ &= \frac{1}{6} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta}. \end{aligned}$$

Dies ist die Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments mit dem elektrischen Feldgradienten-Tensor. Vereinfacht wird sie als Quadrupolwechselwirkung bezeichnet. Wir haben hier die kartesische Darstellung verwendet; in vielen Fällen ist es jedoch vorteilhaft, irreduzible Tensoren zu verwenden. In diesem Fall reduziert sich die Summe von 9 auf 5 Terme.

Offensichtlich verschwindet dieser Beitrag zur Gesamtenergie, wenn der Feldgradient verschwindet. Dies ist z.B. immer dann der Fall, wenn der Kern

sich an einer Stelle mit kubischer Symmetrie befindet. Allgemein ist der Feldgradient ein Maß für die Änderung des Feldes.

Über die elektrische Quadrupolwechselwirkung sind Kernspins somit Sensoren für den Verlauf des elektrischen Feldes in der Umgebung der Kerne. Natürlich kann diese Kopplung nicht den gesamten Verlauf des Feldes erfassen. Aufgrund der Herleitung ist aber klar, auf welche Teile der Ladungsverteilung die Wechselwirkung empfindlich ist.

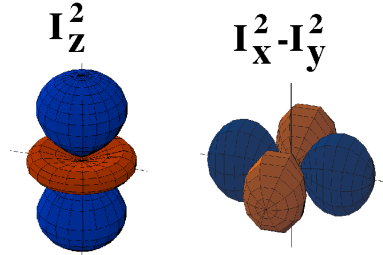


Abbildung 2.39: Komponenten des Feldgradiententensors.

Es handelt sich um einen Tensor zweiter Stufe, und wir haben die Darstellung so gewählt, dass wir einen irreduziblen Tensor erhalten. Dieser beschreibt eine Ladungsverteilung, wie sie durch d-Orbitale dargestellt wird: für eine axial symmetrische Umgebung kann die Empfindlichkeit durch ein d_z^2 Orbital dargestellt werden, wobei die blauen Teile z.B. positive und die roten negative Partialladungen darstellen. Abweichungen von der axialen Symmetrie entsprechen z.B. einem Beitrag von $d_{x^2-y^2}$.

2.3.4 Modellsystem

Um den Einfluss von elektrischen Ladungen auf die Energie des Kerns darzustellen, betrachten wir ein Modell aus diskreten Punktladungen. Wir verwenden hier ein Modellsystem aus sechs Punktladungen q , welche auf den Koordinatenachsen liegen.

Auf der z -Achse sei der Abstand vom Ursprung a , auf den x - und y -Achsen b . Für $a = b$ bildet die Anordnung somit ein reguläres Oktaeder, für $a \neq b$ ist es entlang der z -Achse gestreckt. Die entspricht in etwa der Umgebung eines Kerns in einem kristallinen Festkörper.

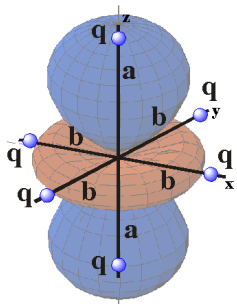


Abbildung 2.40: Punktladungsmodell für die Umgebung.

Das Potenzial kann als Funktion des Ortes \vec{r} geschrieben werden als

$$V(\vec{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{|\vec{r} - (0, 0, a)|} + \frac{1}{|\vec{r} - (0, 0, -a)|} + \frac{1}{|\vec{r} - (b, 0, 0)|} + \frac{1}{|\vec{r} - (-b, 0, 0)|} + \frac{1}{|\vec{r} - (0, b, 0)|} + \frac{1}{|\vec{r} - (0, -b, 0)|} \right].$$

Die Komponenten des EFG Tensors erhalten wir durch zweimaliges Ableiten, z.B.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{|\vec{r} - (b, 0, 0)|} \right) = - \frac{x - b}{((x - b)^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}.$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{|\vec{r} - (b, 0, 0)|} \right) = - \frac{1}{((x - b)^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{3(x - b)^2}{((x - b)^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}.$$

Damit erhalten wir für

$$V_{xx} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \right.$$

$$\frac{3(x - b)^2}{[(x - b)^2 + y^2 + z^2]^{5/2}} - \frac{1}{[(x - b)^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} + \frac{3(x + b)^2}{[(x + b)^2 + y^2 + z^2]^{5/2}} - \frac{1}{[(x + b)^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} + \frac{3x^2}{[x^2 + (y - b)^2 + z^2]^{5/2}} - \frac{1}{[x^2 + (y - b)^2 + z^2]^{3/2}} + \frac{3x^2}{[x^2 + (y + b)^2 + z^2]^{5/2}} - \frac{1}{[x^2 + (y + b)^2 + z^2]^{3/2}} + \frac{3x^2}{[x^2 + y^2 + (z - a)^2]^{5/2}} - \frac{1}{[x^2 + y^2 + (z - a)^2]^{3/2}} + \frac{3x^2}{[x^2 + y^2 + (z + a)^2]^{5/2}} - \frac{1}{[x^2 + y^2 + (z + a)^2]^{3/2}}.$$

Da uns nur der Wert am Ursprung interessiert, können wir $x = y = z = 0$ setzen und erhalten

$$V_{xx}|_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{2}{a^3} + \frac{2}{b^3} \right).$$

2.3.5 Symmetrie

Da wir ein axial symmetrisches System betrachten, muss gelten

$$V_{yy}|_0 = V_{xx}|_0.$$

Außerdem verschwindet die Spur des Tensors (siehe oben),

$$V_{xx}(0) + V_{yy}(0) + V_{zz}(0) = 2V_{xx}(0) + V_{zz}(0) = 0.$$

Somit muss

$$V_{zz}|_0 = -2V_{xx}|_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{4}{a^3} - \frac{4}{b^3} \right).$$

Die gemischten Komponenten $V_{\alpha\beta}$ verschwinden alle in diesem Koordinatensystem. Es handelt sich offenbar um ein symmetrieangepasstes Hauptachsensystem. Wir lassen im Folgenden die Spezifizierung des Nullpunktes weg.

Offensichtlich gilt im Falle der oktaedrischen Symmetrie ($a = b$)

$$V_{xx} = V_{yy} = V_{zz} = 0,$$

d.h. die Quadrupolwechselwirkung verschwindet. Dies ist kompatibel mit der allgemeinen Aussage, dass sie ein Maß für die Abweichung von der vollen Rotationssymmetrie ist.

Im hier diskutierten Beispiel hatten wir axiale Symmetrie bezüglich der $-z$ -Achse angesetzt. Daraus folgte, dass das Potenzial von den Ladungen außerhalb des Kerns erzeugt wird, ist das Feld divergenzfrei. Es gilt somit, dass für den Fall axialer Symmetrie der Feldgradient ein Maß für die Asymmetrie der Ladungsverteilung in der Umgebung des Kerns. In ähnlicher Weise ist das elektrische Kern-Quadrupolmoment ein Ausdruck für die Asymmetrie der Ladungsverteilung im Kern. Er verschwindet für eine kugelförmige Ladungsverteilung. Aus der Theorie der Kerne folgt, dass für einen Kern mit Spin 0 oder 1/2 das Quadrupolmoment verschwindet. Dieser Beitrag zur Resonanzfrequenz in NMR Spektren muss somit nur für Spins $I > 1/2$ berücksichtigt werden. Die am häufigsten untersuchten Kerne sind ^1H und ^{13}C . Beide besitzen einen Kernspin $I=1/2$. Viele andere Kerne haben aber einen größeren Spin und damit eine Quadrupolwechselwirkung. Am häufigsten tritt der Spin 3/2 auf.

2.3.6 Spektren

Wir betrachten hier nur die "Hochfeldnäherung", also den Fall, dass die Quadrupolwechselwirkung deutlich schwächer ist als die Zeeman-Wechselwirkung. Die Quadrupolwechselwirkung erzeugt eine Verschiebung der Energien, welche proportional zum Quadrat der magnetischen Quantenzahl m ist. Der Hamiltonoperator wird damit

$$\mathcal{H} = \omega_L I_z + q(I_z^2 - \frac{1}{3}I(I+1)).$$

Der Term $I(I+1)/3$ sorgt dafür, dass die Spur des Quadrupolbeitrags verschwindet. Die Kopplungskonstante q ist proportional zum Feldgradienten-

tensor und hängt ab von der Orientierung des Magnetfeldes gegenüber dem Quadrupoltensor. Die Zustände werden damit um

$$\delta \mathcal{E} = q(m^2 - \frac{1}{3}I(I+1))$$

verschoben. Im Fall von $I = 3/2$ erhalten wir

$$\delta \mathcal{E}(I = 3/2) = q(m^2 - \frac{5}{4}) = q(1, -1, -1, 1)$$

für $m = (-3/2, -1/2, 1/2, 3/2)$.

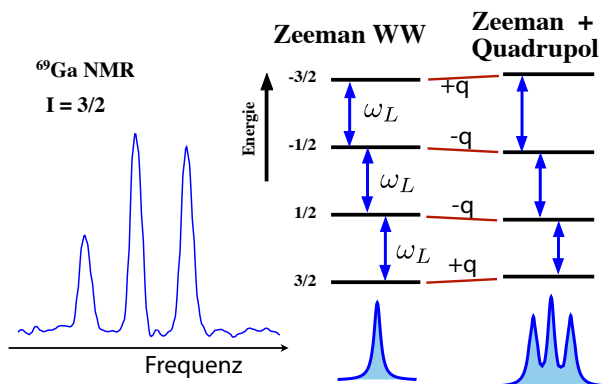


Abbildung 2.41: Spektrum eines Kerns $I = 3/2$ mit Quadrupolaufspaltung.

Die Energie der Zustände mit $m = \pm 3/2$ werden somit angehoben, die mit $\pm 1/2$ abgesenkt (für $q > 0$). Dadurch wird die Frequenz des Übergangs $-3/2 \leftrightarrow -1/2$ um $2q$ nach unten verschoben, die des Übergangs $-1/2 \leftrightarrow +1/2$ bleibt gleich, und diejenige des Übergangs $1/2 \leftrightarrow 3/2$ um $2q$ nach oben. Allgemein werden durch die Quadrupolwechselwirkung die NMR Übergänge in $2I$ Übergänge aufgespalten, wobei die Abstände zwischen den Linien für alle gleich sind. Bei halbzahligen Spins wird der Übergang $-1/2 \leftrightarrow +1/2$ nicht verschoben.

2.4 Spin-Spin Wechselwirkungen

2.4.1 Phänomenologie

Bisher haben wir immer einzelne Spins und ihre Wechselwirkung mit magnetischen und elektrischen

Feldern diskutiert. Wie bereits in der Einleitung an-
gemerkt, findet man aber auch Wechselwirkungen
zwischen Spins. Diese Wechselwirkungen führen u.
a. zu Linienaufspaltungen, aus denen die Stärke der
Wechselwirkung bestimmt werden kann.

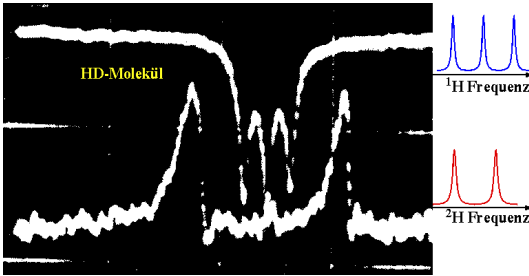


Abbildung 2.42: ^1H - und ^2H NMR Spektrum des HD Moleküls.

Das Prinzip soll hier anhand des HD Moleküls
gezeigt werden. Die hellen Linien auf schwarzem
Grund sind Oszilloskop-Spuren von NMR-Spektren;
die obere (invertierte) Spur stammt von Protonen,
die untere von Deuteronen.

Im Spektralbereich der Protonen erkennt man drei
Linien, bei den Deuteronen zwei. Da jede der beiden
Isotopen nur in einer Umgebung vorliegt, kann die
Aufspaltung nicht auf unterschiedliche chemische
Verschiebungen zurückzuführen sein. Die Spektren
wurden in isotroper Umgebung aufgenommen, die
Aufspaltungen sind also nicht auf Quadrupolwech-
selwirkung zurückzuführen. Feldabhängige Messun-
gen zeigen, dass die Aufspaltungen konstant sind
in Frequenzeinheiten. Man findet sie nur dann, wenn
die Spins nicht isoliert sind, sondern in räumlicher
Nähe zu anderen Spins befinden.

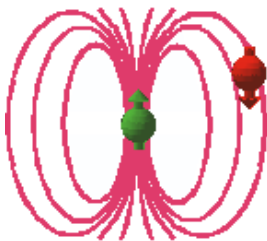


Abbildung 2.43: Dipolfeld eines Spins

Es handelt sich hier offenbar um Wechselwirkun-
gen zwischen den Spins. Im Rahmen eines einfa-

chen Modells kann man diese Wechselwirkung als
ein zusätzliches Magnetfeld am Ort des einen Kerns
verstehen, welches durch den anderen Kern erzeugt
wird.

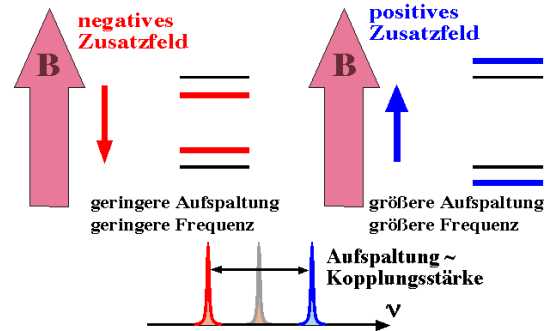


Abbildung 2.44: Energieverschiebungen durch das Zusatzfeld.

Damit kann man die Aufspaltungen anhand eines
einfachen Modellsystems verstehen. Wir betrachten
ein Paar von Spins $1/2$, welche wir als A und X be-
zeichnen (z.B. ein ^1H - ^{13}C System). Dabei betrach-
ten wir die Übergänge des A Spins in Abhängigkeit
vom Zustand des X Spins. Ist das Zusatzfeld entge-
gen dem äußeren Feld ausgerichtet, so wird die Auf-
spaltung geringer, und die Resonanzfrequenz nimmt
ab. Ist das Zusatzfeld parallel zum äußeren Feld aus-
gerichtet, so steigt die Aufspaltung an, und die Fre-
quenz nimmt zu.

Die Anzahl der Linien entspricht der Multiplizität
 $2I + 1$ des Kopplungspartners: Im Falle des HD-
Moleküls koppeln die Protonen an die Deuteronen
mit $I = 1$ und spalten deshalb in drei Zustände auf,
die Deuteronen koppeln an Protonen mit Spin $I =$
 $1/2$ und spalten deshalb in zwei Linien auf. Un-
ter normalen Bedingungen sind in einer Probe (fast)
gleich viele Spins im \uparrow -Zustand wie im \downarrow -Zustand;
man findet deshalb zwei Linien mit (fast) gleicher
Amplitude.

Wir betrachten nun, wie dieses ‘‘Zusatzfeld’’ zustan-
de kommt. Es existieren dafür zwei unterschiedli-
che Mechanismen, die Dipol-Dipol Wechselwirkung
und die skalare Kopplung.

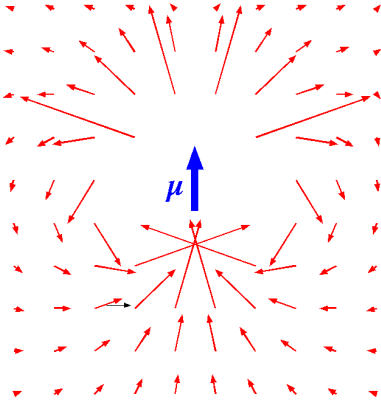


Abbildung 2.45: Die Pfeile geben Betrag und Richtung des Dipolfeldes an.

2.4.2 Dipol-Dipol Wechselwirkung

Wie aus der klassischen Theorie des magnetischen Dipols bekannt ist, erzeugt ein magnetischer Dipol $\vec{\mu}$ im Ursprung des Koordinatensystems ein Feld der Form

$$\vec{B}_{\mu}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [3(\vec{\mu} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r} - (\vec{r} \cdot \vec{r})\vec{\mu}].$$

Ein zweiter magnetischer Dipol am Ort \vec{r}_{12} koppelt an dieses Feld, so dass die beiden durch eine Wechselwirkungsenergie

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{dd} &= -\vec{B}_{\mu_1}(\vec{r}_{12}) \cdot \vec{\mu}_2 \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r_{12}^3} [\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 - \frac{3}{r_{12}^2} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r}_{12})] \end{aligned}$$

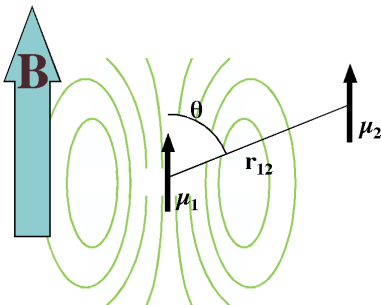


Abbildung 2.46: Dipol-Dipol Kopplung im starken Magnetfeld

beschrieben werden können. Wenn die beiden Dipole durch ein starkes Magnetfeld entlang der z -Achse ausgerichtet werden, so wird das Skalarprodukt

$$\frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r}_{12}}{|\vec{r}_{12}|} = \mu_1 \cos \theta$$

und entsprechend für $\vec{\mu}_2$. Der Winkel θ bezeichnet die Abweichung des Verbindungsvektors \vec{r}_{12} von der Magnetfeldrichtung. Der zweite Term in der Klammer wird somit

$$\begin{aligned} \frac{3}{r_{12}^2} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r}_{12}) &= \frac{3}{r_{12}^2} \mu_1 \cos^2 \theta r_{12}^2 \mu_2 \\ &= 3 \cos^2 \theta \mu_1 \mu_2, \end{aligned}$$

und das Skalarprodukt

$$\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 = \mu_1 \mu_2$$

ist dann gleich dem Produkt der Absolutbeträge.

Die Energie der Dipol-Dipol Wechselwirkung wird somit

$$\mathcal{E}_{dd} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r_{12}^3} \mu_1 \mu_2 [1 - 3 \cos^2 \theta].$$

Die Wechselwirkungsenergie hängt also ab von der relativen Orientierung der beiden Spins und ist invers proportional zur dritten Potenz des Abstandes. Sie ist weiter proportional zum Produkt der beiden magnetischen Momente und variiert mit der Orientierung des internuklearen Vektors.

Am stärksten ist die Wechselwirkung, wenn der Verbindungsvektor parallel zur Richtung des Magnetfeldes steht; sie wechselt das Vorzeichen beim sogenannten magischen Winkel $\theta_m \approx 54^\circ$ und erreicht bei senkrechter Orientierung einen um $-1/2$ skalierten Wert. Der isotrope Mittelwert

$$\int_0^\pi (1 - 3 \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = 0$$

verschwindet deshalb. Dies bedeutet z.B., dass bei Molekülen, welche sich in isotroper Umgebung bewegen, die Dipol-Dipol Wechselwirkung im zeitlichen Mittel verschwindet.

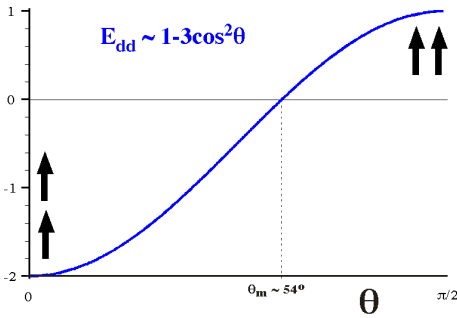


Abbildung 2.47: Orientierungsabhängigkeit der Dipol-Dipol Wechselwirkung.

2.4.3 Indirekte (skalare, J) Kopplung

Kopplungen zwischen Kernspins können nicht nur über die Dipol-Dipol Wechselwirkung stattfinden, es gibt eine zweite Art von Kopplungen mit etwas anderem Verhalten. Diese Art von Kopplungen wird als indirekte oder skalare Kopplung bezeichnet. Sie wird durch gepaarte Bindungselektronen vermittelt.

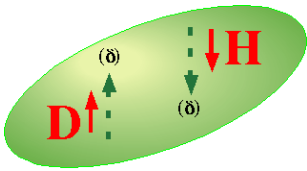


Abbildung 2.48: Indirekte Kopplung zwischen Kernspins über teilweise Polarisation der Bindungselektronen.

Man kann sich dies so vorstellen, dass der Kernspin (z.B. der ¹³C Kern) die beiden Elektronen in einem doppelt besetzten Orbital etwas polarisiert: Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kernspin wird die Spindichte der energetisch günstigeren Spin-Orientierung an der Stelle des Kerns etwas höher sein und damit am andern Ende der Bindung die entgegengesetzte Polarisation bevorzugt sein. Ein Kern am andern Ende sieht damit eine leichte Polarisation des Elektronenspins, welche wie ein externes Magnetfeld wirkt. Da diese Polarisation von der Orientierung des ¹³C Kernspins abhängt, entsteht somit eine effektive Kopplung zwischen den beiden Kernen, welche durch die Bindungselektronen vermittelt wird.

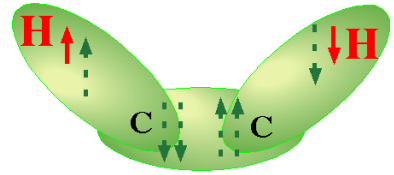


Abbildung 2.49: Indirekte Kopplung über 3 Bindungen.

Der gleiche Mechanismus kann auch über mehrere Bindungen wirken, da die Elektronen in den einzelnen Orbitalen durch Austausch-Wechselwirkung aneinander koppeln. Die Stärke der Wechselwirkung nimmt mit der Zahl der Bindungen ab.

Die Kopplung ist im einfachsten Fall isotrop. Die Energie der indirekten Spin-Spin Wechselwirkung hat dann die Form

$$\mathcal{E}_J = -J \vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2.$$

J wird meist als Symbol für die Kopplungskonstante verwendet und die Kopplung wird deshalb auch häufig als *J*-Kopplung bezeichnet. Die Wechselwirkung ist somit unabhängig von der Orientierung des Moleküls bezüglich des externen Magnetfeldes, dies im Gegensatz zur Dipol-Dipol Kopplung. Sie bleibt deshalb auch in isotropen Flüssigkeiten erhalten, wo die Dipol-Dipol Kopplung aufgrund der molekularen Bewegung ausgemittelt wird.

Die indirekte Kopplung ist meist deutlich schwächer als die direkte Dipol-Dipol Wechselwirkung. Sie spielt deshalb nur dann eine Rolle, wenn die stärkere Dipol-Dipol Kopplung durch isotrope Bewegung ausgemittelt wird.

Abb. 2.50 zeigt den Wertebereich typischer *J*-gekoppelter Protonen, wobei die Wechselwirkung über zwei, bzw. drei Bindungen vermittelt wird (D. Canet, NMR Konzepte und Methoden, Springer, Berlin, 1994). Im H₂ Molekül ist die Kopplung mit 280 Hz deutlich am stärksten. Die *J*-Kopplung von direkt benachbarter Kohlenstoff-Atomen beträgt dem gegenüber nur ca. 30-80 Hz, abhängig von den weiteren Bindungspartnern.






















Kopplungstyp	Strukturelemente						
1J	<table border="0"> <tr> <td>C - C (30 bis 80 Hz)</td> <td>C - H (120 bis 200 Hz)</td> <td>H - H (280 Hz)</td> </tr> </table>	C - C (30 bis 80 Hz)	C - H (120 bis 200 Hz)	H - H (280 Hz)			
C - C (30 bis 80 Hz)	C - H (120 bis 200 Hz)	H - H (280 Hz)					
geminal $^2J_{HH}$	<table border="0"> <tr> <td> (-12) bis (-20) Hz</td> <td> 0 bis 3,5 Hz</td> </tr> </table>	 (-12) bis (-20) Hz	 0 bis 3,5 Hz				
 (-12) bis (-20) Hz	 0 bis 3,5 Hz						
vicinal $^3J_{HH}$	<table border="0"> <tr> <td> 2 bis 9 Hz</td> <td> 6 bis 14 Hz</td> <td> 11 bis 18 Hz</td> </tr> <tr> <td> 4 bis 10 Hz</td> <td> 3 bis 7 Hz</td> <td></td> </tr> </table>	 2 bis 9 Hz	 6 bis 14 Hz	 11 bis 18 Hz	 4 bis 10 Hz	 3 bis 7 Hz	
 2 bis 9 Hz	 6 bis 14 Hz	 11 bis 18 Hz					
 4 bis 10 Hz	 3 bis 7 Hz						

Abbildung 2.50: Typische Werte für Kopplungskonstanten.

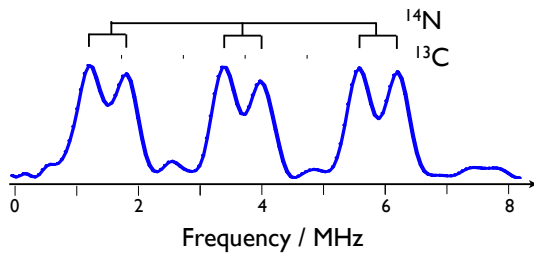


Abbildung 2.51: ESR Spektrum des Stickstoff-Leerstellen Zentrums (NV-Zentrum) im Diamant mit Hyperfeinkopplung zu einem ^{14}N und einem ^{13}C Kernspin.

MHz). Im gezeigten Beispiel beobachtet man zusätzlich eine Kopplung an einen ^{13}C Kernspin ($I = 1/2$), was zu einer weiteren Verdopplung der Anzahl Resonanzlinien führt.

2.4.4 Hyperfeinkopplung

Auch zwischen Elektronen und Kernen gibt es Kopplungen, wie bereits in der Physik IV diskutiert. Diese werden als Hyperfeinkopplung bezeichnet. Zur Hyperfein-Wechselwirkung trägt einerseits die magnetische Dipol-Dipol Kopplung bei, welche bereits für Kernspins diskutiert wurde, und zusätzlich die Fermi-Kontakt Wechselwirkung. Diese hat allgemein die Form

$$\mathcal{H}_{hf} = A \vec{S} \cdot \vec{I}.$$

Die Kopplungskonstante $A \propto g\mu_B\gamma|\Psi|^2$ hängt ab vom Produkt der beiden magnetischen Momente und von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Ort des Kerns. Sie ist dementsprechend am größten, wenn das Elektron sich in einem s-Orbital befindet.

Abb. 2.51 zeigt als Beispiel das ESR Spektrum des Stickstoff-Leerstellen Zentrums (NV-Zentrum) im Diamant. Dieses besitzt einen Elektronenspin ($S = 1$), welcher gut optisch detektiert werden kann. Er ist immer über die Hyperfein-Wechselwirkung an den Stickstoffkern gebunden (meist ^{14}N , $I = 1$), was zu einer Aufspaltung in drei Linien führt ($\Delta\nu = 2.1$