

15 Kernspintomographie (MRI)

Literatur zu diesem Kapitel

- Bushberg et al., The essential physics of medical imaging, Kap. 14, 15
- McRobbie et al., MRI - From picture to proton, Cambridge
- Dössel, Bildgebende Verfahren in der Medizin, Kap. 13
- Morneburg (Ed.), Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, Kap. 6, 11
- Weishaupt, Köchli, Marincek - How Does MRI Work? Springer
- Suetens, The fundamentals of medical imaging, Kap. 4
- Allisy-Roberts, Williams, Farr's Physics for medical imaging, Kap. 10
- Bille, W. Schlegel (Hrsg.), Medizinische Physik, Band 2, Kap. 12, 13, 16
- <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>

15.1 Einführung

15.1.1 Prinzip

Die bildgebende Kernspinresonanz erlaubt die Darstellung der Dichte von Kernspins (in fast allen Fällen Wasserstoff, d.h. Protonen) als Funktion des Ortes. Dazu werden Übergänge zwischen Kernspinzuständen angeregt. Wenn man die Resonanzfrequenz abhängig vom Ort macht, dann kann man die Spindichte, d.h. die Dichte der Wasserstoffatome, als Funktion des Ortes messen.

Um die normalerweise entarteten Energiezustände der Kernspins aufzuspalten, verwendet man ein starkes Magnetfeld: Aufgrund des Kern-Zeeman Effekts

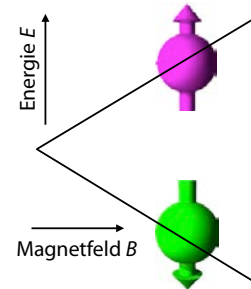


Abbildung 15.1: Aufspaltung der Kernspinzustände im Magnetfeld.

erzeugt man damit zwischen den beiden Kernspinzuständen eine Energiedifferenz, welche proportional zur Stärke des Magnetfeldes ist.

Um Übergänge zwischen diesen Zuständen anzuregen, strahlt man ein magnetisches Wechselfeld ein, dessen Frequenz gemäß der Bohrschen Beziehung $h\nu = \Delta\mathcal{E}$ die Resonanzbedingung erfüllen muss. Bei Magnetfeldern im Bereich von einigen Tesla (zum Vergleich: die Stärke des Erdmagnetfeldes beträgt etwa $50 \mu\text{T}$) liegt die Resonanzfrequenz im Bereich von einigen 100 MHz. Die Stärke des Signals ist proportional zur Anzahl der Spins, also der Protonen.

Bei der Bildgebung ist die wichtigste Information zunächst die Ortsabhängigkeit der Spindichte. Um den Ort eines Spins zu messen, benutzt man ein ortsabhängiges Magnetfeld: damit wird die leicht messbare Larmorfrequenz der Kernspins ortsabhängig und die Signalamplitude bei einer bestimmten Frequenz liefert direkt die Spindichte als Funktion des Ortes.

15.1.2 Motivation und Anwendungen

Die MRI ist ein nichtinvasives Verfahren zur Bildgebung. Es gibt mehrere Parameter, die den Bildkontrast beeinflussen, während es z.B. in der CT nur den Röntgenschwächungskoeffizienten gibt. Dadurch ist

die Technik sehr flexibel an die Fragestellung anpassbar. Im Allgemeinen ist der Weichteilkontrast bei der MRI besser als in der CT, während Knochen schlechter abgebildet werden. Die Technik ist auch optimal für funktionelle und molekulare Bildgebung geeignet. Nachteile sind hohe Kosten für das Gerät und den Unterhalt, sowie eine relativ hohe Komplexität: ohne einen Experten ist das Gerät praktisch nutzlos.

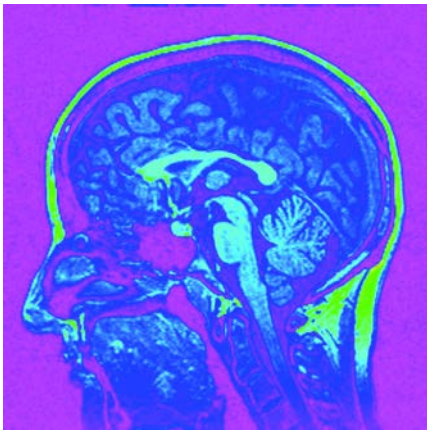


Abbildung 15.2: MRI-Bild eines Kopfs.

Der wahrscheinlich wichtigste Bereich für Anwendungen der MRI ist das Gehirn: Es ist ein wichtiges, komplexes Organ, welches in Röntgenaufnahmen nur wenig Kontrast bietet. MRI ist deshalb in vielen Fällen deutlich erfolgreicher als z.B. CT bei der Beurteilung von Schäden.

		Acute stroke		Acute ischaemic stroke	
		CT	MRI	CT	MRI
Sensitivity					
All	356	26% (20–32)	83% (78–88)	16% (12–23)	83% (77–88)
>12 h	135	22% (14–33)	91% (82–96)	16% (9–27)	92% (83–97)
3–12 h	131	29% (19–41)	81% (70–89)	20% (12–33)	81% (69–90)
<3 h	90	27% (17–40)	76% (64–86)	12% (5–24)	73% (59–84)
Specificity					
All	356	98% (93–99)	97% (92–99)	98% (94–99)	96% (92–99)
>12 h	135	98% (89–100)	96% (86–99)	98% (90–100)	97% (88–99)
3–12 h	131	97% (87–99)	98% (90–100)	96% (87–99)	99% (91–100)
<3 h	90	100% (85–100)	96% (79–100)	100% (89–100)	92% (78–98)

Data in parentheses are 95% CI.

Abbildung 15.3: Korrekte Befunde bei der Untersuchung von Schlaganfallpatienten mit MRI und CT.[3]

So konnte man mit MRI bei Patienten mit Schlaganfall, welche innerhalb von 3 Stunden untersucht

wurden, in 46% aller Fälle den Schaden diagnostizieren, während CT eine Erfolgsrate von lediglich 7% erzielte ([3]).

Eine Weiterentwicklung der MRI ist die funktionelle Bildgebung (fMRI). Durch dieses Verfahren ist es möglich, die Aktivierung von einzelnen Regionen im Gehirn sichtbar zu machen. Es ist weiterhin möglich, das bildgebende Verfahren mit der Spektroskopie zu verbinden, um metabolische Prozesse zu untersuchen (molekulare Bildgebung). Die magnetische Resonanz als spektroskopische Methode wird mit NMR (nuclear magnetic resonance) abgekürzt.

15.1.3 Historische Anfänge

Eine der ersten Grundlagen für die NMR und die MRI wurden 1924 von Pauli gelegt, der postulierte, dass die Kerne einen quantisierten internen Drehimpuls besitzen, den Spin. 1937 konnte Rabi diesen messen; er prägte den Ausdruck “magnetische Resonanz” und erhielt dafür 1944 den Nobelpreis für Physik. 1946 konnten zwei unabhängig arbeitende Gruppen in den USA die magnetische Resonanz in kondensierter Materie messen. 1952 erhielten Purcell und Bloch, die beiden Gruppenleiter, dafür den Nobelpreis.

Der erste Vorschlag für den medizinischen Einsatz der NMR stammt aus dem Jahre 1971 von **Raymond Damadian**. Er beobachtete, dass bestimmte Tumore bei Mäusen eine erhöhte Relaxationszeit zur Folge hatten, verglichen mit normalem Gewebe. 1972 meldete er ein Patent¹ an: “Apparatus and method for detecting cancer in tissue”.

In dem Patent schildert er kein bildgebendes Verfahren. Damadian kreierte das erste Akronym: FONAR - Field fOcussed Nuclear mAgnetic Resonance.

In den 1970er Jahren wurde die MRI vor allem von Paul C. Lauterbur und Peter Mansfield entwickelt, die dafür 2003 den Nobelpreis für Physiologie und Medizin erhielten.

In einer Veröffentlichung von Paul C. Lauterbur in der Zeitschrift *Nature* im Jahr 1973 wurde das erste MRI-Bild gezeigt und das grundlegende Verfahren

¹U.S. Patent 3789832

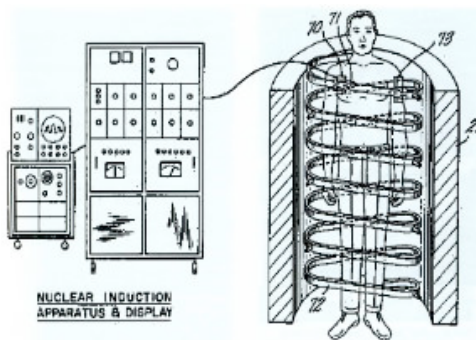


Abbildung 15.4: Patent von Raymond Damadian (1971).

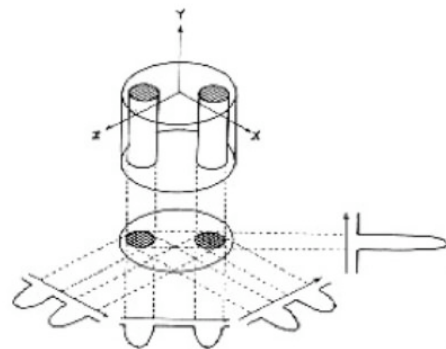


Abbildung 15.6: Projektionen für die Erzeugung des ersten MRI-Bilds von zwei Wasserröhrchen.



Abbildung 15.5: Paul C. Lauterbur und Sir Peter Mansfield.

von magnetischen Feldgradienten zur Ortskodierung vorgeschlagen. Das hier gezeigte Prinzip entspricht dem Rückprojektionsverfahren, welches im Rahmen der CT diskutiert wurde.

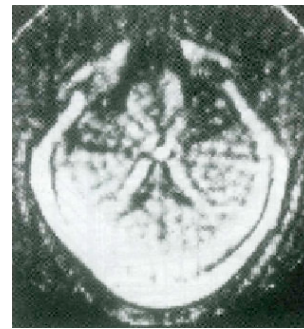


Abbildung 15.7: 1. Frühes MRI-Schnittbild durch einen menschlichen Kopf.

15.1.4 Weiterentwicklung

Die selektive Anregung wurde 1974 von Peter Mansfields Gruppe entwickelt.

Clow und Young veröffentlichten 1978 das erste MRI-Schnittbild durch einen menschlichen Kopf. Dabei wurde ein Feld von 0,1 Tesla benutzt.

Heutige MRI-Schnittbilder sind sehr viel detaillierter. Das liegt unter anderem an den höheren Feldstärken, besserer Hardware der MR-Tomographen allgemein und ausgefeilteren Pulssequenzen. Abb. 15.8 zeigt zweidimensionale Schnitte durch eine Ganzkörperaufnahme.

Die Technik ist sehr flexibel. Durch geeignete Wahl der experimentellen Parameter erreicht man eine Fokussierung auf bestimmte Regionen oder Gewebetypen. Sie ermöglicht nicht nur anatomische, sondern

auch funktionelle Untersuchungen. Beispiele dazu sind Gehirnfunktion oder, wie in Abb. 15.9 gezeigt, bewegte Flüssigkeiten wie Blut in Blutgefäßen.

15.2 Grundlagen der NMR

15.2.1 Zeeman-Wechselwirkung

Drehimpuls ist grundsätzlich quantisiert, in Vielfachen von $\hbar/2$. Die Bestandteile des Kerns, Protonen und Neutronen, besitzen jeweils einen Spin von $\hbar/2$. Damit besitzen alle Atomkerne mit ungerader Massenzahl und einige mit gerader Massenzahl einen Spin $I > 0$ und damit verbunden ein magnetisches Moment. Der Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ und dem Kernspin \vec{I} kann mit

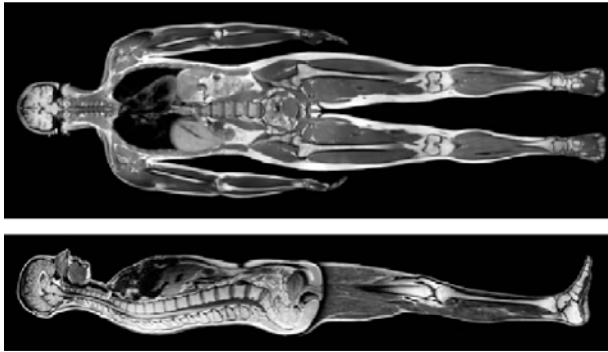


Abbildung 15.8: Heutige MRI-Schnittbilder.

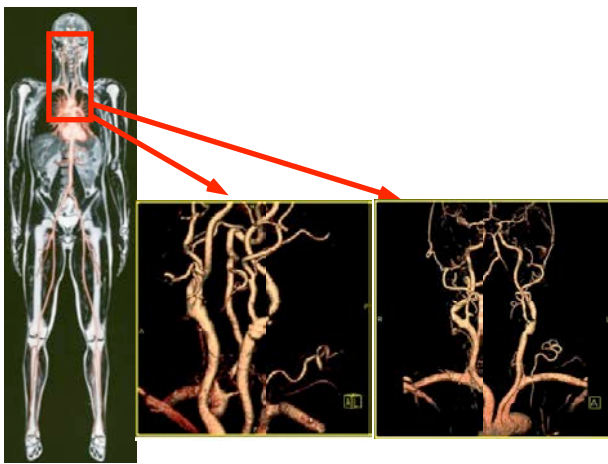


Abbildung 15.9: Detailaufnahmen von Blutgefäßen.

Hilfe des Landé-Faktors g geschrieben werden als

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{I},$$

aber in der NMR wird häufiger das gyromagnetische Verhältnis γ benutzt:

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{I}.$$

Für Protonen mit dem Spin $I = \frac{1}{2}$ ist

$$\gamma(^1H) = 2.675 \cdot 10^8 \frac{\text{rad}}{\text{T} \cdot \text{s}}.$$

In Frequenzeinheiten sind das rund 43 MHz/T. Man kann das gyromagnetische Verhältnis auch als Funktion des Kernmagnetons

$$\begin{aligned} \mu_K : &= \frac{e}{m_P} \frac{\hbar}{2} = \frac{1,60 \cdot 10^{-19}}{1,67 \cdot 10^{-27}} \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{2} \\ &= 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}. \end{aligned}$$

ausdrücken. Hier ist m_P die Masse des Protons. Das magnetische Moment des Protons ist

$$\mu_P = 14,1 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} = 2,79 \mu_K.$$

Für die üblichen Feldstärken, die in MRI-Geräten verwendet werden, ergeben sich damit die folgenden Resonanzfrequenzen für 1H Kerne:

Feldstärke [T]	1,5	3	7	9,4
Larmorfrequenz [MHz]	64	128	300	400

Im klinischen Bereich findet man vor allem Geräte mit 1,5 und 3 T.

15.2.2 Resonante Anregung

Bringt man einen Kernspin in ein Magnetfeld, so spalten die Spinzustände auf (Zeemaneffekt). Der Hamiltonoperator der Zeeman-Wechselwirkung der Kernspins mit einem Magnetfeld ist

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}.$$

Konventionell verwendet man ein Koordinatensystem, dessen z-Achse parallel zum Magnetfeld orientiert ist, $\vec{B}_0 \parallel \vec{e}_z$. Man erhält dann für den Fall eines statischen, homogenen Magnetfeldes einen Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = -\gamma B_0 I_z.$$

Mit der Eigenwertgleichung

$$I_z |Im\rangle = \pm \frac{\hbar}{2} |Im\rangle$$

können die Energieeigenwerte eines Spins $I = 1/2$ (z.B. Protonen) berechnet werden: $\mathcal{E} = \mp \frac{\hbar}{2} \omega_0$. Hierbei wurde die Abkürzung $\omega_0 = \gamma B_0$ verwendet; anstelle von ω_0 wird auch das Symbol ω_L für die Larmor-Frequenz benutzt.

Die Aufspaltung $\Delta \mathcal{E}$ zwischen den beiden Zuständen wächst somit linear mit der Magnetfeldstärke,

$$\Delta \mathcal{E} = \hbar \omega_0 = \hbar \gamma B_0.$$

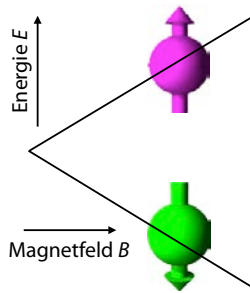


Abbildung 15.10: Zeeman-Aufspaltung.

Um Übergänge induzieren zu können, muss das eingestrahlte Wechselfeld die Resonanzbedingung

$$\omega_{rf} = \omega_0$$

erfüllen. ω_{rf} steht hier für die Frequenz des eingestrahlten magnetischen Wechselfeldes \vec{B}_1 . Dieses muss senkrecht zum Zeeman-Feld $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ orientiert sein.

Damit man Übergänge induzieren kann, müssen die beiden Zustände unterschiedlich besetzt sein. Im Gleichgewicht ist die Besetzungszahl bestimmt durch die Boltzmannstatistik:

$$p_{\uparrow} = \frac{e^{\hbar\omega_0/2k_B T}}{e^{\hbar\omega_0/2k_B T} + e^{-\hbar\omega_0/2k_B T}}.$$

In der MRI gilt immer $\hbar\omega_0/k_B T < 10^{-5} \ll 1$. Wir können somit den Exponenten entwickeln:

$$p_{\uparrow} = \frac{1 + \hbar\omega_0/2k_B T}{2} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \right).$$

Für den energetisch höher liegenden Zustand ist entsprechend

$$p_{\downarrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} \right).$$

Der Unterschied liegt somit bei

$$p_{\uparrow} - p_{\downarrow} = \frac{\hbar\omega_0}{2k_B T} < 10^{-5} \ll 1.$$

Die Signalstärke ist proportional zu dieser Populationsdifferenz. Sie und damit die Signalstärke können erhöht werden, indem man die Resonanzfrequenz ω_0 erhöht, über ein stärkeres Magnetfeld.

15.2.3 Chemische Verschiebung

Zusätzlich zur “externen” Wechselwirkung mit dem \vec{B}_0 -Feld und dem zur Anregung eingestrahlten Wechselfeld \vec{B}_1 existieren noch interne Wechselwirkungen der Spins untereinander (oder mit anderen Feldern wie zum Beispiel unter Umständen elektrischen Feldgradienten). Diese zusätzlichen Wechselwirkungen führen zu einer Verschiebung der Aufspaltung und damit der Resonanzfrequenz. Diese Frequenzverschiebungen können nützliche Informationen enthalten, sie können aber auch zu Bildfehlern führen, wenn sie nicht berücksichtigt werden.

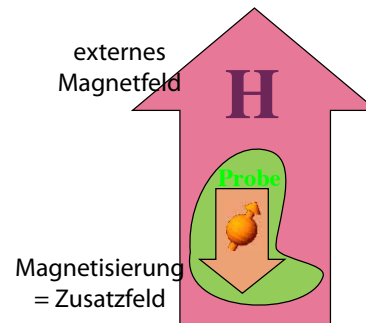


Abbildung 15.11: Lokales Feld und chemische Verschiebung.

Für die MRI am relevantesten ist die sogenannte chemische Verschiebung. Damit wird die Verschiebung der Resonanzlinie im Spektrum bezeichnet, welche von der chemischen Umgebung des Spins bestimmt wird. Die Ursache dafür ist die Magnetisierung der Elektronenhülle. Im Falle von abgeschlossenen Elektronenschalen (was für praktisch alle Moleküle im menschlichen Organismus zutrifft) ist diese Magnetisierung größtenteils diamagnetisch, d.h. sie führt zu einer Abschwächung des äußeren Magnetfeldes. Die resultierende Verschiebung ist damit proportional zur Resonanzfrequenz; man misst sie deshalb als relative Verschiebung $\Delta\nu/\nu$ in der Einheit ppm.

Um die Verschiebung quantifizieren und vergleichen zu können, muss man eine Referenz angeben. Eine natürliche Referenz wären die freien Atome; diese sind allerdings für die Praxis nicht geeignet, da sie in einem normalen Spektrometer nicht gemessen werden können. Statt dessen verwendet man Sub-

stanzen, welche leicht zugänglich sind und ein gut messbares Signal ergeben. Für ^1H (und ^{13}C) ist Tetramethylsilan (TMS) die übliche Referenzsubstanz. Die (relativen) Verschiebungen liegen bei Protonen im Bereich von 1-10 ppm (ppm: parts per million).

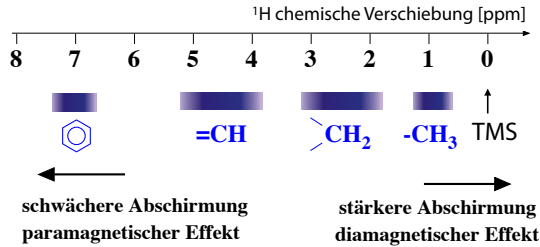


Abbildung 15.12: Typische Werte für die chemische Verschiebung von Protonen.

Typische Bereiche sind ~ 1 ppm für Protonen in CH_3 , $\sim 2 - 3$ ppm in CH_2 , $\sim 4 - 5$ ppm in $=\text{CH}$ und etwa ~ 7 ppm in aromatischen CH. Für Protonen, die an andere Atome (z.B. O in H_2O) gebunden sind, gelten wiederum andere Bereiche. Die Werte sind auch abhängig von verschiedenen Parametern, wie z.B. der Temperatur. Ein typischer Wert für Wasser ist 4,7 ppm.

Für die medizinische Diagnostik kann die chemische Verschiebung interessant sein, da sie einem erlaubt, unterschiedliche Moleküle zu erkennen und zu unterscheiden. Die *in vivo* Spektroskopie mit MRI basiert auf der Messung der chemischen Verschiebung im Gewebe und dient vor allem zur Untersuchung von Metaboliten.

Die chemische Verschiebung kann auch zu Artefakten führen, indem z.B. fetthaltige Gewebe gegenüber wasserhaltigem Gewebe bei einem anderen effektiven Feld und deshalb scheinbar an einem anderen Ort erscheinen. In vielen Fällen unterdrückt man deshalb z.B. das Fettsignal und bildet nur die Wasserkomponente ab (\rightarrow Kap. 15.6.4).

15.2.4 Larmorpräzession

Auf ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ wirkt im Magnetfeld \vec{B}_0 ein Drehmoment $\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0$. Dieses ist gleich der zeitlichen Änderung des Drehimpulses

(Spin), $\frac{d\vec{T}}{dt} = \vec{T}$. Demnach gilt die Bewegungsgleichung

$$\dot{\vec{\mu}} = \vec{\mu} \times \frac{\gamma}{\hbar} \vec{B}_0.$$

Makroskopisch beobachtbar sind nicht die einzelnen Spins, sondern die Magnetisierung \vec{M} . Diese ist gleich der Vektorsumme der magnetischen Momente pro Volumen V ,

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

Durch Einsetzen erhält man die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung der Probe:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{\omega}_0.$$

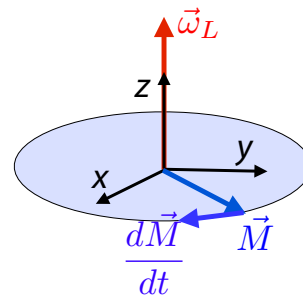


Abbildung 15.13: Bewegungsgleichung für Spins im Magnetfeld.

Wenn \vec{B}_0 die z-Richtung definiert, dann lautet die Bewegungsgleichung in Komponentenform

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= M_y \omega_0 \\ \dot{M}_y &= -M_x \omega_0 \\ \dot{M}_z &= 0. \end{aligned}$$

Die allgemeine Lösung dieser gekoppelten Differentialgleichungen besitzt die Form

$$\begin{aligned} M_x &= M_{xy} \cos(\omega_0 t + \phi) \\ M_y &= -M_{xy} \sin(\omega_0 t + \phi) \\ M_z &= \text{const.} \end{aligned}$$

Diese Gleichungen beschreiben die Präzession der Magnetisierung um die Achse des B_0 -Feldes mit der

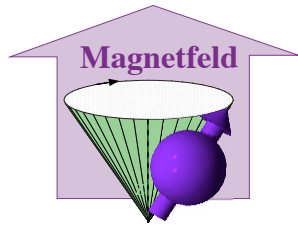


Abbildung 15.14: Präzession eines magnetischen Moments.

(Kreis-) Frequenz ω_0 . Für positive Werte von γ (Protonen) erfolgt die Präzession im Uhrzeigersinn. Die Amplitude M_{xy} der Kreisbewegung in der x-y-Ebene (Detektionsebene) sowie die Phase ϕ sind durch die Anfangsbedingungen festgelegt.

15.2.5 Radiofrequenz-Anregung

Um die Spins anzuregen, legt man ein resonantes Radiofrequenzfeld an.

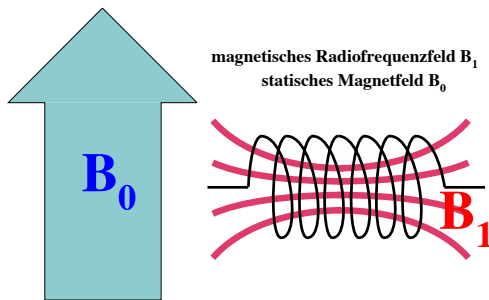


Abbildung 15.15: Anregung mit Hilfe eines transversalen Magnetfeldes.

Dazu wird ein Wechselstrom mit einer geeigneten Frequenz durch eine Spule geschickt (siehe Abb. 15.15), so dass darin ein magnetisches Wechselfeld erzeugt wird. Für die Anregung der Kernspins spielt nur dessen Komponente senkrecht zum statischen Magnetfeld B_0 eine Rolle. Im einfachsten Fall (wie in Abb. 15.15 gezeigt) ist die Achse einer Solenoidspule senkrecht zur Richtung des statischen Feldes. In der Kernspintomographie haben die Spulen typischerweise andere Formen.

Der relevante Teil des erzeugten RF-Feldes ist pro-

portional zu

$$\vec{B}_{rf} = 2B_1 \cos(\omega_{rf}t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Setzt man sich in ein Koordinatensystem, welches mit der Radiofrequenz ω_{rf} um die z-Achse rotiert, so wird dieses Radiofrequenzfeld zeitunabhängig:

$$\vec{B}_{rf}^{rot} = \begin{pmatrix} B_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

In diesem Koordinatensystem ist außerdem das statische Feld um den Betrag $\frac{\omega_{rf}}{\gamma}$ reduziert. Man erhält dadurch ein effektives Feld

$$\vec{B}_{eff} = \Delta\vec{B}_0 + \vec{B}_{rf}^{rot},$$

welches Komponenten entlang der x- und z-Achse besitzt. Im Folgenden werden wir das effektive Feld in Frequenzeinheiten ausdrücken, indem wir es mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ multiplizieren:

$$\vec{\omega}_{eff} = \gamma\vec{B}_{eff} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ 0 \\ \Delta\omega \end{pmatrix},$$

mit $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{rf}$ und $\omega_1 = \gamma B_1$. In diesem Koordinatensystem liegt somit das effektive Magnetfeld nicht mehr auf der z-Achse, sondern in der xz-Ebene. Die entsprechende Bewegungsgleichung lautet

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= \Delta\omega M_y \\ \dot{M}_y &= -\Delta\omega M_x + \omega_1 M_z \\ \dot{M}_z &= -\omega_1 M_y. \end{aligned} \quad (15.1)$$

Durch eine Phasenverschiebung des Anregungssignals kann man auch eine y-Komponente erzeugen und somit ein effektives Feld in beliebiger Richtung erhalten.

Genau wie im Laborsystem präzediert auch im rotierenden Koordinatensystem die Magnetisierung um die effektive Feldrichtung. Diese ist im Allgemeinen nicht mehr entlang der Vertikalen orientiert. Die

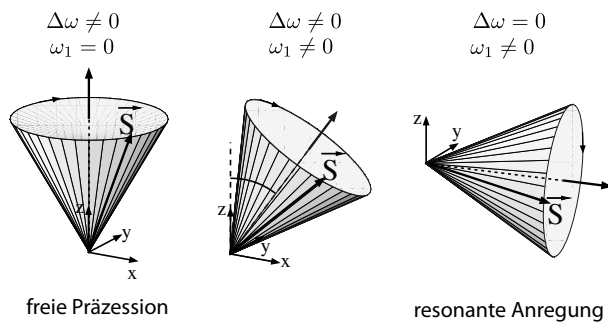


Abbildung 15.16: Präzession der Magnetisierung im effektiven Magnetfeld.

Richtung hängt von der Amplitude des Radiofrequenzfeldes und von seiner Frequenz ab. Bei resonanter Einstrahlung $\omega_{rf} = \omega_0$ verschwindet in diesem Koordinatensystem die z-Komponente des effektiven Feldes. Die Rotation erfolgt in diesem Fall um eine Achse in der xy-Ebene.

15.2.6 Nachweis

Um die angeregten Spins zu detektieren, verwendet man das Faraday'sche Induktionsgesetz.

Präzedierende Spins entsprechen einem rotierenden Magneten

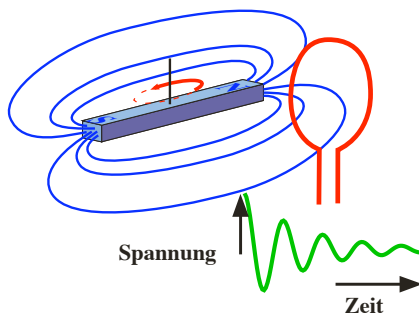


Abbildung 15.17: Signaldetektion.

Eine zeitlich veränderliche Magnetisierung erzeugt gemäß dem Induktionsgesetz in der Spule eine zeitabhängige Spannung, welche proportional ist zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses Φ durch die Spule, $V \propto \frac{d\Phi}{dt}$.

Der magnetische Fluss und damit die Stärke des induzierten Signals ist gegeben durch die Spindichte.

Aufgrund der Zeitabhängigkeit ist das Signal auch proportional zur Larmorfrequenz. Damit steigt das Signal nochmals mit der Feldstärke an, zusätzlich zum Beitrag des Boltzmannfaktors. Nur die transversalen Komponenten, welche um das Magnetfeld präzedieren, tragen zum Signal bei.

Die Stärke des induzierten Signals

$$s \propto M \omega_0 \cos(\omega_0 t)$$

hängt damit von der Anregungseffizienz ab, sowie von der Dichte der Spins. Es wird anschließend phasenempfindlich nachgewiesen, wobei die Frequenz des Anregungssignals als Referenz verwendet wird.

15.2.7 Longitudinale Relaxation

Im thermischen Gleichgewicht stellt sich eine Magnetisierung ein, die (anti-)parallel zum äußeren Feld \vec{B}_0 ist. In der statistischen Mechanik wird die Gleichgewichtsmagnetisierung berechnet zu:

$$M_0 = \frac{N}{V} \frac{(\hbar\gamma)^2 I(I+1)}{3k_B T} B_0.$$

Diese Gleichung wird als Curie-Gesetz bezeichnet. N/V ist die Spindichte im Probenvolumen V und T die Temperatur.

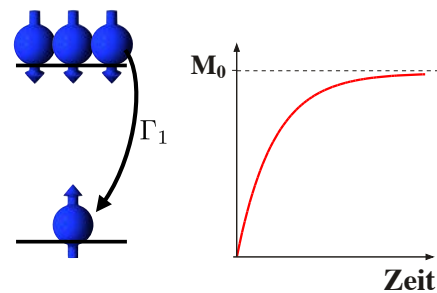


Abbildung 15.18: Relaxation der Besetzungszahlen.

Wenn eine unmagnetisierte Probe in das Magnetfeld B_0 eingebracht wird, dann baut sich diese Gleichgewichtsmagnetisierung als Funktion der Zeit gemäß

$$M_z = M_0 \left(1 - e^{-t/T_1}\right)$$

auf. Die hierbei auftretende charakteristische Zeit T_1 wird als longitudinale Relaxationszeit bezeichnet.

Allgemeiner wird die Rückkehr ins Gleichgewicht durch die Bewegungsgleichung

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{(M_z - M_0)}{T_1} \quad (15.2)$$

beschrieben.

Das Verschwinden von M_z , respektive seine Erzeugung, kann auf die Wechselwirkung der Spins mit der Umgebung (dem Gitter) zurückgeführt werden. Mit diesem Prozess ist ein Energieverlust der Kernspins verbunden, und die zugehörige (longitudinale) Relaxationszeit T_1 wird auch als Spin-Gitter-Relaxationszeit bezeichnet.

15.2.8 Transversale Relaxation

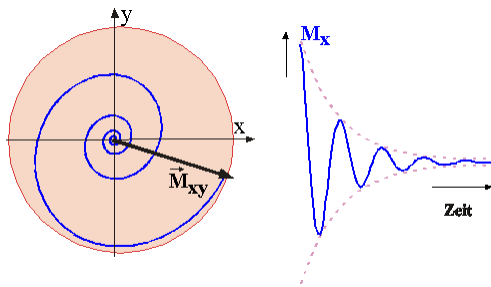


Abbildung 15.19: Relaxation der transversalen Komponenten.

Auch die transversalen Komponenten der Magnetisierung nehmen (falls vorhanden) mit einer charakteristischen Zeit, der transversalen Relaxationszeit T_2 , ab. In der Bewegungsgleichung für M_x und M_y wird daher ein Zusatzterm hinzugefügt:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= M_y \omega_0 - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -M_x \omega_0 - \frac{M_y}{T_2} \end{aligned}$$

Die Lösungen sind jetzt exponentiell gedämpfte Schwingungen:

$$\begin{aligned} M_x &= M_{xy} \cos(\omega_0 t + \phi) \cdot e^{-t/T_2} \\ M_y &= -M_{xy} \sin(\omega_0 t + \phi) \cdot e^{-t/T_2} \end{aligned}$$

Das Abklingen der transversalen Komponenten ist Energie erhaltend und kommt daher, dass die Kernspins mit der Zeit außer Phase geraten und so die Vektorsumme (Magnetisierung) verschwindet. Die Ursache für die Dephasierung sind zum einen lokal fluktuierende Felder (Wechselwirkungen).

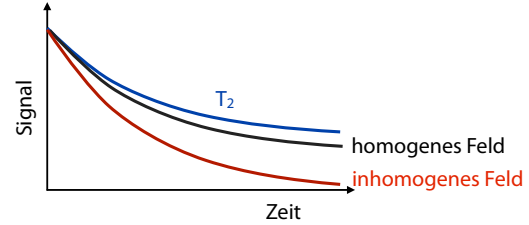


Abbildung 15.20: Relaxation der transversalen Magnetisierung in homogenen und inhomogenen Feldern.

Daneben gibt es auch externe Einflüsse wie zum Beispiel die Inhomogenität des Zeeman-Feldes ΔB_0 . Diese Inhomogenität führt zu einem schnelleren Dephasieren der Spins mit der Rate

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{\gamma \Delta B_0}{2}.$$

In einem guten Magneten sind diese Inhomogenitäten von der Größenordnung $\Delta B_0/B_0 \approx 10^{-9}$, in einem typischen MRI-Magneten von der Größenordnung 10^{-6} .

15.2.9 Die Bloch'sche Gleichung

Diese Beiträge fasste Felix Bloch [2] in einer phänomenologischen Gleichung zusammen, welche auch heute als Grundlage für die magnetische Resonanz gilt, in abgewandelter Form auch für viele andere Gebiete wie die Laserspektroskopie, Quantenoptik oder die Quanten-Informationsverarbeitung:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{T_2} & \Delta\omega & \\ -\Delta\omega & -\frac{1}{T_2} & \omega_1 \\ & -\omega_1 & -\frac{1}{T_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix}.$$

Häufig findet man diese Gleichung auch mit anderen Vorzeichen für die Frequenzen. Dies hängt u.a. damit zusammen, ob man $\omega_0 = \gamma B_0$ oder $\omega_0 = -\gamma B_0$ definiert.

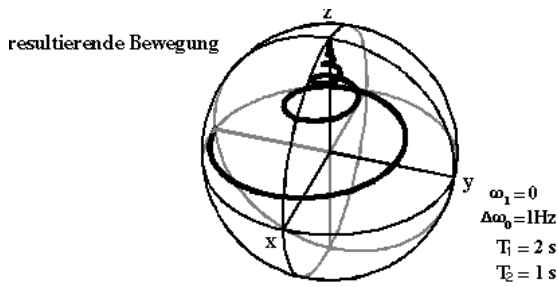


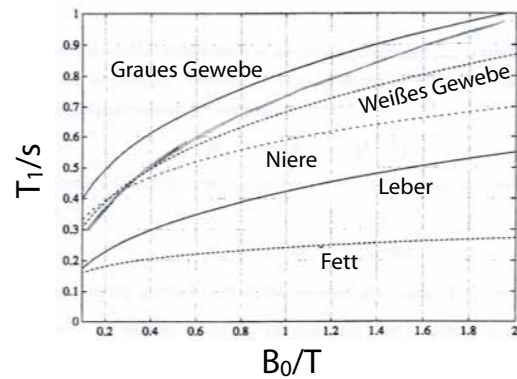
Abbildung 15.21: Lösungsfunktion für Bloch-Gleichungen mit Relaxation.

Abb. 15.21 zeigt eine Lösung der Bloch-Gleichung, für die Parameter $\omega_1 = 0$, $\Delta\omega = 2\pi \text{ rad s}^{-1}$, $T_1 = 2 \text{ s}$ und $T_2 = 1 \text{ s}$. Berücksichtigt man die Relaxation, so findet man eine spiralförmige Bewegung des Magnetisierungsvektors in Richtung der positiven z-Achse.

15.2.10 Relaxation und Bildkontrast

Relaxationszeiten werden gerne als Parameter für den Bildkontrast verwendet, weil die Relaxationszeiten für unterschiedliche Gewebe stark variieren und weil sie bei gewissen Krankheiten (z.B. Krebs) stark abweichen. Dies kann man für eine Diagnose nutzen.

Abbildung 15.22 zeigt, wie die Relaxationszeiten (T_1 , T_2) mit dem Gewebetyp und der Stärke des magnetischen Feldes variieren. Durch experimentelle Gewichtung kann der Einfluss einer Relaxationszeit im Vergleich zum normalen MRI-Bild erhöht werden, oder man kann direkt die Relaxationszeit als Funktion des Ortes darstellen. Das ist eine Ursache für die Flexibilität der MRI im Gegensatz zur CT, wo immer nur die Röntgenabsorption gemessen werden kann.



	T_1 [ms]		T_2 [ms]	
	0,5T	1,5T	0,5T	1,5T
Weißes Gewebe	520	560	107	82
Graues Gewebe	780	1100	110	92
CSF (cerebrospinal fluid)	-	2060	-	-
Muskel	560	1075	34	33
Fett	192	200	108	-
Leber	395	570	96	-
Milz	760	1025	140	-

Abbildung 15.22: Longitudinale Relaxationszeiten in verschiedenen Gewebetypen als Funktion der Magnetfeldstärke.

15.3 Pulsexperimente

15.3.1 Einzelpuls

Bei einer resonanten Anregung, $\Delta\omega = 0$, vereinfacht sich Gleichung 15.1 zu

$$\begin{aligned}\dot{M}_x &= 0 \\ \dot{M}_y &= \omega_1 M_z \\ \dot{M}_z &= -\omega_1 M_y.\end{aligned}$$

Befindet sich das System zu Beginn im thermischen Gleichgewicht, $M_x = M_y = 0$, $M_z = M_0$, so erzeugt ein resonantes Radiofrequenzfeld somit eine Evolution

$$\vec{M} = M_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \omega_1 t \\ \cos \omega_1 t \end{pmatrix}.$$

Schaltet man den Radiofrequenz-Puls nach einer Zeit $t = \tau_{\pi/2} = \pi/(2\omega_1)$ wieder aus, so erhält

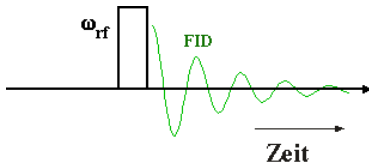


Abbildung 15.23: Einzelpuls Anregung

man als Resultat des Pulses die Magnetisierung $\vec{M}(\tau_{\pi/2}) = (0, M_0, 0)$. Somit wurde die Magnetisierung von der z - zur y -Achse gedreht. Man bezeichnet dies aus naheliegenden Gründen als $\pi/2$ oder 90-Grad Puls. Da die gesamte Gleichgewichtsmagnetisierung M_0 in die Detektionsebene geklappt wurde, erhält man auf diese Weise ein maximales Signal.

Danach lässt die nun transversale Magnetisierung um das statische Magnetfeld präzedieren. Wie oben diskutiert, erhält man dann ein oszillierendes Signal

$$s(t) = e^{-t/T_2} \cos(\omega_0 t + \phi).$$

Mit Hilfe einer Fouriertransformation erhält man daraus das Spektrum

$$f(\omega) = F\{s(t)\} = \frac{T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}.$$

In diesem Fall findet man somit eine Lorentzlinie bei der Resonanzfrequenz ω_0 des entsprechenden Spins. Die Breite der Resonanzlinie ist gegeben durch die transversale Relaxationszeit T_2 .

15.3.2 Spin-Echos

Der Abfall der Signalamplitude kann rückgängig gemacht werden, wenn er durch die Inhomogenität des Feldes zustande kommt. Man bezeichnet solche Experimente als Spin-Echo Experimente. Das einfachste Experiment dieser Art ist das Zweipuls- oder Hahn-Echo Experiment. Die Beschreibung erfolgt üblicherweise in einem Koordinatensystem, das mit der Anregungsfrequenz ω_{rf} mit den präzedierenden Spins mitrotiert. Wenn die Anregung exakt resonant erfolgt, $\omega_{rf} = \omega_0$, und alle Kernspins die gleiche Resonanzfrequenz ω_0 hätten, dann würden die präzedierenden Spins, und damit auch die Magnetisierung, in diesem rotierenden Koordinatensystem zeitunabhängig sein.

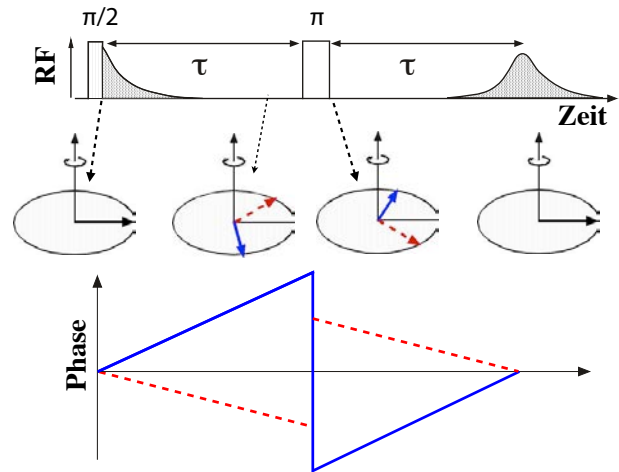


Abbildung 15.24: Spin-Echo.

Zu Beginn des Spin-Echo Experiments klappt man die Gleichgewichtsmagnetisierung, die entlang der B_0 - oder z -Achse ausgerichtet ist, mit einem sogenannten $\pi/2$ -RF-Puls um 90° in die y -Richtung (Abb. 15.24).

In der auf den Puls folgenden Präzessionsperiode bleiben diejenigen Spins, deren Resonanzfrequenz gleich der Anregungsfrequenz ist, weiterhin entlang der y -Richtung orientiert. Spins mit einer etwas größeren Resonanzfrequenz (z.B. aus einem Teil der Probe mit Magnetfeld $B_0 + \Delta B_0$) präzedieren schneller, und bewegen sich im rotierenden Koordinatensystem mit der Differenzfrequenz $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{rf}$ im Uhrzeigersinn. Spins mit einer etwas kleineren Resonanzfrequenz bleiben gegenüber dem rotierenden Koordinatensystem zurück und bewegen sich in diesem scheinbar in die andere Richtung (entgegen dem Uhrzeigersinn). Insgesamt verschwindet auf Grund dieser Dephasierung der Spins das NMR-Signal mit der Zeit.

Dreht man die Magnetisierung zu einem Zeitpunkt $T_E/2$ nach dem ersten Puls mit einem π -Puls um 180° um die y -Achse, so invertiert man ihre Positionen in der xy -Ebene: die "schnellen" Spins sind jetzt die hintersten, die "langsamen" jedoch die vordersten. Gleichzeitig behalten die jeweiligen Spins ihre Präzessionsgeschwindigkeit (inklusive -richtung) im rotierenden Koordinatensystem bei². Als Folge da-

²Sofern sie nicht in Gebiete mit einem anderem B_0 -Feld dif-

von laufen sie wieder aufeinander zu, und nach einer weiteren Zeitdauer $T_E/2$ liegen alle magnetischen Momente wieder in Anfangsrichtung, und das Signal ist wieder maximal. Dieses Signal nach einer Zeit T_E nach dem ersten Puls nennt man Spin-Echo, und das wieder aufeinander Zulaufen der Spins Rephasierung. Im Anschluss an das Echo dephasiert das Signal wieder.

15.4 Ortsaufgelöste NMR

15.4.1 Ortskodierung

Für die Bildgebung muss eine Ortskodierung der empfangenen Signale durchgeführt werden.

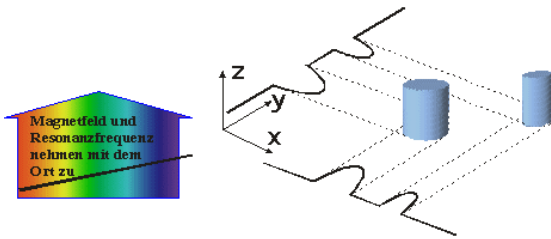


Abbildung 15.25: Projektion der Spindichte in einem Magnetfeldgradienten.

Dafür wird dem statischen Magnetfeld ein Feldgradient überlagert,

$$B(\vec{r}) = B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}.$$

Falls die Richtung des Gradienten z.B. entlang der x -Achse liegt, entspricht dies

$$B(x) = B_0 + G_x x.$$

Damit wird die Resonanzfrequenz ortsabhängig,

$$\omega_L(x, y, z) = \omega_0 + g_x x,$$

mit $\omega_0 = \gamma B_0$ und $g_x = \gamma G_x$.

Legt man in einem solchen Gradienten einen Radiofrequenz-Puls an, um transversale Magnetisierung zu erzeugen und beobachtet sie, so erhält

fundiert sind.

man den bereits besprochenen freien Induktionszerfall (FID). Werden alle Spins angeregt, so ist das Signal

$$s(t) = \int \rho(x, y, z) e^{-i\omega_L(x, y, z)t} dx dy dz.$$

Liegt der Gradient in x -Richtung, ist die Frequenz unabhängig von den Koordinaten y und z und der Realteil des Signals beträgt

$$s(t) = \int \rho(x) \cos((\omega_0 + g_x x)t) dx.$$

Das entsprechende Spektrum, welches man über eine Fourier-Transformation erhält, ist direkt proportional zur Projektion der Spindichte auf die Richtung des Gradienten:

$$s(\omega) \propto \rho(x).$$

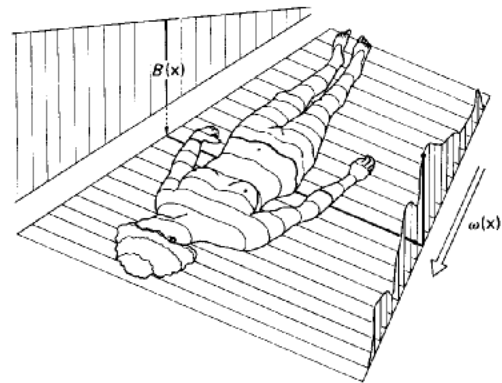


Abbildung 15.26: Projektion der Spindichte auf die Richtung des Gradienten.

Hier stellt x die Richtung dar, in welche der Gradient angelegt wurde. Frequenz und Ortskoordinate können über $g_x = \gamma \frac{dB_0}{dx}$ aufeinander abgebildet werden. Das Signal ist unabhängig von der Position senkrecht zu diesem Gradienten, d.h. man misst eine Projektion auf diese Richtung.

Um die vollständige räumliche Information über dreidimensionale Objekte zu erhalten, müssen andere Verfahren verwendet werden. Die erste verwendete Technik war das Projektion-Rekonstruktionsverfahren, analog zu den entsprechenden Verfahren, welche in der Röntgen-CT verwendet werden.

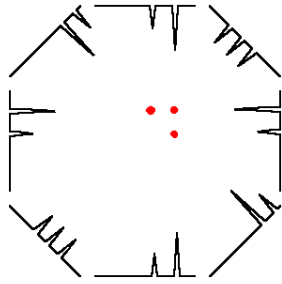


Abbildung 15.27: Mehrfache Projektionen von 3 Testobjekten.

Das heute am häufigsten verwendete Verfahren besteht darin, zunächst die Spins in einer Schicht anzuregen und innerhalb dieser Ebene zwei unabhängige Ortskodierungen durchzuführen. Das Bild erhält man im Anschluss durch eine zweidimensionale Fourier-Transformation.

15.4.2 Schichtselektion

Eine typische Aufgabe im Rahmen der Kernspintomographie ist die Selektion einer Schicht, d.h. die Anregung aller Spins, die sich in dieser Schicht befinden.

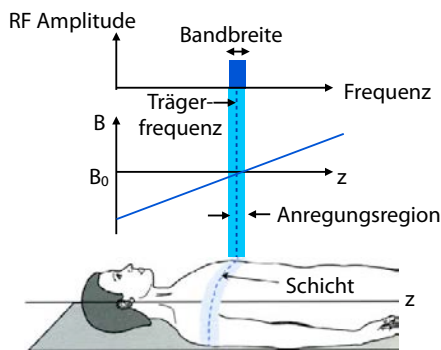


Abbildung 15.28: Prinzip der Schichtselektion.

Dafür legt man senkrecht zu dieser Schicht einen Magnetfeldgradienten an, so dass sich die Resonanzfrequenz der Kernspins entlang der Achse kontinuierlich verändert. Verwendet man anschließend einen Radiofrequenzpuls mit nur geringer Amplitude, so werden nur die Spins in der Nähe der Mittelfrequenz dieses Pulses angeregt. Man nennt einen

solchen Puls deshalb einen selektiven Puls.

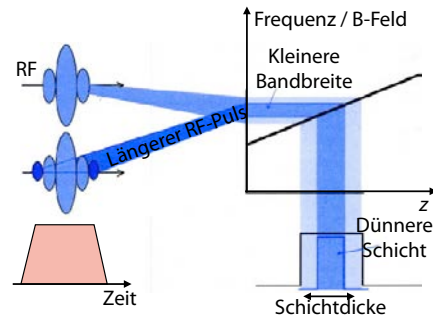


Abbildung 15.29: Variation der Schichtdicke.

Die Anregungsbandbreite eines Radiofrequenzpulses im Frequenzraum ist gegeben durch die inverse Pulsdauer, $\Delta\omega \propto \tau_p^{-1}$. Damit lässt sich auch die Dicke D einer selektierten Schicht steuern:

$$\frac{1}{D} = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot G_z \cdot \tau_p,$$

wobei G_z die Stärke des Schichtselektionsgradienten angibt. Die Schichtdicke kann also durch die Gradientenstärke und die Pulslänge eingestellt werden.

Um eine gute Schichtselektion zu erreichen, werden selektive RF-Pulse mit einer $\frac{\sin(x)}{x}$ -Form benutzt: die Fouriertransformierte dieser Funktion ist eine Rechteckfunktion, und deshalb erhält man für das Anregungsprofil in guter Näherung eine Rechteckfunktion: Die Spins im Inneren dieses Rechtecks, d.h. dieser Schicht, werden vollständig angeregt, die Spins außerhalb praktisch nicht und deshalb tragen sie auch nicht zum Signal bei.

Möchte man Spins an einem Ort $z \neq 0$ anregen, dann muss zusätzlich noch die Anregungsfrequenz der RF-Pulse um

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot G_z \cdot z$$

verschoben werden.

15.4.3 Dephasierung im Gradienten

Die Anregung durch den selektiven Puls kann in erster Näherung so beschrieben werden, dass alle Spins in der gewählten Schicht durch einen idealen

kurzen Puls angeregt werden, der zu dem Zeitpunkt angelegt wird, an dem der sinc-Puls sein Maximum erreicht, also in der Mitte des sinc-Pulses. Nach dieser Anregung präzedieren die Spins im Gradientenfeld und dephasieren. Am Ende der in Abb. 15.29 gezeigten Anregungssequenz sind somit die Spins in die xy -Ebene gedreht, aber sie sind vollständig dephasiert und das Signal verschwindet fast vollständig.

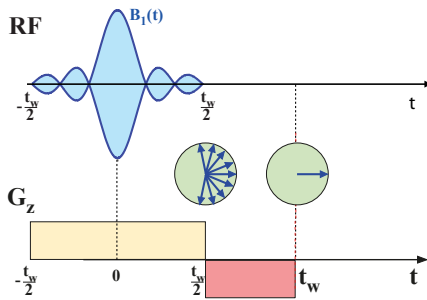


Abbildung 15.30: Recall Gradient zur Refokussierung der Schichtselektion.

Diesen Effekt eliminiert man deshalb mit Hilfe eines 'recall'-Gradienten.

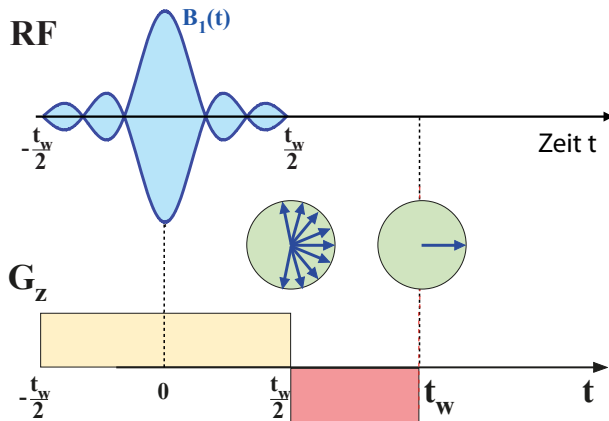


Abbildung 15.31: Recall-Gradient.

Die zusätzliche Phase (=Präzessionswinkel) eines Spins an der Stelle x im Gradientenfeld $\Delta B = G_x x$ beträgt

$$\phi = \gamma G_x x \tau = g_x x \tau,$$

wobei τ die Dauer des Gradientenpulses darstellt. Ist der Gradient zeitabhängig, so ist die gesamte Pha-

se (=der Präzessionswinkel) durch das Integral gegeben,

$$\phi = x \int dt g_x(t). \quad (15.3)$$

Invertiert man den Gradienten, $G_x \rightarrow -G_x$, so rephasieren die Spins: für alle Spins verschwindet die gesamte Phase wenn $\int dt g_x(t) = 0$. Dies verwendet man, um die Dephasierung der Spins während der Schichtselektion rückgängig zu machen. Dazu legt man nach dem Ende des Selektionspulses einen weiteren Gradienten mit umgekehrtem Vorzeichen an, wie in Abb. 15.31 gezeigt. Das Integral dieses Gradienten sollte der Hälfte des Schichtselektionsgradienten entsprechen: In erster Näherung kann man damit rechnen, dass die erzeugte transversale Magnetisierung im Durchschnitt die Hälfte der Zeit im Schichtselektionsgradienten dephasiert ist.

Durch Anwendung eines Schichtselektionsgradienten ist nun eine Schicht des Körpers für die Bildgebung ausgewählt. Die Ortskodierung in x - und y -Richtung wird durch Frequenz- beziehungsweise Phasenkodiergradienten erreicht.

15.4.4 Frequenzkodierung

Der Frequenzkodiergradient wird während des Auslesens des Signals geschaltet und daher auch **Auslesegradient** genannt. Die Resonanzfrequenzen der Spins werden dadurch während des Auslesens ortsabhängig gemacht, entlang der Achse des Gradienten.

Wenn der Auslesegradient in x -Richtung angelegt ist, so trägt ein Spin an der Position (x, y, z) ein Signal

$$s_i \propto e^{i(\omega_0 + g_x x)t}$$

bei, wobei ω_0 die Larmorfrequenz bei $x = 0$ darstellt.

Das Gesamtsignal wird somit

$$s_{tot}(t) = \sum e^{i(\omega_0 + g_x x)t}$$

oder, im kontinuierlichen Grenzfall,

$$s_{tot}(t) = \int dx dy dz \rho(x, y, z) e^{i(\omega_0 + g_x x)t}.$$

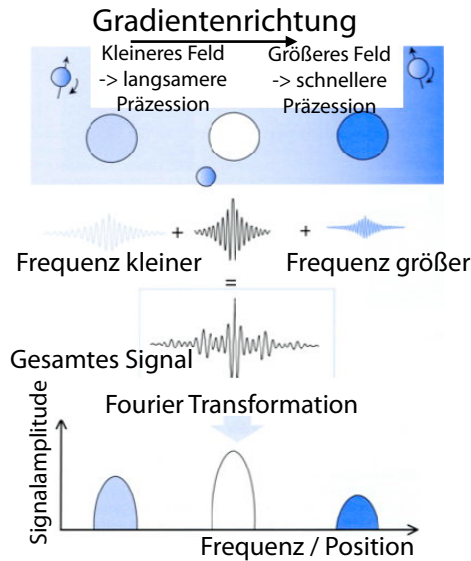


Abbildung 15.32: Frequenzkodierung.

Das dreifache Integral entspricht in y - und z -Richtung einer Projektion, in x -Richtung einer Fouriertransformation. Invertiert man diese Fouriertransformation,

$$\int dt e^{-i(\omega_0 + g_x x)t} s_{tot} = \int dy dz \rho(x, y, z),$$

so erhält man die Projektion der Spindichte $\rho(\vec{r})$ auf die Richtung des Gradienten, in diesem Fall somit auf die x -Achse.

Als Folge enthält das Signal eine Vielzahl von Frequenzanteilen, die unterschiedlichen Orten zugeordnet werden können. Die Fourier-Transformierte eines einzelnen aufgenommenen Signals liefert also bereits die volle Ortsauflösung in Gradientenrichtung.

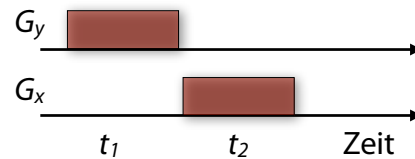
Da auch ohne Gradienten nicht nur eine Frequenz im Signal enthalten ist, können Bildunschärfen entstehen. Dies kann man minimieren, indem man einerseits möglichst starke Magnetfeldgradienten verwendet, andererseits indem man die chemische Verschiebung refokussiert oder selektiv anregt.

Um ein dreidimensionales Bild zu erhalten, kann man eine genügende Zahl von solchen eindimensionalen Bildern aufnehmen und dabei die Richtung

des Magnetfeldgradienten ändern. Mit Hilfe der bekannten Projektions-Rekonstruktionsmethoden können diese Signale in eine dreidimensionale Spindichte umgerechnet werden. Heute verwendet man jedoch für die eigentliche Bilderzeugung normalerweise ein 2-dimensionales Experiment. Hierzu müssen zwei unabhängige Parameter variiert werden, z.B. die Dauer einer Verzögerungszeit oder die Stärke eines Gradienten.

15.4.5 Phasenkodierung

Um in 2 Dimensionen messen zu können, benötigt man mehrere unterschiedliche Gradienten. Werden diese in geeigneter Weise angelegt, so erhält man ein Signal, welches direkt die 2-dimensionale Fouriertransformierte der Spindichte darstellt. Das gleiche Prinzip kann auch auf drei Dimensionen erweitert werden.


Abbildung 15.33: Zweidimensionale Bildgebung mit Phasenkodierung in y -Richtung und Frequenzkodierung in x -Richtung.

Schalten wir nacheinander 2 Gradienten in unterschiedlicher Richtung, so erhalten wir ein Signal

$$s_{tot} = \int dx dy dz \rho(\vec{r}) e^{i(\omega_0 + g_y y)t_1} e^{i(\omega_0 + g_x x)t_2}.$$

Eine Fouriertransformation bezüglich der beiden Variablenpaare $t_1 \rightarrow y$ und $t_2 \rightarrow x$ ergibt somit

$$\mathcal{F}^2(s_{tot}) = \int dz \rho(\vec{r}),$$

d.h. die Projektion der Spindichte in die x, y -Ebene.

Für die mathematische Behandlung ist es nützlich, die Phase der Magnetisierung (genauer: zusätzliche Phase auf Grund des Magnetfeldgradienten) zu

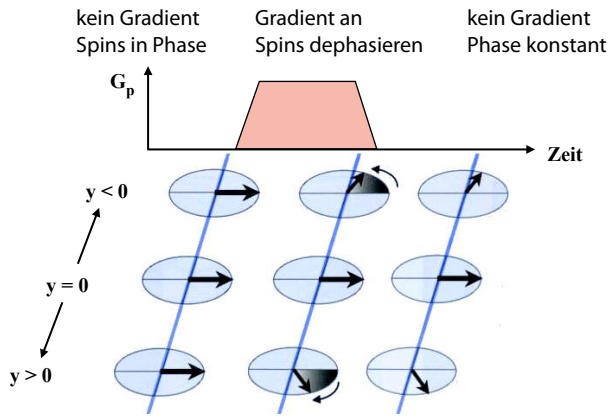


Abbildung 15.34: Prinzip der Phasenkodierung.

schreiben als

$$\phi = \gamma \int dt G_{\alpha}(t) \alpha = k_{\alpha} \alpha.$$

Die Wellenzahl k_{α} beschreibt die Ortsauflösung in die entsprechende Richtung (\rightarrow Kap. 15.7). Sie ist gegeben durch das zeitliche Integral des Gradienten $g_{\alpha} = \gamma G_{\alpha}$. Für eine hohe Ortsauflösung benötigt man somit starke Gradienten und lange Präzessionszeiten. Ein Pixel $dA = dx dy$ an der Stelle (x, y) liefert somit den Signalbeitrag

$$ds = \rho(x, y) e^{i\gamma G_x x t_1} e^{i\gamma G_y y t_2}.$$

Das entsprechende Signal im Frequenzbereich (ω_1, ω_2) = $(\gamma G_x x, \gamma G_y y) \propto (x, y)$ erhält man durch eine zweidimensionale Fouriertransformation

Um die Fouriertransformation berechnen zu können, benötigt man entsprechende Datensätze: Für ein Bild von 128x128 Punkten müssen in beide Richtungen jeweils 128 Punkte aufgenommen werden, d.h. das Signal muss als Funktion von 128 k -Werten vorliegen. In Richtung des Auslesegradienten (in diesem Beispiel x) wird das am einfachsten über eine entsprechende Digitalisierung des FIDs, respektive Echos erreicht, da k_x als Funktion der Auslesezeit t_2 kontinuierlich zunimmt. In die senkrechte Richtung (in diesem Beispiel y) muss der Wertebereich durch das Produkt $k_y = \gamma \int dt_1 G_y$ abgedeckt sein. Da G_y und t_1 für jedes einzelne Experiment konstant sind, $k_y = G_y t_1$, ergibt ein Experiment somit genau

einen k_y Wert. Man wiederholt deshalb das Experiment 128 mal, wobei in aufeinander folgenden Experimenten jeweils die Stärke G_y des Gradienten inkrementiert wird. Dieser Gradient wird allgemein als Phasenkodiergradient bezeichnet.

Dies ist die übliche Weise, in der ein MRI-Bild aufgenommen wird, sofern man sich auf eine Schicht beschränkt. Bilder von nicht direkt benachbarten Schichten können aufgenommen werden, indem man ein Experiment während des Relaxationsdelays des ersten Bildes aufnimmt. Prinzipiell kann man die Fourier-Technik auch auf 3 (oder mehr) Dimensionen ausdehnen.

15.4.6 Die Spin-Echo-Sequenz

Die Spin-Echo-Sequenz ist ein ‘Arbeitspferd’ im Alltag einer Klinik und gibt die beste Bildqualität, weshalb die Ergebnisse von anderen Pulssequenzen häufig mit denen einer Spin-Echo-Sequenz verglichen werden. Im Wesentlichen ist die Spin-Echo-Sequenz eine Zusammenfassung der oben beschriebenen Ortskodierung in allen Raumrichtungen.

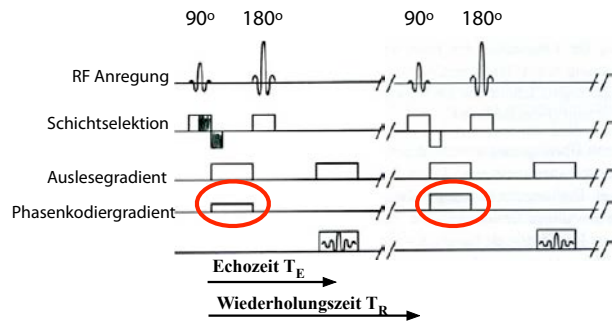


Abbildung 15.35: Ablauf einer Spin-Echo-Sequenz.

Zunächst erfolgt ein selektiver 90°-Puls mit einem Schichtselektionsgradienten. Danach wird für eine kurze Zeit ein Phasenkodiergradient geschaltet, welcher die Ortskodierung in der entsprechenden Richtung vornimmt. Der 180°-Puls, welcher das Echo erzeugt, wird wieder in Gegenwart des Schichtselektionsgradienten angelegt. Er wirkt somit nur auf die Spins in der gewählten Schicht. Während der Aufnahme des Echos wird der Auslesegradient geschaltet. Die Zeit von der Mitte des 90°-Anregungspulses

bis zum Echomaximum wird als Echozeit T_E bezeichnet. Dieses Experiment wird mit unterschiedlichen Phasenkodiergradienten nach einer Zeit T_R wiederholt, bis die Datenaufnahme für ein gesamtes Bild abgeschlossen ist. Typische Werte für die digitale Auflösung sind 128, 256 oder sogar 512 Phasenkodierschritte (und damit Bildpunkte). T_E liegt bei 10 bis 100 ms, T_R bei 0.5 bis 3s.

Bisher wurde die Relaxation nicht berücksichtigt. Dies führt einerseits zum Aufbau der longitudinalen Magnetisierung während T_R , andererseits zum Verlust der transversalen Magnetisierung zwischen dem Anregungspuls und dem Echomaximum. Die Signalamplitude des Echos beträgt dadurch

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right). \quad (15.4)$$

Die Größe S_0 enthält einerseits die Amplitude der transversalen Magnetisierung, sowie die Übertragungsfunktionen von Spulen, Vorverstärker und Empfänger.

15.5 MRI Gerätetechnik

15.5.1 Aufbau eines MR-Tomographen

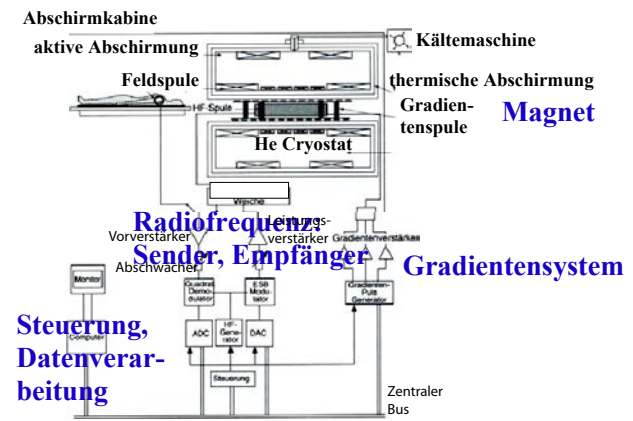


Abbildung 15.36: Aufbau eines MRI-Tomographen.

Abbildung 15.36 zeigt die wichtigsten Komponenten eines MR-Tomographen. Sie umfassen den Magneten, der das schon erwähnte statische Magnetfeld B_0 erzeugt, mindestens 3 Gradientenspulen für die 3 Raumrichtungen, ein Computersystem für die Steuerung und das Auslesen und Verarbeiten der Daten, sowie mindestens ein RF-System zur Anregung der Kernspins und zur Detektion des Signals.



Abbildung 15.37: 4T-Magnet in Jülich.

Das Magnetfeld wird meistens von einer supraleitenden Spule erzeugt. Im klinischen Einsatz sind zur Zeit hauptsächlich 1.5T- und 3T-Systeme. MR-Tomographen mit höheren Feldern werden in der Regel zu Forschungszwecken eingesetzt. Es gibt eine Reihe von 4T-Geräten, sowie Geräte mit Feldstär-

ken von 5 T, 7 T, 8 T, 9,4 T und 10 T. Die Vorteile höherer Feldstärken des statischen (supraleitenden) Magneten liegen in einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) und einer höheren chemischen Verschiebung, die eine bessere Unterscheidung zwischen Wasser- und Fettsignal und genauere MRI-Spektroskopie erlaubt. Das höhere SNR kann wiederum in eine bessere räumliche Auflösung oder verkürzte Messzeit umgesetzt werden.

Das höhere Feld bringt aber nicht nur Vorteile und Kosten, sondern auch zusätzliche Schwierigkeiten. So werden bei größeren Feldstärken auch höhere Pulsleistungen benötigt. Gleichzeitig wird bei höheren Frequenzen ein größerer Teil der RF-Leistung im Körper absorbiert, so dass das Gewebe stärker erwärmt wird. Außerdem werden die Wellenlängen kürzer und vergleichbar mit den Dimensionen des Körpers. Dadurch wird die Amplitude des Radiofrequenzfeldes inhomogen und es können ‘hot-spots’ auftreten, an denen die Amplitude den Grenzwert lokal überschreitet.

15.5.2 Gradienten

Um die Inhomogenitäten im relevanten Bereich des Magneten auszugleichen, werden Zusatzspulen, sogenannte Shimspulen, eingesetzt. Die entsprechenden Zusatzfelder werden während des Experimentes nicht variiert.

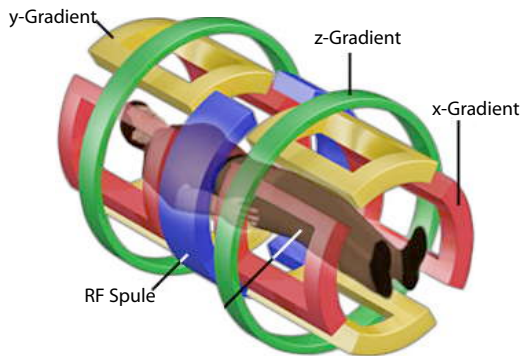


Abbildung 15.38: Gradientenspulen.

Die Gradientenspulen, welche die Ortskodierung ergeben, müssen ein möglichst lineares Zusatzfeld zum Hauptfeld liefern. Zum Teil können die Bildartefakte auf Grund von nichtlinearen Gradienten

durch nachträgliche Datenverarbeitung ausgeglichen werden. Die maximalen Gradienten haben einen Wert von etwa 10 bis 50 mT pro Meter.

In einem solchen Experiment wird die Variation der Feldstärke, d.h. $d\omega_0$ gemessen. Das Magnetfeld, dessen Stärke die Larmorfrequenz bestimmt, ist eine vektorielle Größe, und wir müssten somit die Änderung des Betrags berechnen,

$$d\omega_0 = \gamma d|B| = \gamma d\sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}.$$

Da aber in allen Fällen

$$|B_{x,y}| \ll |B_z|$$

gilt, ist in guter Näherung

$$d\omega_0 = \gamma dB_z.$$

Die wichtigsten Gradienten sind diejenigen, bei denen eine Änderung von B_z entlang der Koordinatenachsen erzeugt wird:

$$G_\alpha = \frac{dB_z}{d\alpha}, \alpha = x, y, z.$$

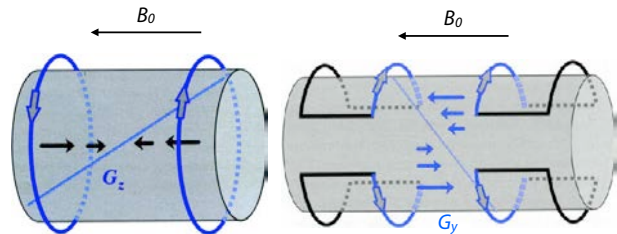


Abbildung 15.39: z-Gradient (links) und transversaler Gradient (rechts).

Die z-Gradienten werden durch ein Maxwell-Paar (auch: Anti-Helmholtz-Konfiguration) realisiert, bei den x- und y-Gradienten ist die häufigste Bauform eine sogenannte Gola-Konfiguration. Durch die Kombination der drei Gradienten kann man die Magnetfeldstärke in der Form

$$B_0(\vec{r}) = B_0 + G_x x + G_y y + G_z z$$

ortsabhängig kontrollieren.

15.5.3 Nichtideale Gradienten

Die räumliche Linearität der Gradienten ist sehr wichtig und liegt typischerweise bei 1-2% über ein DSV (diameter of a spherical volume) von 50 cm.

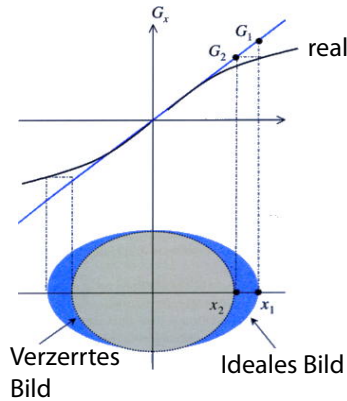


Abbildung 15.40: Nichtlinearitäten von Gradienten und Bildverzerrungen.

Nichtlinearitäten führen zu geometrischen Verzerrungen im Bild, was insbesondere bei Operationsplanungen im Gehirn nicht tolerierbar ist. Durch eine experimentelle Bestimmung der Nichtlinearitäten und einen angepassten Algorithmus können diese Verzerrungen in Grenzen korrigiert werden.

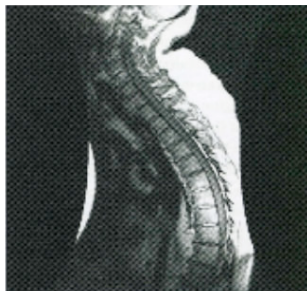


Abbildung 15.41: Gradient warping.

Bei der Datenaufnahme muss darauf geachtet werden, dass der gesamte, durch den Gradienten und das gemessene Volumen bestimmte Frequenzraum korrekt digitalisiert wird. Sonst kommt es zu Faltungen, wie z.B. in Abb. 15.41 gezeigt.

Gepulste Gradienten können nicht beliebig schnell geschaltet werden: Eine zeitlich sehr schnelle Ände-

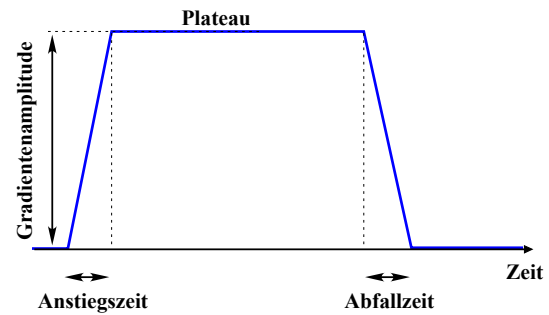


Abbildung 15.42: Schaltzeiten eines Gradienten.

rung eines Stromes, resp. eines Magnetfeldes, benötigt sehr hohe Spannungen:

$$U = L \frac{dI}{dt}$$

und damit entsprechende elektrische Leistung. Gleichzeitig induziert die zeitliche Änderung des Magnetfeldes in allen leitenden Komponenten Spannungen und Wirbelströme. Realistische Anstiegs- und Abfallzeiten liegen bei etwa 100 - 200 μ s. Insbesondere bei Ganzkörper-Tomographen sind Leistungen der Gradientenverstärker von einigen Hundert Kilowatt keine Seltenheit.

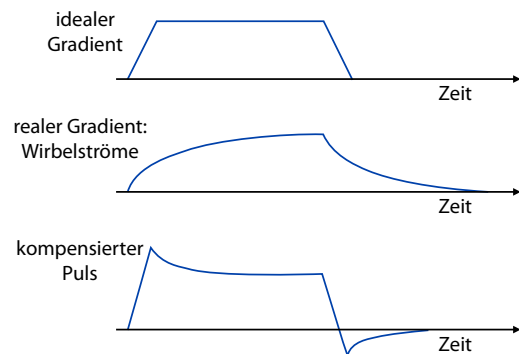


Abbildung 15.43: Reale Gradientenpulse.

Die Induktivität der Spulen und Wirbelströme in den metallischen Teilen des Systems führen dazu, dass reale Gradientenpulse eine andere Zeitabhängigkeit zeigen als ideale Pulse. Man kann dies teilweise kompensieren, indem nicht direkt die gewünschte Pulsform ausgegeben wird, sondern eine verzerrte, welche erst durch die zusätzlichen Verzerrungen auf Grund der endlichen Schaltgeschwindigkeiten zur gewünschten Form wird.

15.5.4 Radiofrequenz Technik

Das Radiofrequenz-System eines Tomographen besteht im Wesentlichen aus einer Sendeeinheit, einem Empfänger und Spulen.

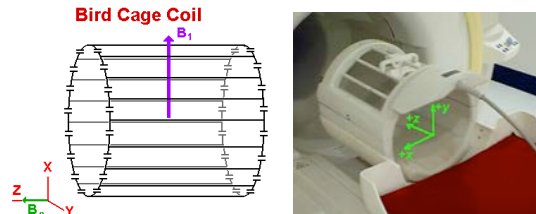


Abbildung 15.44: Radiofrequenz Spule für Anregung und Detektion.

Die Sendespule muss ein Magnetfeld B_1 senkrecht zu B_0 erzeugen und ist üblicherweise die Körperspule, die den ganzen Patienten umgibt und in den MRI-Scanner eingebaut ist (nicht sichtbar) oder, wie in Abb. 15.44 eine Spule für ein Körperteil. Die Spulen werden als Schwingkreise ausgelegt, welche auf die Wellenimpedanz der entsprechenden RF Systeme angepasst sind, normalerweise $Z_0 = 50 \Omega$.

Die gleiche Spule, oder eine separate Empfangsspule dient auch für den Nachweis des Signals. Eine Spule, die auf einen Körperteil angepasst ist, kann einerseits das Signal des entsprechenden Körperteils empfindlicher nachweisen, andererseits das Rauschen reduzieren, welches hauptsächlich von der Brown'schen Bewegung der Elektrolyten im Patientengewebe stammt.

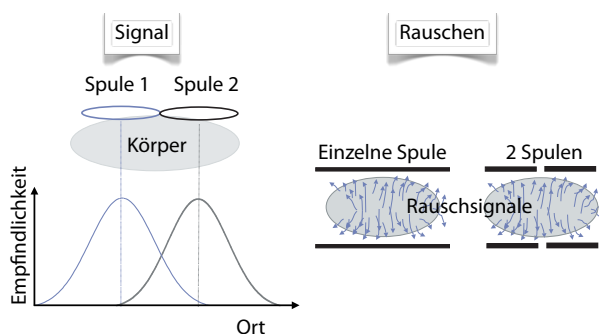


Abbildung 15.45: Vorteile von parallelen Empfangsspulen.

Immer häufiger verwendet man nicht nur eine Emp-

fangsspule, sondern mehrere, welche gleichzeitig Signale liefern und unabhängig detektiert werden (*phased array coils*[26]). Die einzelnen Segmente sind jeweils auf Signale von einer Körperregion empfindlich und damit auch nur für Rauschen aus diesem Bereich. Durch eine geeignete Kombination ihrer Signale kann damit die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert werden.

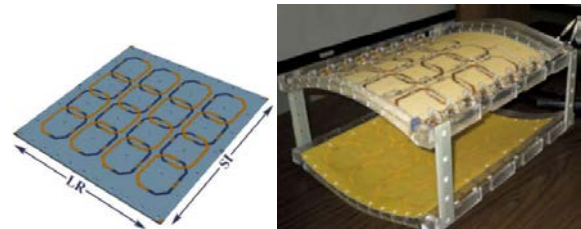


Abbildung 15.46: 32 parallele Empfangsspulen[32].

Die einzelnen Signale werden in unabhängige Empfänger geleitet (unkorreliertes Rauschen) und durch spezielle Algorithmen zu einem Bild kombiniert. Typisch sind heute 8 parallele Empfangskanäle, in Einzelfällen bis zu 128. Berücksichtigt man das Empfindlichkeitsprofil der einzelnen Spulenelemente, kann man zudem die Messzeit reduzieren, indem man die Zahl der Phasenkodierschritte reduziert. Ein wichtiger Aspekt bei der Entwicklung dieser Spulen ist, dass die unterschiedlichen Schwingkreise voneinander entkoppelt sein müssen. Dies wird meist dadurch erreicht, dass sich die Spulen teilweise überlappen.

Eine weitere Möglichkeit, die Empfindlichkeit zu verbessern, sind Oberflächenspulen. Hier wird der empfindliche Bereich an der Körperoberfläche konzentriert.

15.5.5 Sicherheit

Die starken Magnetfelder, welche in modernen MRI Geräten verwendet werden, stellen ein Sicherheitsrisiko dar. Sie sind nicht sichtbar und können, wenn magnetische Gegenstände in diesen Bereich gebracht werden, große Kräfte darauf ausüben.

Die gilt einerseits für magnetische Gegenstände, aber auch für Implantate. So waren einige frühe



Abbildung 15.47: Magnetische Gegenstände werden in den Magneten hinein gezogen.

Modelle von Herzschrittmachern auf Magnetfelder empfindlich. Magnetische Speichermedien wie z.B. Festplatten, werden gelöscht, wenn sie in Magnetfeldern ≥ 1 mT ausgesetzt werden.

Magnetische Wechselfelder erzeugen in einem leitfähigen Medium, also auch in einem Elektrolyten wie dem menschlichen Körper, Kräfte und deponieren Energie, heizen ihn also auf. Dieser Effekt steigt mit zunehmender Frequenz. Die angelegte Leistung und die deponierte Energie müssen deshalb beschränkt werden.

Beim Schalten der Gradienten werden ebenfalls lokal Magnetfelder schnell geändert. Dadurch können unter anderem Nerven stimuliert werden. Das gleiche geschieht beim Ein- und Ausfahren des Patienten in das Magnetfeld. Hierbei kann es zu Übelkeit führen.

Der Magnet muss mit flüssigem Helium auf 4,2 K gekühlt werden. Im Magnetfeld ist eine Energie von mehreren MJ gespeichert. Wird der supraleitende Draht an einer Stelle normalleitend, so wird an dieser Stelle die gespeicherte Energie in Wärme umgewandelt. Man spricht vom “Quench” des Magneten. Bei einem Quench kann die Magnetspule zerstört werden, wenn bei der Konstruktion nicht entsprechende Maßnahmen eingeplant wurden. Wichtiger ist, dass durch das Verdampfen der Kühlgase viele m³ von Helium freigesetzt werden, so dass der Luftsaurestoff verdrängt wird.

15.6 Kontrast und Bildqualität

15.6.1 Grundlagen

Relevante Kriterien für die Qualität eines Bildes sind

- Signal-zu-Rausch Verhältnis
- Kontrast
- Kontrast-zu-Rausch Verhältnis

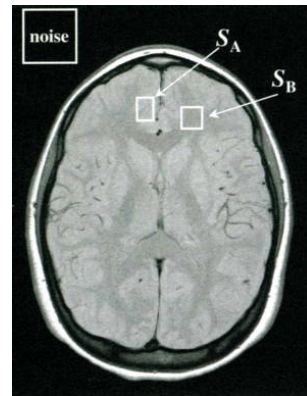


Abbildung 15.48: Berechnung von Kontrast, Signal-zu-Rausch-Verhältnis und Kontrast-zu-Rausch-Verhältnis (siehe Text).

Außerdem spielt die digitale Auflösung, d.h. die Anzahl der Pixel in einem Bild eine wichtige Rolle. Bei einem gegebenen ‘field of view’ FOV beträgt die Auflösung

$$\Delta x = \text{FOV} / n_{\text{Freq.cod.}}$$

$$\Delta y = \text{FOV} / n_{\text{Ph.cod.}}$$

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis SNR kann für einzelne Pixel A, B definiert werden als

$$\text{SNR}_{A,B} = \frac{S_{A,B}}{\text{Rauschen}},$$

mit $S_{A,B}$ dem Signal des entsprechenden Pixels und dem mittleren Rauschen. Der Kontrast beträgt

$$C = \frac{S_A - S_B}{S_A + S_B}$$

und das Kontrast-zu-Rausch Verhältnis

$$\text{CNR}_{AB} = \frac{S_A - S_B}{\text{Rauschen}}.$$

15.6.2 Gewichtung

In der Konstante S_0 der Formel (15.4) für die Signalamplitude der Spin-Echo-Sequenz steckt im Wesentlichen die Protonendichte. Die folgenden Faktoren enthalten die Gewebeparameter T_1 und T_2 . Diese Parameter können verwendet werden, um den Kontrast des Bildes zu beeinflussen und damit, z.B., Tumorgewebe von gesundem Gewebe zu unterscheiden.

Um den Kontrast zu beeinflussen, kann man die experimentellen Parameter anpassen. Zu den variablen Parametern in MRI-Experimenten gehören die Echozeit T_E , die Repetitionszeit T_R , die Schichtdicke und die Schichtposition. Die Auflösung des Bildes in der Ebene wird bestimmt durch das gewählte Messfeld (FOV), über das die Bildgebungssequenz laufen soll, und durch die Anzahl der Phasenkodierschritte.

Durch eine geeignete Kombination der gewählten Parameter einer Messsequenz kann der Kontrast stark beeinflusst werden.

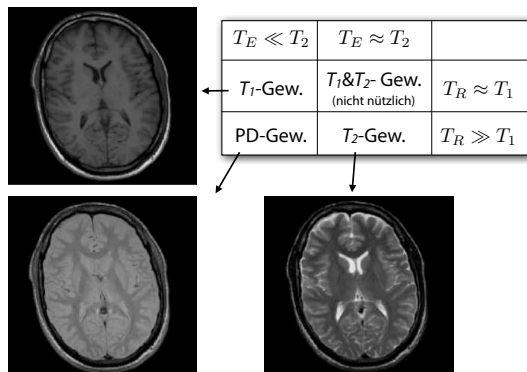


Abbildung 15.49: Gewichtung und Kontrast.

Dies kann man z.B. dadurch erreichen, dass die Parameter der Bildsequenz so optimiert werden, dass man auf bestimmte Gewebeeigenschaften besonders empfindlich ist.

So nimmt das Signal exponentiell mit der Echozeit ab, $S \propto e^{-T_E/T_2}$. Somit kann man Echozeiten wählen, die vergleichbar sind mit T_2 , $T_E \approx T_2$, und lange Wiederholzeiten, $T_R \gg T_1$. Damit ist das Signal stark von der transversalen Relaxationszeit abhängig. Dies bezeichnet man deshalb als T_2 -Kontrast oder T_2 -Gewichtung. Diese ist besonders empfindlich gegen-

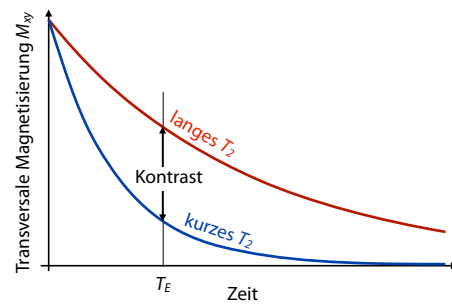


Abbildung 15.50: Kontrast als Funktion der Echozeit T_E .

über krankhaften Prozessen, bei denen viel "freies" Wasser im Gewebe vorhanden ist.

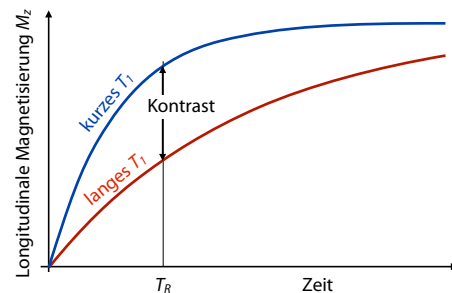


Abbildung 15.51: Kontrast als Funktion der Wiederholzeit T_R .

Außerdem wächst das Signal mit der Wiederholzeit T_R asymptotisch, $S \propto (1 - e^{-T_R/T_1})$. Wählt man kurze Echozeiten, $T_E \ll T_2$ und Wiederholzeiten, die in der Größenordnung der longitudinalen Relaxationszeit T_1 liegen, $T_R \approx T_1$, dann hat der Gewebe-Parameter T_1 den größten Einfluss auf den Kontrast des Bildes. Daher nennt man dies eine **T_1 -Gewichtung**. Auf Grund der unterschiedlichen Relaxationszeiten in unterschiedlichen Organen wird diese Technik gern für anatomische Untersuchungen verwendet.

Eine weitere Möglichkeit ist die T_2^* -Gewichtung. Damit bezeichnet man den Zerfall des MR-Signals auf Grund von Inhomogenitäten welche, z.B., durch ortsabhängige magnetische Suszeptibilitäten. Diese entstehen z.B. durch luftgefüllte Hohlräume (Lungen, Nase etc.) oder magnetische Verunreinigungen wie z.B. Hämoglobin. Diese Effekte nehmen mit der Feldstärke zu. In hohen Magnetfeldstärken ($\geq 7T$)

können sie dominieren. Ob sie eine Rolle spielen hängt auch von der gewählten Pulssequenz ab.

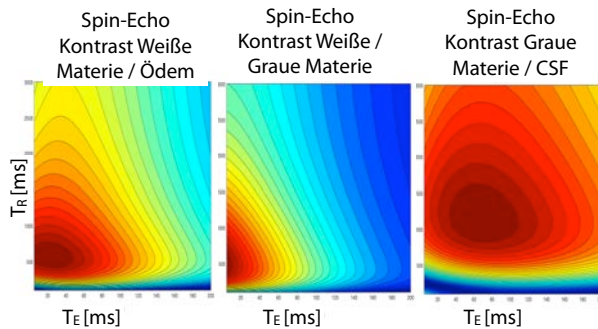


Abbildung 15.52: Variation des Kontrasts mit den Parametern Wiederholzeit und Echozeit.

Anstelle einer reinen T_1 oder T_2 -Gewichtung kann man eine Kombination wählen, indem man T_E und T_R entsprechend wählt. Abbildung 15.52 zeigt, wie man damit den Gewebekontrast auf eine bestimmte Fragestellung, d.h. bestimmte Kombinationen von T_1 und T_2 anpassen kann.

Für manche klinische Fragestellungen im Kopf und im Bereich der Wirbelsäule ist die reine **Protonendichte-Gewichtung** vorteilhaft. Man erreicht sie, indem $T_E \ll T_2$ und $T_R \gg T_1$ gewählt werden. Eine hohe Protonendichte erzeugt dann eine hohe Helligkeit im Bild.

15.6.3 Spin-Präparationsverfahren

Den Kontrast kann man auch mit Präparationsverfahren stark beeinflussen. Diese Spin-Präparationsverfahren bestehen aus einem Modul, das vor jede einzelne Datenaufnahme geschaltet wird. Die Funktion des Moduls kann darin bestehen, dass der Kontrast zwischen verschiedenen Geweben erhöht wird (Inversion-Recovery-Methode) oder unerwünschte Signale unterdrückt werden (Fettsättigung).

Bei der **Inversion-Recovery-Präparation** wird vor Beginn jeder (Spin-Echo-) Sequenz die Magnetisierung invertiert. Dadurch erhöht sich der T_1 -Kontrast des Bildes, da der Unterschied der Magnetisierung

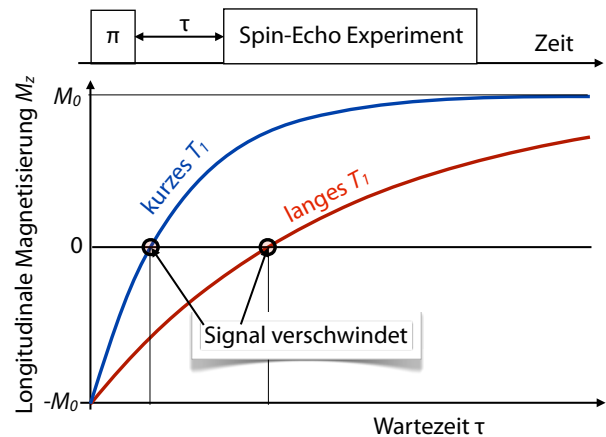


Abbildung 15.53: Inversion-Recovery-Präparation.

zweier Gewebekomponenten zu einem bestimmten Zeitpunkt deutlicher ausfällt als ohne Präparation. Lässt man die Magnetisierung nach der Invertierung für eine Zeit Δ relaxieren, so entwickelt sie sich wie

$$M_z(\Delta) = M_0(1 - 2e^{-\Delta/T_1}),$$

wobei sie auch einmal den Nullpunkt durchläuft. Durch geeignete Wahl der Zeit Δ kann man die Magnetisierung von einzelnen Geweben unterdrücken, sofern sie zu diesem Zeitpunkt gerade durch Null geht.

Da bei jedem Experiment aus dem Gleichgewicht gestartet werden muss, ergibt sich eine lange Wiederholzeit, $T_R \approx 3T_{1,max}$ und daraus eine lange Gesamtmeszeit. Historisch ist diese Methode zur T_1 -Gewichtung benutzt worden, und sie hat auch heutzutage als optionales Modul für fortgeschrittene Experimente ihre Berechtigung.

15.6.4 Fett-Unterdrückung

Zur Vermeidung von Artefakten auf Grund der chemischen Verschiebung unterdrückt man häufig das Fett-Signal. Dazu kann man die unterschiedliche Relaxationszeit der Protonen in Fett gegenüber Wasser verwenden und vor das eigentliche Experiment eine Inversion-Recovery Präparationssequenz schalten.

Wartet man den Zeitpunkt nach der Inversion ab, bei dem eine unerwünschte Komponente (zum Beispiel

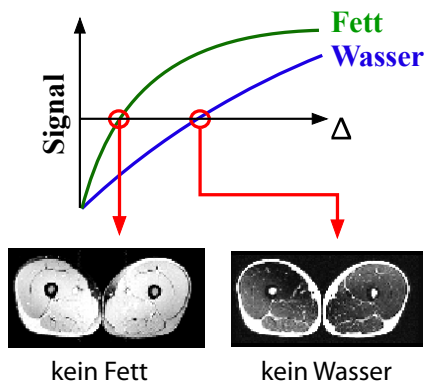


Abbildung 15.54: Selektion des Signals von Wasser oder Fett über die Relaxationszeit.

das Fett) gerade eine Magnetisierung von Null besitzt, und fährt dann mit dem eigentlichen Experiment fort, dann wird diese Komponente wirksam, und vor allem robust, unterdrückt. Das funktioniert besonders gut, wenn diese Komponente eine relativ kurze transversalen Relaxationszeit hat.

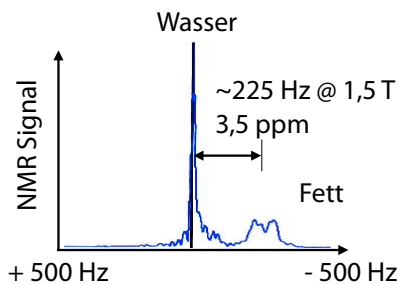


Abbildung 15.55: Resonanzverschiebung von Fett relativ zu Wasser.

Eine andere Möglichkeit, die Fettsignale zu unterdrücken, ist die **Fettsättigung**. Dabei nutzt man aus, dass die Resonanz von Fettgewebe um etwa 3,5 ppm relativ zur Wasser-Resonanz verschoben ist. Dies entspricht bei 1,5 T einem Frequenzunterschied von

$$\delta\nu \approx 3,5 \cdot 42 \cdot 1,5 \text{ Hz} = 220 \text{ Hz}.$$

Durch gezielte Einstrahlung auf der Resonanzfrequenz von Fett werden die Spins vor dem eigentlichen Experiment gesättigt. Dadurch erscheint das Fettsignal auf dem Bild dunkel. Für die Durchführung muss das Magnetfeld sehr homogen sein, damit

die Unterschiede der Resonanzfrequenz auch über möglicherweise große Untersuchungsobjekte erhalten bleiben.

15.6.5 Kontrastmittel

Genügen die natürlichen Kontrastmechanismen nicht, so hat man die Möglichkeit, künstliche Kontrastverstärker einzusetzen. Besonders gut geeignet sind dafür paramagnetische Substanzen, d.h. Moleküle mit ungepaarten Elektronenspins. Diese beschleunigen die Relaxation der Protonen, welche beobachtet werden. Bei einem T_1 -gewichteten Bild werden damit Regionen mit hoher Konzentration der Kontrastmittel besonders intensiv dargestellt. Die Effizienz f eines Kontrastmittels wird durch die Änderung der Relaxationsrate T_1^{-1} bestimmt, normiert auf die Konzentration c , also

$$f_{T_1} = \frac{T_1^{-1}}{c}$$

und entsprechend für T_2 .

Zwei häufig eingesetzte Kontrastmittel sind Gadolinium und Eisenoxid. Beide sind paramagnetisch, die meisten Körpergewebe sind diamagnetisch, daher können sie den Kontrast je nach Konzentration im Gewebe stark beeinflussen.

Gadolinium besitzt 7 ungepaarte f-Elektronen (Elektronenkonfiguration: $[\text{Xe}]4f^7 5d^1 6s^2$) und ist daher stark paramagnetisch. Allerdings sind Gd-Ionen sehr giftig, da ihr Ionenradius fast gleich ist wie der von Ca^{2+} . Dadurch kann Gd^{3+} Ca^{2+} verdrängen und dadurch Zellatmung, Muskelkontraktion oder Blutgerinnung stören. Es muss deshalb bei Verwendung als Kontrastmittel durch Liganden unschädlich gemacht werden. Die Liganden können außerdem so gewählt werden, dass das verpackte Ion im Körper spezifisch an bestimmte Orte transportiert wird oder dass es unspezifisch verteilt wird. So verhindert die Größe des normalen Komplexes, zusammen mit der Ladung, dass das Gd die Blut-Hirn-Schranke schnell überwindet. Es sammelt es sich jedoch rapide in Bereichen an, wo auf Grund von Verletzungen die Blut-Hirn-Schranke durchbrochen ist.

Man kann als Ligand auch ein Lipid-Molekül verwenden, welches dafür sorgt, dass das Gd in Membranen eingebaut wird. In den meisten anderen Organen verschwindet es relativ schnell in den Extrazellulärraum und es wird nach einer *biologischen Halbwertszeit* von etwa 1.5 h wieder über die Nieren ausgeschieden. Spezifische Kontrastmittel existieren für Leber, Lymphknoten und Tumore.

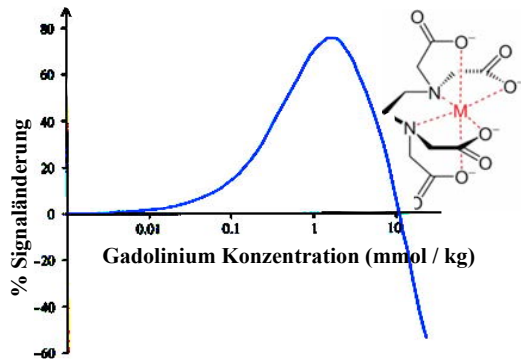


Abbildung 15.56: Signaländerung durch Gd als Funktion der Konzentration.

Gadolinium verkürzt sowohl T_2 als auch T_1 , aber in der normalen klinischen Praxis werden nur geringe Konzentrationen benutzt, so dass der größte Effekt ein kürzeres T_1 ist. Es gibt also kaum Signalverlust auf Grund von T_2 -Relaxation. Die Signalintensität von Gewebe, das Gadolinium aufgenommen hat, ist in T_1 -gewichteten Bildern erhöht.

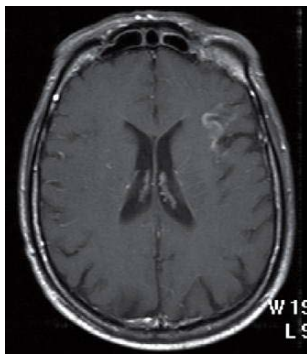


Abbildung 15.57: Diagnose eines Hirnschlags mit Gd als Kontrastmittel.

Abb. 15.57 zeigt eine typische Anwendung. Die "Blut-Hirn-Schranke" schützt das Gehirn vor Krankheitserregern, Toxinen und Botenstoffen, indem sie

nur sehr selektiv bestimmte Stoffe durchlässt. Deshalb können die Gd-Komplexe, welche als Kontrastmittel verwendet werden, diese Schranke normalerweise nicht durchqueren. Bei einem Hirnschlag können die Endothelzellen, welche die Schranke bilden, beschädigt werden und das Kontrastmittel in das Gehirn eindringen. Dies ist in Abb. 15.57 sichtbar.

Eisenoxid-Nanopartikel sind super-paramagnetisch. Sie werden mit Kohlenhydrat ummantelt und als Partikel-Suspension injiziert. Eine häufig verwendete Abkürzung ist SPIO - Super Paramagnetic Iron Oxide. Wie Gadolinium werden sie über das Gefäßsystem verteilt, aber auch von bestimmten Zellen aufgenommen. Die Anlagerung erfolgt bevorzugt in normalem Gewebe der Leber und Milz.

SPIO sind um ein Vielfaches größer als Gadolinium-Komplexe, daher wirkt die lokal verursachte Inhomogenität über ein Vielfaches des Partikelvolumens. T_1 , T_2 und T_2^* werden reduziert. Allerdings werden nur sehr kleine Konzentrationen von SPIO benutzt, so dass Gewebe mit einer hohen Konzentration in T_2 oder T_2^* -gewichteten Bildern genügend in ihrer Intensität reduziert werden, aber der Signalverlust nicht zu groß ist.

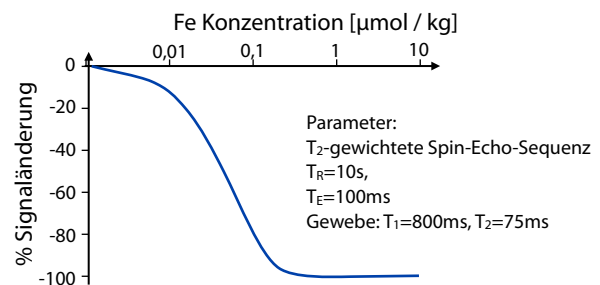


Abbildung 15.58: Signaländerung durch Eisenoxid-Partikel als Funktion der Konzentration.

Eisenoxid-Partikel wurden vor allem für Untersuchungen der Leber verwendet, konnten sich aber in der Praxis nicht durchsetzen.

15.7 Der k-Raum

15.7.1 k-Raum und Messsignal

Genau wie in der Festkörperphysik können auch in der MRT viele Rechnungen leichter im Impulsraum statt im Ortsraum durchgeführt werden. Dieser bietet auch in vielen Fällen einen intuitiv nützlichen Zugang zum Verständnis eines Experiments.

Wie bereits diskutiert, berechnet sich die Phase der Magnetisierung aus

$$\phi = \gamma \int dt G_{\alpha}(t) \alpha = k_{\alpha} \alpha \quad \alpha = \{x, y, z\}.$$

Eine Sequenz von Gradientenpulsen $G_{\alpha}(t)$ erzeugt somit eine Funktion

$$k_{\alpha}(t) = \gamma \int dt G_{\alpha}(t).$$

Diese hat die Dimension einer inversen Länge und kann als reziproker Raum interpretiert werden.

Für ein zweidimensionales Schnittbild berechnet sich das Messsignal als

$$S(k_x, k_y) = \iint dx dy M_T(x, y) \cdot e^{-i[k_x(t) \cdot x + k_y(t) \cdot y]},$$

mit $k_{x,y} = \gamma \int dt G_{x,y}(t)$. Offenbar ist das Messsignal die zweidimensionale Fouriertransformierte der gesuchten transversalen Magnetisierungsdichte M_T . Diese erhält man durch Rücktransformation:

$$M_T(x, y) = \iint dk_x dk_y S(k_x, k_y) e^{i[k_x x + k_y y]}.$$

15.7.2 Datenaufnahme

Pragmatisch kann der k -Raum als Speicher im Computer angesehen werden, der die Rohdaten enthält. Ein einzelner Scan, bei dem ein konstanter Auslesegradient anliegt, entspricht einer Zeile im k -Raum. Liegt der Auslesegradient in x -Richtung an, so variiert k_x während der Auslesezeit wie

$$k_x(t_2) = \gamma \int_0^{t_2} dt G_x(t) = \gamma G_x t_2,$$

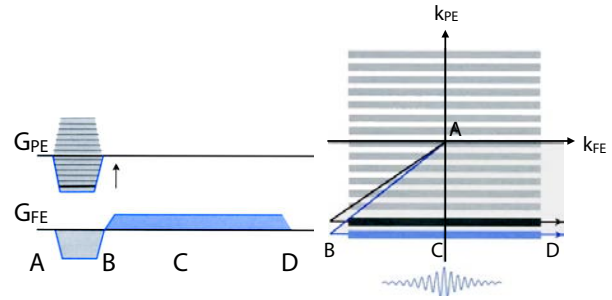


Abbildung 15.59: Datenaufnahme im k -Raum.

wobei die zweite Umformung für einen konstanten Gradienten gilt.

Im gewöhnlichen Spin-Echo Experiment werden zunächst ein negativer G_x und G_y -Gradient geschaltet, so dass man zur linken unteren Ecke des k -Raums gelangt. Danach wird eine Zeile des ausgelesen. Im nächsten Scan wird der Phasenkodiergradient um einen bestimmten Betrag inkrementiert und die nächste Zeile ausgelesen. Damit gelangt man jeweils zum nächsten k_y -Wert. Somit wird die Datenmatrix im k -Raum zeilenweise aufgefüllt.

Bei der Bildrekonstruktion wird für jede Dimension die Ortsinformation aus der Überlagerung einer endlichen Reihe von periodischen Funktionen erhalten, deren Periode ein ganzzahliges Vielfaches einer Grundfrequenz ist. Deshalb ist das Bild selber periodisch. Man interessiert sich jedoch nicht für diese Periodizität, sondern schränkt den Bildbereich ein auf eine Periode, das “Field Of View” (FOV). Die Breite dieses Bereiches ist gegeben durch das Inkrement im k -Raum,

$$\text{FOV} = \frac{1}{\Delta k}.$$

Je mehr Werte im k -Raum gemessen werden, desto höher sind die räumlichen Frequenzen, welche zum Bild beitragen, d.h. desto höher wird die räumliche Auflösung des Bildes. Sie ist demnach gegeben durch

$$\Delta x = \frac{1}{k_{\max}}.$$

Das Gleiche gilt in 2 Dimensionen, jeweils für jede Dimension unabhängig von der anderen: $\text{FOV}_{x,y} =$

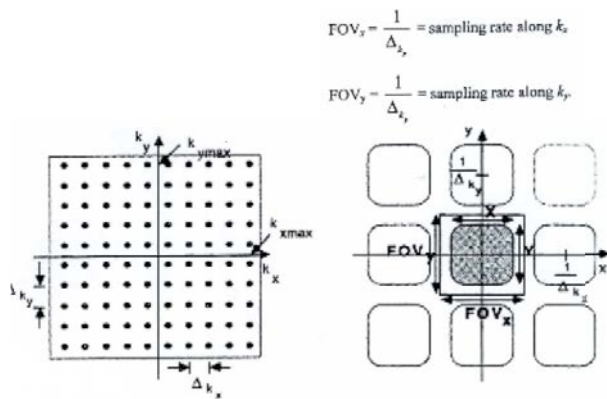


Abbildung 15.60: Digitalisierung im k -Raum und Ortsraum.

$\frac{1}{\Delta k_{x,y}}$, wobei $\Delta k_{x,y}$ den jeweiligen Pixelabstand im k -Raum angibt und FOV (=Field Of View) die Bildgröße darstellt. Auf Grund der digitalen Datenerfassung im k -Raum ist das rekonstruierte Objekt im direkten Raum periodisch. Man beschränkt die Visualisierung normalerweise auf den Bereich im Zentrum, welcher die gesamte Information enthält. Hat man jedoch die experimentellen Parameter nicht optimal gewählt, so wird das Objekt durch das FOV geschnitten und zurückgefaltet.

15.7.3 Informationsgehalt und k -Raum

Grundsätzlich ist die Bildinformation über den gesamten k -Raum verteilt, allerdings nicht gleichmäßig. Die Daten in der Mitte des k -Raumes haben tiefe Orts-Frequenzen und enthalten Information über das SNR und den Kontrast des Bildes, allerdings keine Details.

Dies ist in der oberen Hälfte von Abb. 15.61 dargestellt: Ein Bild, das aus diesem Bereich des k -Raumes rekonstruiert wird, sieht verwaschen aus. Andererseits hat man durch die Reduktion des Signals auf einen kleinen Bereich (z.B. 2% im k -Raum) 98% des Rauschens eliminiert, da dieses gleichmäßig über den k -Raum verteilt ist, während das Signal im Zentrum des k -Raums konzentriert ist.

Die Daten am Rand des k -Raumes mit den hohen Orts-Frequenzen enthalten Informationen über feine Strukturen. Sie sind deshalb wichtig für eine hohe

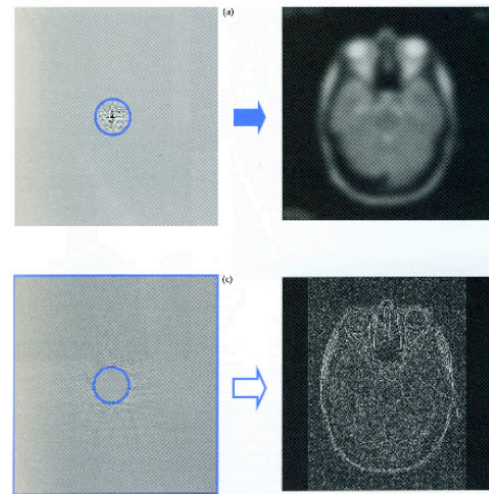


Abbildung 15.61: Oben: Das Zentrum des k -Raumes enthält die niedrigen Frequenzen. Das Tiefpass-gefilterte Bild hat hohes SNR und niedrige Auflösung. Unten: Bild mit Hochpassfilter.

Ortsauflösung. Sie liefern nur einen geringen Beitrag zur Gesamtintensität, da bei hohen k -Werten die Spins weitgehend dephasiert sind, aber ihr Beitrag zur Rauschleistung ist ebenso groß wie der eines entsprechend großen Bereichs aus dem Zentrum des k -Raums. Je größer der Bereich des k -Raums, den man berücksichtigt, desto geringer wird deshalb das Signal-zu-Rausch Verhältnis.

15.8 Artefakte

15.8.1 Prozessierung

Die ersten MRI-Bilder wurden, ähnlich wie beim CT-Röntgen, über Rückprojektionsverfahren gewonnen. Die Fourier Technik, bei der man das Bild im direkten Raum über eine 2D Fourier-Transformation erhält, ist jedoch deutlich schneller und erzeugt weniger Artefakte. Sie erlaubt auch eine einfache Analyse von Signal-zu-Rausch Verhältnissen und digitaler Auflösung als Funktion der Anzahl Bildpunkte.

Zwischen der räumlichen Auflösung und dem Rauschen eines Bildes gibt es einen Zusammenhang.

Wenn man für eine gegebene Gesamt-Messzeit die räumliche Auflösung erhöht, dann führt dieses auch zu größerem Rauschen. Wie schon vorher erwähnt, ist die Benutzung höherer Magnetfelder eine Möglichkeit beides anzuheben (bei ansonsten gleichen Parametern).

Zusätzlich zur Fouriertransformation werden meist eine Reihe von digitalen Filtern bei der Datenrekonstruktion verwendet. Das wichtigste sind Filterfunktionen, welche einen Teil des k -Raumes stärker gewichten als einen anderen.

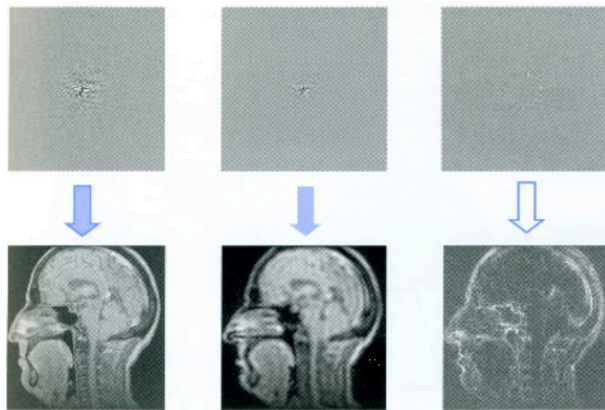


Abbildung 15.62: Hohe und tiefe Ortsfrequenzen.

Mit Ecken und Kanten zwischen zwei unterschiedlichen Gewebetypen sind immer hohe Ortsfrequenzen verbunden. Das kann in der Bildverarbeitung ausgenutzt werden, um die Grenzen zwischen gesundem und erkranktem Gewebe hervorzuheben. Im klinischen Alltag werden allerdings zur Zeit nur die ungefilterten Daten verwendet, da die Anwendung zweidimensionaler Filter eine gute Kenntnis der Folgen voraussetzt.

15.8.2 Arten von Artefakten

Ein Artefakt ist ein Teil des rekonstruierten Bildes, zu dem es in dem realen Bild keine Entsprechung gibt. Es gibt drei Gruppen von Artefakten bei der Bildgebung mit MRI. **Bewegungsartefakte** werden durch unwillkürliche oder physiologische Bewegung des Patienten hervorgerufen.

Dies führt zu Geister-Signalen entlang der Phasenkodierrichtung. **Inhomogenitätsartefakte** haben



Abbildung 15.63: Bewegungsartefakte: Atmung (links), Herzschlag (Mitte) und Verdauung (rechts).

ihren Ursprung in der Fehlerhaftigkeit der Geräte und in Suszeptibilitätseffekten innerhalb des Körpers. Als Folge können Intensitätsänderungen und Bildverzerrungen auftreten. **Digitale Bildartefakte** stammen von der Rekonstruktion des Bildes mit Hilfe der Fourier-Transformation und führen zu einer Vielzahl von Bildfehlern. Durch nichtideale Anregung und Filter bei der Detektion erhält man Partialvolumen- und Überlapp-Artefakte. Passen die Parameter der Pulssequenz nicht auf das vorgesehene FOV, so erhält man z.B. Phasenabtastr-Artefakte.

Artefakte können auch durch nicht kompensierte Spin-Evolution innerhalb von Pulssequenzen hervorgerufen werden. Gerade im Zusammenhang mit der Anwendung von Gradienten muss häufig die unerwünschte Dephasierung wieder kompensiert werden, sonst treten charakteristische Artefakte im Bild auf, auch wenn der Rest des Scanners ideal arbeitet.

15.8.3 Bewegungsartefakte

Einige der Bewegungsartefakte wie Atmung und Herzbewegung können durch geeignete **Triggerung** weitgehend umgangen werden.

Beginnt jeder Scan bei der gleichen Phase der periodischen Bewegung, so kann deren Effekt weitgehend unterdrückt werden.

Bei einer kontinuierlichen, zufälligen Bewegung wie der Verdauung ist dies nicht möglich. Eine Lösung besteht hier in der Verwendung verdauungshemmender Medikamente, die für 15-20 Minuten wirken, und der Anwendung extrem schneller Pulssequenzen.

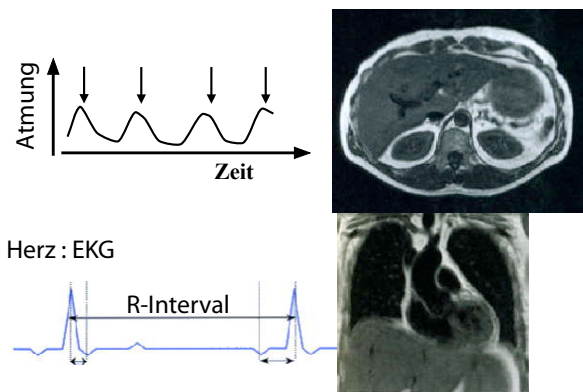


Abbildung 15.64: Triggerung auf Atmung (oben), resp. Herzschlag (unten).

15.8.4 Chemische Verschiebungs-Artefakte

Wie schon erwähnt, ist die Resonanzfrequenz von Fett um etwa 3.5 ppm relativ zum Wassersignal verschoben. Bei der Frequenzkodierung hat das zur Folge, dass das Fett an einer leicht entlang der Frequenzkodier-Achse verschobenen Position zu sein scheint. Die Verschiebung beträgt im Frequenzraum $\Delta\nu \propto B_0$, was im Ortsraum einer Verschiebung um

$$\delta x = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_x} = \frac{2\pi\Delta\nu}{\gamma G_x}$$

entspricht.

In der Richtung der Phasenkodierung arbeitet man üblicherweise mit einer konstanten Dauer t_1 . Die zusätzliche Phase aufgrund der chemischen Verschiebung $\Delta\nu$ beträgt dann immer

$$\Delta\phi = \Delta\nu t_1.$$

Sie ist also konstant und führt bei der Fouriertransformation nicht zu einer Verschiebung des Signals.

Im Bild kann eine Verschiebung um einige Pixel auftreten, die Diagnosen schwierig machen. Je nach Stärke der Verschiebung erscheint der Artefakt als helles oder dunkles Band auf der gegenüberliegenden Seite einer Struktur im Bild, oder sogar als 'ghost image'. Ohne Fettsättigung kann man das Problem teilweise umgehen, indem man eine höhere Empfängerbandbreite benutzt. Der Nachteil dabei ist aber ein geringeres SNR.

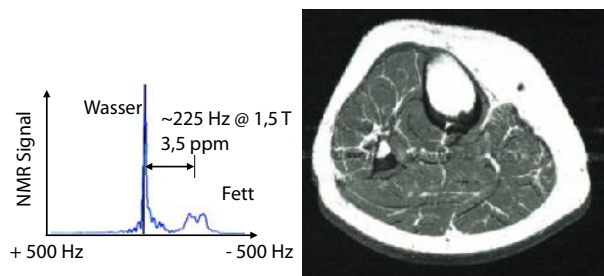


Abbildung 15.65: Chemische Verschiebungs-Artefakte.

15.8.5 Partialvolumen- und Überlapp-Artefakte

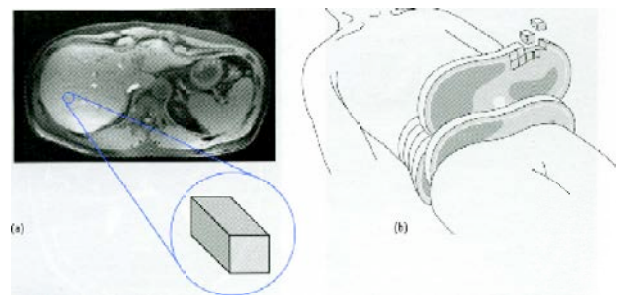


Abbildung 15.66: Pixel und Voxel.

Die dargestellten Signale sind in den meisten Fällen zweidimensionale Schnitte durch ein 3-dimensionales Objekt. Ein Bildpunkt (Pixel) entspricht einem Volumenelement (Voxel) des Objektes. Die Größenordnung eines typischen Voxels ist 1 mm · 1 mm · 1 mm bis 1 mm · 1 mm · 10 mm. Daher gibt es häufig unterschiedliche Gewebetypen in einem Voxel, das Signal kann nicht mehr einem Gewebe eindeutig zugeordnet werden. Die Lösung für dieses **Partialvolumen-Artefakt** ist, die Schichtdicke der Morphologie des Gewebes anzupassen. Allerdings sind diesem Vorgehen technische Grenzen gesetzt.

Außerdem werden bei der Anregung und teilweise auch die Abtastung jedoch nicht exakt quaderförmige Voxel angeregt. Bei Multi-Schicht-Verfahren, wo bei jedem Phasenkodier-Schritt mehrere Schichtsignale aufgenommen werden, führt dies zum Überlapp von Signalen von benachbarten Schichten. Das Gewebe in der Überlapp-Region kann zwischen den einzelnen Experimenten nicht vollständig relaxieren

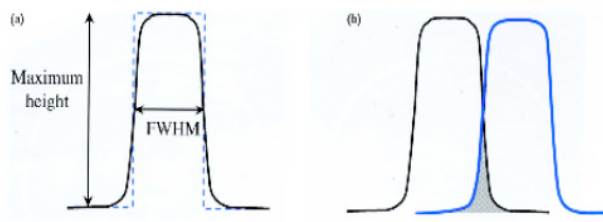
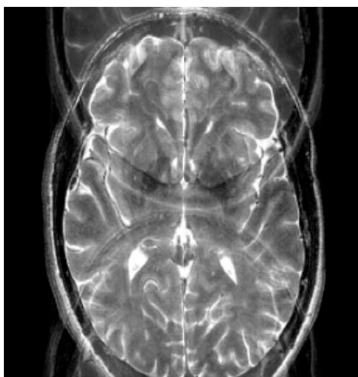


Abbildung 15.67: Partialvolumen-Effekt.

und eine reduzierte Signalintensität ist die Folge. Die Ursache für die Anregung von Gewebe in der Überlapp-Region zweier Schichten sind nichtideale RF-Pulse, die zu einer nicht-rechteckigen Anregung im Frequenzraum führen. Daher werden die Schichten immer mit einem gewissen Abstand voneinander aufgenommen. Treten die **Überlapp-Artefakte** trotzdem auf, so muss ein größerer Schichtabstand zwischen benachbarten Schichten eingestellt werden.

15.8.6 Phasenabtastungs-Artefakte

Ganz allgemein werden auch Signale, die außerhalb des gewählten FOV liegen, angeregt und detektiert. Das führt zu einem Hineinfalten dieser Signale in das Bild. In der Frequenzkodierichtung kann dieses Problem einfach umgangen werden, indem die Abtastrate hoch genug gewählt wird.


Abbildung 15.68: $N/2$ -Ghost.

In Phasenkodierichtung hingegen wäre das Verdoppeln der Abtastrate mit einer Verdoppelung der Messzeit verbunden und ist daher nicht immer mög-

lich oder erwünscht. Eine andere Möglichkeit ist hier, die Signale außerhalb des FOV zu sättigen oder das FOV geeignet zu vergrößern, was aber zu einer Reduzierung der Auflösung führt.

15.8.7 Metall-Artefakte, Suszeptibilitäts-Artefakte

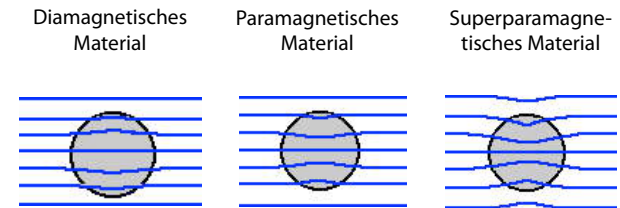


Abbildung 15.69: Suszeptibilitäts-Artefakt.

Sprünge in der Suszeptibilität führen zu Verzerrungen des Magnetfeldes und damit zu scheinbaren Verformungen und reduziertem Signal. Metalle in der abzubildenden Region führen zu einer Region ohne Signal mit einer Kante aus hoher Signalintensität und geometrischen Verzerrungen. Suszeptibilitätssprünge in benachbarten Geweben führen zu ähnlichen Auswirkungen, die aber subtiler und daher eventuell für die Diagnostik schlimmer sein können.

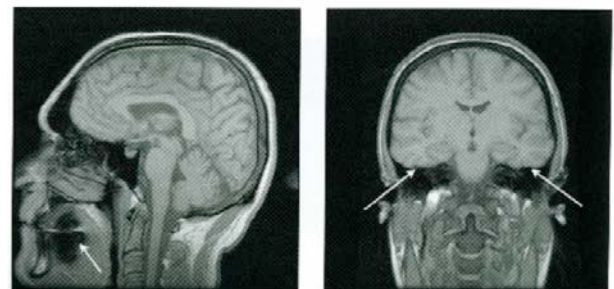


Abbildung 15.70: Suszeptibilitäts-Artefakt.

Durchschläge der RF-Spule während der Bildaufnahme können zu Punktarfakten im k-Raum führen. Wegen der Periodizität sowohl im k- als auch im Orts-Raum hat dies Artefakte zur Folge, die über das gesamte Bild verteilt sind. Sie sind normalerweise leicht zu korrigieren, wenn diese Artefakte identifiziert worden sind.

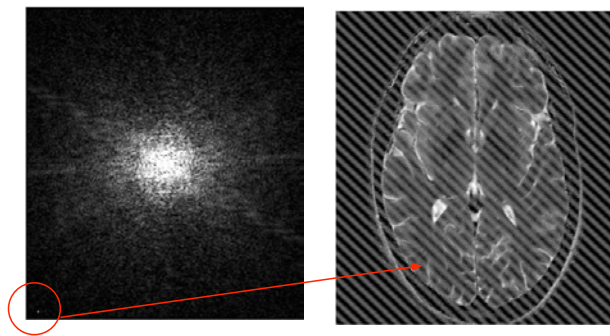


Abbildung 15.71: Punktartefakte.

15.9 Pulssequenzen und Anwendungen

15.9.1 Spin-Echo-Sequenz

Die konventionelle Spin-Echo-Sequenz (→ Kap. 15.4.6) liefert die beste Bildqualität und sie kann deshalb als Referenzpunkt verwendet werden.

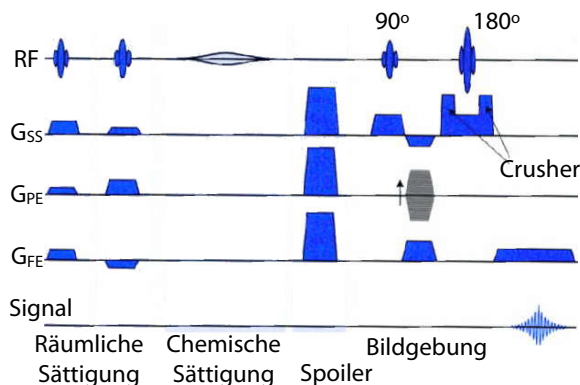


Abbildung 15.72: Spin-Echo-Sequenz.

Ihr können verschiedene Module vorgeschaltet werden, die der räumlichen Sättigung bei Phasenabstastungs-Artefakten, oder der Fettsignal-Unterdrückung dienen. Außerdem gibt es die schon erwähnten Präparationsverfahren zur Kontrastverbesserung.

Die Messdauer für ein Experiment mit dieser Sequenz ist allerdings recht lang, da eine Messung aus einer großen Zahl von einzelnen Experimenten besteht, wobei zwischen jedem Phasenkodier-

schritt genug Zeit vergangen sein muss, damit sich die Gleichgewichts-Magnetisierung aufbauen kann. Diese Zeit ist durch die biophysikalischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt und kann nicht ohne weiteres verändert werden.

Aus diesem Problem heraus wurde eine schier unüberschaubare Menge von Pulssequenzen entwickelt. Die Hauptideen für die Lösung des Zeitproblems sind **parallele Datenaufnahme** verschiedener Datenzeilen wie das *Turbo-Spin-Echo* und eine Anregung der Kernspins mit nur kleinen Flipwinkeln statt 90°-Pulsen und einer Refokussierung mit Hilfe von Gradienten, um ein Echo zu bekommen. Das führt zu einer weiteren Familie von Pulssequenzen zusätzlich zu denen, die auf dem Spin-Echo aufbauen: den **Gradienten-Echo-Verfahren**.

15.9.2 Gradientenecho und Wiederholrate

Bei den Gradienten-Echo-Verfahren findet die Rephasierung der Kernspins nach der Anregung durch einen Gradienten statt, an Stelle des 180°-Pulses.

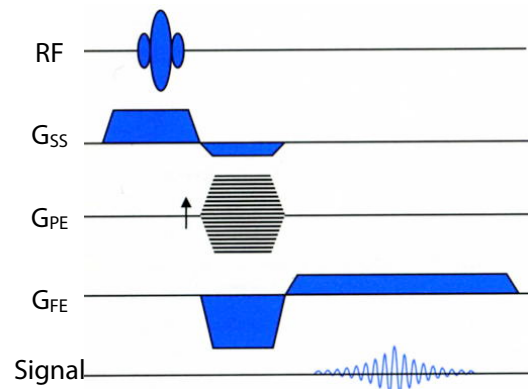


Abbildung 15.73: Gradienten-Echo.

Da man hier kleine Flipwinkel bei der Anregung benutzen kann, hat man einen Geschwindigkeitsvorteil, weil kurze Repetitionszeiten T_R möglich werden. Kleine Flipwinkel β erzeugen zwar weniger transversale Magnetisierung ($M_{xy} \propto \sin \beta \sim \beta$), lassen aber auch mehr longitudinale Magnetisierung übrig für den nächsten Anregungspuls:

$$M_z \propto \cos \beta \sim 1 - \beta^2/2.$$

Ein Puls mit Flipwinkel 6° , z.B., erzeugt 10% des maximalen Signals, reduziert aber die longitudinale Magnetisierung nur um 1%.

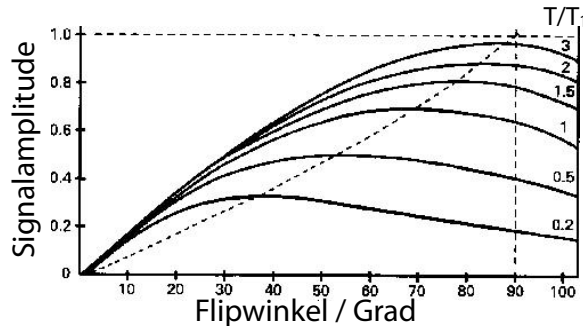


Abbildung 15.74: Optimaler Winkel für die Anregungspulse.

Den optimalen Winkel für die Anregung kann man aus dem Verhältnis von Relaxations-Wartezeit zur longitudinalen Relaxationszeit berechnen: er beträgt

$$\cos \beta = e^{-T_R/T_1},$$

d.h. bei kurzen Wiederholungszeiten wird der optimale Winkel sehr klein. Auf dieser Optimierung basiert die *FLASH* Technik. Das Akronym steht für "Fast Low-Angle SHot".

Praktisch muss man dafür sorgen, dass vor jedem Experiment der gleiche Zustand herrscht. Daher schaltet man eine Reihe von RF-Pulsen dem eigentlichen Experiment voraus, um diesen Gleichgewichtszustand zu erreichen, wo die Erholung nach T_R den Effekt der Kleinwinkel-Anregung genau ausgleicht. Bei Gradienten-Echo-Verfahren kann man T_2^* , T_1 - und Protonen-Gewichtung anwenden. In einigen Fällen ist sogar eine T_2 -Gewichtung anwendbar.

15.9.3 Schnelle Bildgebung

Die konventionelle Spin-Echo-Sequenz hat zwar die beste Bildqualität, ist aber für viele praktische Zwecke zu langsam. Der Grund dafür ist, dass zwischen jedem Phasenkodierschritt genug Zeit vergangen sein muss, damit sich die Gleichgewichtsmagnetisierung aufbauen kann. Diese Zeit ist durch

die biophysikalischen Eigenschaften des Gewebes bestimmt und kann nicht ohne weiteres verändert werden. Aus diesem Problem heraus wurde eine schier unüberschaubare Menge von Pulssequenzen entwickelt.

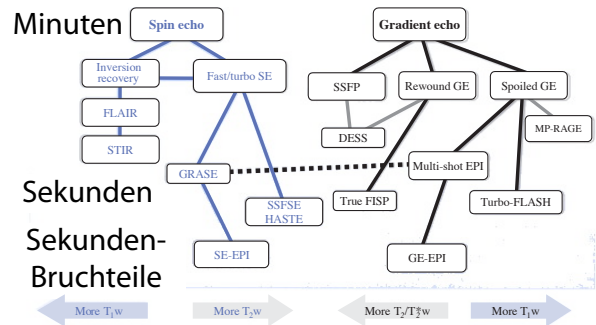


Abbildung 15.75: Übersicht über den Zusammenhang verschiedener Pulssequenzen.

Die Hauptideen für die Lösung des Zeitproblems sind **parallele Datenaufnahme** verschiedener Datenzeilen wie das *Turbo-Spin-Echo* und eine Anregung der Kernspins mit nur kleinen Flipwinkeln statt 90° -Pulsen und einer Refokussierung mit Hilfe von Gradienten, um ein Echo zu bekommen. Das führt zu einer weiteren Familie von Pulssequenzen zusätzlich zu denen, die auf dem Spin-Echo aufbauen: den **Gradienten-Echo-Verfahren**.

Trotz der Vielzahl von Pulssequenzen gibt es im Wesentlichen nur die drei schon bekannten **Kontrastmechanismen**: T_1 -, T_2 - und Protonendichtegewichtung.

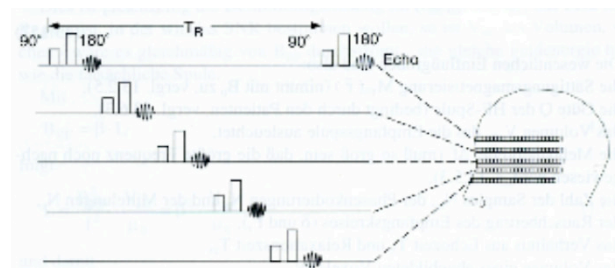


Abbildung 15.76: Multi-Slice Spin-Echo Sequenz.

Davon gibt es eine Reihe von Varianten, welche z.B. die Messzeit reduzieren, indem sie die lange War-

tezeit zwischen zwei aufeinander folgenden Phasenkodierschritten nutzen: Die Magnetisierung im System ist zum Ende des Echo-Signals nicht endgültig verschwunden, sie ist lediglich dephasiert. Sie kann deshalb mit einem weiteren Refokussierungspuls zurückgeholt werden. Beim Multi-Spin-Echo Experiment verwendet man deshalb eine ganze Reihe von Refokussierungspulsen, um weitere Echos zu erzeugen, welche ebenfalls zum Signal beitragen. Das funktioniert nur so lange, wie der T_2 -Signalabfall eine vernünftige Detektion zulässt, ist aber trotzdem im Allgemeinen ein enormer Zeitgewinn.

Inzwischen wurden viele Techniken entwickelt, die es erlauben, in kurzer Zeit vollständige Bilder aufzunehmen. Zu den populärsten gehört *EPI*=Echo Planar Imaging. Hierbei verwendet man die Tatsache, dass das Signal (d.h. die transversale Magnetisierung) nach dem Echo noch nicht verloren ist, sondern lediglich im Feld des Gradienten defokussiert. Man kann es durch Umkehrung des Gradienten wieder refokussieren und ein neues Echo erzeugen.

EPI: Echo-Planar-Imaging

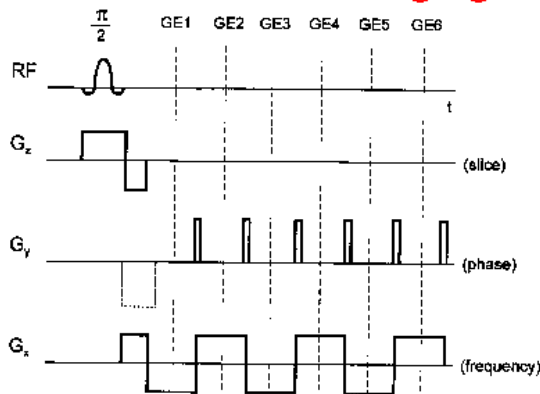


Abbildung 15.77: EPI Sequenz.

Damit kann eine ganze Reihe von Zeilen im k -Raum in einem einzelnen Experiment gefüllt werden. Jeder (kurze) G_y -Gradientenpuls entspricht einem Schritt nach oben im k -Raum.

Flash:

Weitere Sequenzen für die schnelle Bildgebung sind GRASE und RARE.

15.9.4 Beispiele

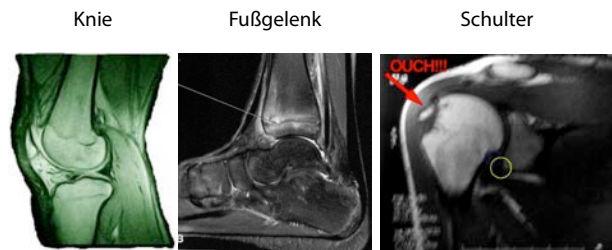


Abbildung 15.78: Beispiele für MRI Bilder.

Klassische Anwendungsgebiete der MRI sind in erster Linie Weichteile, wie z.B. das Gehirn, aber auch Bänder und Sehnen.

15.10 Weitere Anwendungen

15.10.1 Diffusion

Man kann die Bildgebungsparameter so einstellen, dass nicht nur statische, sondern auch dynamische Parameter untersucht werden können. Ein weiterer wichtiger Faktor, der zu Gewichtung in MRT-Bildern verwendet werden kann, ist die Diffusion. Ihre medizinische Bedeutung liegt z.B. in der Möglichkeit, über die Diffusion von Wasser in Nervenzellen den Verlauf von Faserbündeln im Gehirn und damit Verbindungen zwischen Gehirnregionen zu verfolgen. Zur Beschreibung der Diffusion kann man die Bloch-Gleichung um einen Diffusionsterm erweitern. Die erweiterte Gleichung

$$\frac{dM_{xy}}{dt} = i\gamma\vec{G} \cdot \vec{r}M_{xy} - \frac{M_{xy}}{T_2} + D\vec{\nabla}^2 M_{xy}$$

wird als Bloch-Torrey Gleichung bezeichnet.

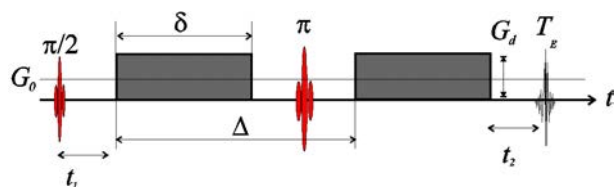


Abbildung 15.79: Stejskal-Tanner Sequenz für die Diffusionsmessung.

Eine Diffusionsgewichtung erhält man z.B., indem man zwei Gradientenpulse in einem zeitlichen Abstand Δ anlegt. Legt man diese mit entgegengesetzter Amplitude an, oder mit gleicher Amplitude und dazwischen einen Refokussierungspuls, so kompensiert der zweite Gradientenpuls gerade die Dephasierung durch den ersten Gradientenpuls - sofern die Spins sich nicht bewegen. Bewegen sie sich während der Zeit Δ jedoch entlang der Richtung des Gradienten, so wird diese Kompensierung unvollständig und das Signal ist reduziert. Aus der Signalabnahme kann man den Diffusionskoeffizienten bestimmen.

Das Experiment kann auch benutzt werden, um anisotrope Diffusion zu messen, indem man die Gradientenpulse in unterschiedlichen Richtungen anlegt. Daraus erhält man einen Diffusionstensor. Wird das Experiment noch räumlich aufgelöst durchgeführt, so erhält man "diffusion-tensor imaging" (DTI). Dies wird vor allem im Gehirn verwendet, um den Verlauf von Nervenbahnen zu untersuchen: Entlang eines Neurons ist die Diffusion sehr viel schneller als senkrecht dazu.

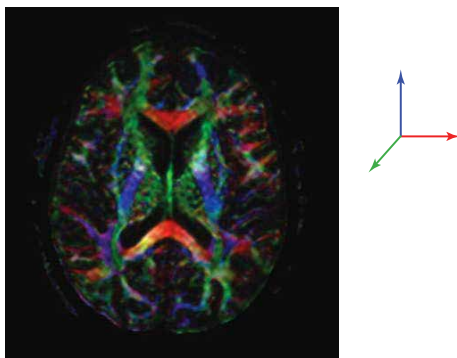


Abbildung 15.80: Messung der Diffusionsanisotropie im Gehirn. Die Farben codieren die Richtung, die Helligkeit die Anisotropie der Diffusion.

In der Hirnforschung hat die Messung der Diffusionsanisotropie wichtige Anwendungen gefunden. Sie erlaubt z.B. die Messung der Richtung von Faserbündeln und damit Konnektivitäten im Gehirn.

Diffusionsmessungen können bei Schlaganfall irreversibel geschädigte Gehirnbereiche anzeigen. Perfusionmessungen können Bereiche markieren, in denen die Schäden reversibel sind. Der Vergleich

zwischen diesen beiden Modalitäten ist extrem wichtig für die Behandlung von Schlaganfallpatienten.

15.10.2 Fluss-Bildgebung

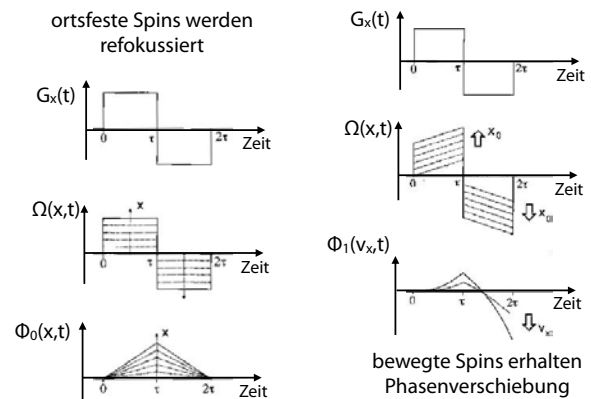


Abbildung 15.81: Fluss-Bildgebung.

Bewegen sich die Spins nicht zufällig, sondern mit einer konstanten Geschwindigkeit, so erhält man nicht nur eine Abschwächung des Signals, sondern auch eine Phasenverschiebung.

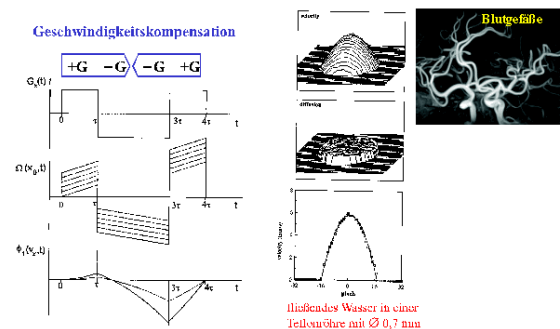


Abbildung 15.82: Unterscheidung zwischen diffusiver und gerichteter Bewegung.

Ersetzt man den bipolaren Gradienten durch einen symmetrischen, wie in Abb. 15.82 gezeigt, so wird der Effekt einer konstanten Geschwindigkeit kompensiert und es bleibt nur der Effekt der Diffusion. Mit dieser Erweiterung ist es somit möglich, zwischen diffusiven und gerichteten Bewegungsprozessen zu unterscheiden.

15.10.3 Angiographie

Angiographie bezeichnet Messungen von Blutfluss, vor allem in Arterien. Es existieren verschiedene Methoden, um Blutgefäße sichtbar zu machen. Dazu gehören spezielle Pulssequenzen wie auch Kontrastmittel.

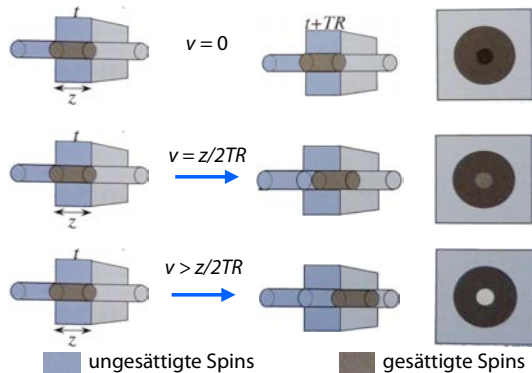


Abbildung 15.83: Prinzip der TOF-Angiographie.

Bei der 'time-of-flight' (TOF) Methode wird das Signal kurz vor der Bildgebungssequenz gesättigt. Man erhält dann nur von den Bereichen ein Signal, bei denen frisches Blut in das abzubildende Volumen einströmt.



Abbildung 15.84: Angiographie mit Gd als Kontrastmittel.

Gd-basierte Kontrastmittel können verwendet werden, um die T_1 -Zeit im Blut zu reduzieren und dadurch Blutgefäße sichtbar zu machen.

Kurze Injektionen von Kontrastmitteln wie Gd können auch genutzt werden, um die Blutzirkulation zu verfolgen.

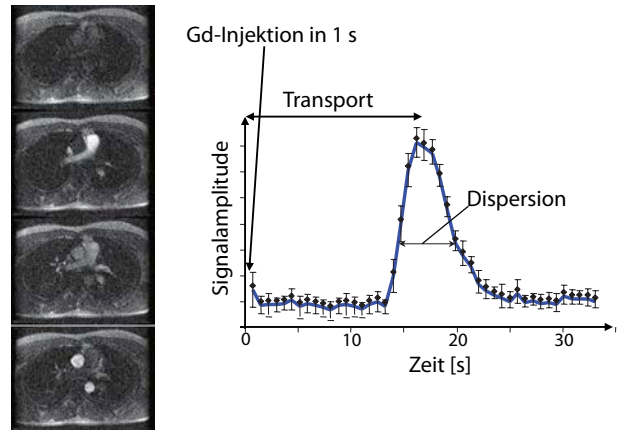


Abbildung 15.85: Messung der Blutzirkulation durch Injektion von Gd.

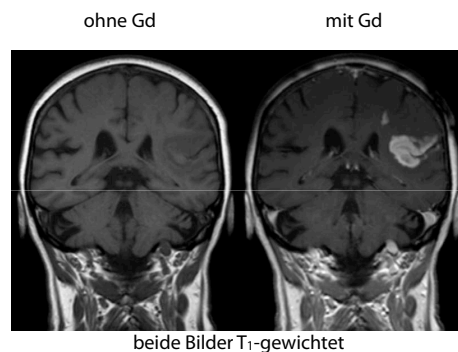


Abbildung 15.86: Messung eines Schlaganfalls mit Gd als Kontrastmittel.

15.10.4 Schlaganfall

Eine Anwendung, die zunehmend wichtiger wird, ist die Diagnose von Gehirnblutungen. Diese können mit Hilfe von Gadolinium-basierten Kontrastmitteln diagnostiziert werden. Im gesunden Gehirn können diese die Blut-Hirn Schranke nicht überwinden, aber bei beschädigten Blutgefäßen fällt diese Schranke aus. Damit wird der geschädigte Bereich sichtbar.

15.10.5 Mammographie

MRI kann zur Krebs-Früherkennung verwendet werden, z.B. bei Brustkrebs. In diesem Fall verwendet man Gd-chelat als Kontrastmittel.

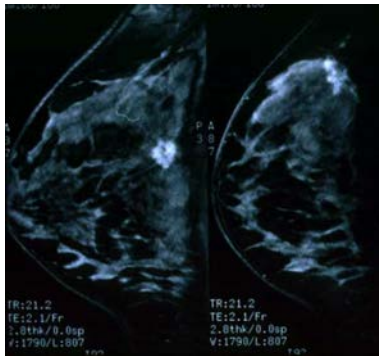


Abbildung 15.87: Mammographie mit einem Gd-Chelat als Kontrastmittel.

15.10.6 Funktionelle Bildgebung (fMRI)

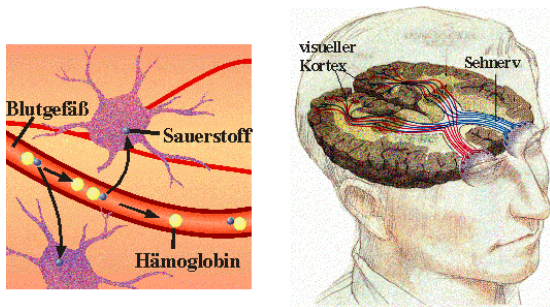


Abbildung 15.88: BOLD-Effekt und Verlauf der Sehnerven.

Bei der funktionellen Bildgebung (fMRI) konzentriert man sich auf die Änderungen des MRI-Signals als Funktion von bestimmten Aktivitäten (z.B. geistige Tätigkeiten, Erkennung etc.). So kann man beobachten wie "das Gehirn funktioniert".

Die Grundlage dafür ist der BOLD-Effekt: Blood-Oxygen-Level-Dependent MRI. Die Hämoglobin-Moleküle, die keinen Sauerstoff gebunden haben, sind paramagnetisch, während diejenigen mit Sauerstoff diamagnetisch sind. Eine Änderung der Besetzung aufgrund von Sauerstoffverbrauch, resp. die damit verbundene Überreaktion des Körpers, verringert die Homogenität des Magnetfeldes und führt dadurch zu einer Reduktion des Signals.

Je nach Tätigkeit werden sehr unterschiedliche Bereiche des Gehirns aktiviert.

Abb. 15.91 zeigt als Anwendungsbeispiel, wie sich

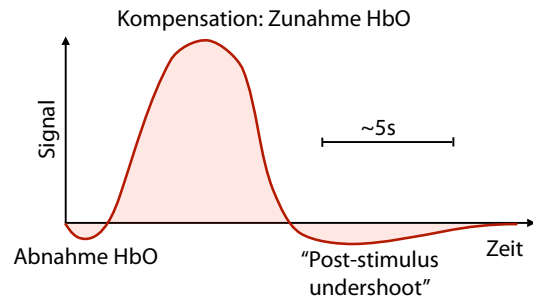


Abbildung 15.89: Zeitabhängigkeit des BOLD-Effekts.

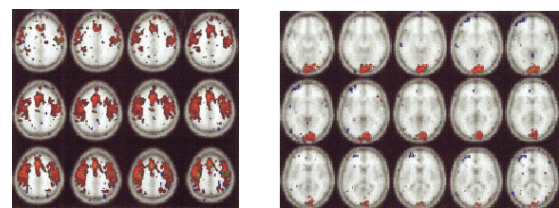


Abbildung 15.90: fMRI Bilder von Probanden mit manueller Aktivität (links) und bei der Betrachtung eines Schachbrettes (rechts).

die Funktion von Gehirnregionen verschieben kann. In diesem Patienten hat eine Läsion (grauer Bereich) dazu geführt, dass die entsprechenden Funktionen von anderen Gehirnregionen übernommen werden mussten. Dadurch wurden alle Bereiche in der linken Hemisphäre etwas nach hinten verschoben, was durch den Vergleich mit der rechten Hirnhälfte erkennbar ist.

15.10.7 In Vivo Spektroskopie

Selektive Anregung eines Voxels, kombiniert mit Beobachtung unter freier Präzession ermöglicht die Untersuchung physiologischer Prozesse im aktiven Organismus.

Auf Grund der Empfindlichkeit kann spektroskopische Information am leichtesten bei der ^1H NMR gewonnen werden. Allerdings ist hier der Bereich der chemischen Verschiebung und damit die erreichbare Information relativ gering. In Abb. 15.92 sind die wichtigsten Marker-Moleküle für spektroskopi-

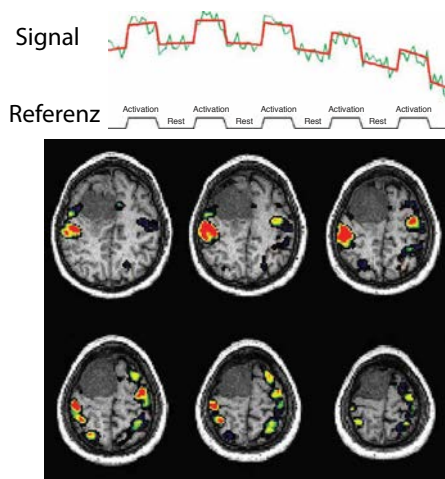


Abbildung 15.91: Verschiebung von Gehirnregionen auf Grund einer Schädigung.

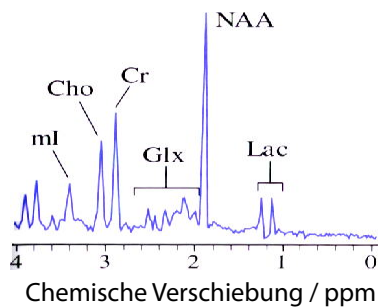


Abbildung 15.92: Protonenspektrum der wichtigsten Moleküle für die in Vivo Spektroskopie des Gehirns.

sche Untersuchungen am Gehirn dargestellt. So kann Laktat als Marker für sterbende oder tote Zellen verwendet werden; myo-Inositol findet man vor allem wenn Myelin-Scheiden abgebaut werden, wie z.B. bei Alzheimer-Patienten.

Ebenfalls gern verwendet wird ^{31}P : die Empfindlichkeit ist noch relativ hoch, und der Bereich der chemischen Verschiebungen ist deutlich größer als bei den Protonen. Phosphor ist z.B. interessant für die Beobachtung von ATP und ADP.

15.10.8 Heterokerne

Die ^1H Wasserstoffkerne sind bei weitem die wichtigsten Kerne für die medizinische Bildgebung, vor

allem auf Grund ihrer relativ hohen Empfindlichkeit. Alle anderen Kerne kommen in deutlich geringeren Konzentrationen vor und haben auch ein geringeres gyromagnetisches Verhältnis, so dass ihre Empfindlichkeit teilweise um Größenordnungen schlechter ist. Allerdings gibt es trotzdem einzelne Anwendungen, bei denen sie mit Vorteil eingesetzt werden.

Kohlenstoff kommt im Körper relativ häufig vor. Allerdings besteht natürlicher Kohlenstoff zu 99% aus ^{12}C mit Kernspin $I = 0$ und ist damit nicht für die magnetische Resonanz zugänglich. ^{13}C mit Kernspin $I=1/2$ hat eine natürliche Häufigkeit von 1,1 %, was für die meisten Anwendungen zu wenig Signal liefert. Eine Anreicherung ist für in-vivo Anwendungen zu teuer. Allerdings kann man bei bestimmten Anwendungen die Signale durch Hyperpolarisation um einige Größenordnungen erhöhen und damit relevante Aussagen erhalten. Dabei muss eine entsprechende Probe, meist durch Injektion in den Körper eingebracht werden. Diese Moleküle stehen dann für eine einzige Messung zur Verfügung, da die Hyperpolarisation nur außerhalb des Körpers erzeugt werden kann. Ein Vorteil dieser Messung liegt darin, dass sie praktisch hintergrund-frei ist, da die körpereigenen Moleküle keinen messbaren Signalbeitrag liefern.

15.10.9 Hyperpolarisierte Edelgase

Zur Abbildung der Lunge kann man Gase verwenden. Am Besten dafür geeignet ist ^3He : es hat einen Kernspin und wird vom Gewebe kaum aufgenommen. Allerdings ist die Spindichte von Gasen im Normalfall zu gering, um ein brauchbares Bild zu erhalten.

Man kann dies kompensieren, indem man über optisches Pumpen die Polarisation der Spins um mehrere Größenordnungen erhöht und damit das Signal entsprechend verstärkt.

Damit kann man z.B. feststellen, welche Bereiche der Lunge mit Gas gefüllt werden, resp. welche (z.B. bei einem Raucher) nicht mehr zugänglich sind.

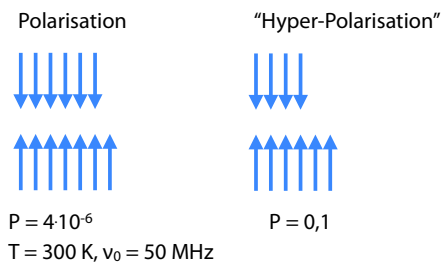


Abbildung 15.93: Thermisch polarisierte Spins (links) und hyperpolarisierte Spins (rechts).

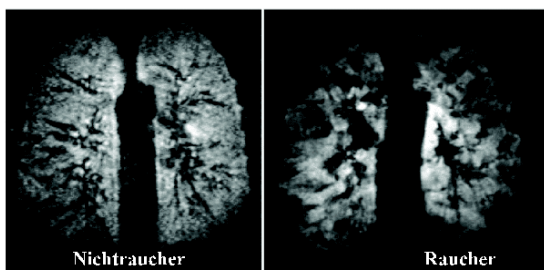


Abbildung 15.94: Vergleich der Lungen von Raucher und Nichtraucher.

15.10.10 Nichtmedizinische Anwendungen

Bildgebende NMR wird nicht nur in der Medizin verwendet, sondern auch in vielen anderen Bereichen. Die Figur zeigt als Beispiel einen fallenden Wassertropfen, bei dem MRI-Techniken verwendet wurden, um die Form und die durch die Reibung mit der Luft induzierte Strömung im Inneren des Tropfens darzustellen.

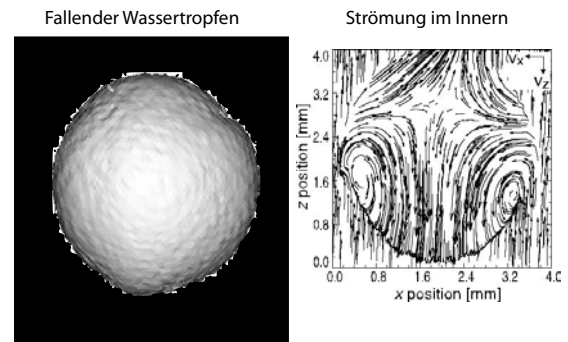


Abbildung 15.95: Links: MRI-Bild eines fallenden Wassertropfens; Rechts: Strömung im Innern des Tropfens [13].