

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Matthias Korn
aus Laubach

Tag der mündlichen Prüfung: 06. Mai 2009

**Spulenkonzepete zur
schnellen und bewegungskompensierten
MR-Bildgebung von Kleintieren**

Gutachter: Prof. Dr. Peter Bachert
Prof. Dr. Uwe Oelfke

Spulenkonzepete zur schnellen und bewegungskompensierten MR-Bildgebung von Kleintieren

In dieser Arbeit wurden Hochfrequenzspulen für die Bildgebung von Kleintieren an klinischen Ganzkörper-Magnetresonanztomographen entwickelt. Hierzu wurden zunächst Einkanal-Solenoidspulen konzipiert und charakterisiert. Die Solenoide hatten zwei bzw. drei Windungen, die doppelt ausgeführt wurden, um eine bessere Homogenität des Empfangsprofils zu erzielen. Diese Spulen ermöglichen die Akquisition von Ganzkörperaufnahmen von Mäusen mit hohem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) und Homogenität über eine Länge von mindestens 6,3 cm.

Da für viele Bildgebungsexperimente eine schnelle Bildaufnahme essentiell ist, wurde im nächsten Schritt ein neuartiges Spulenkonzepete entwickelt, welches durch seine Geometrie die parallele Bildgebung in beliebigen Raumrichtungen ermöglicht. Ein Prototyp wurde aufgebaut und durch Bildgebungsexperimente am Phantom und am Kleintier charakterisiert. Bei Beschleunigungsfaktoren von $R = 2$ wich das SNR in allen drei Raumrichtungen weniger als 1% vom theoretisch maximalen SNR ab.

Zur Kompensation physiologischer Bewegungen durch das Selfgating-Verfahren, wird in dieser Arbeit erstmals eine Spule vorgestellt, die nur das Selfgating-Signal selektiv verstärkt und - durch Einsatz eines optischen Detuning-Verfahrens - gleichzeitig die homogene Ausleuchtung des Bildes erhält. *In-vivo*-Messungen am Kleintier zeigen eine Verstärkung des Selfgating-Signals um mindestens 40%.

Coil Concepts for Rapid and Motion-Compensated MR-Imaging of Small Animals

In this work radiofrequency-coils for the imaging of small animals in clinical whole-body MRI-systems were developed. Therefore in a first step single-channel solenoids were designed and characterized. The solenoids had two and three windings respectively, which were implemented as double wires to increase the homogeneity of the receive profile. These coils allow the acquisition of whole-body images of mice with high signal-to-noise ratio and homogeneity over a distance of at least 6.3 cm.

Since many imaging experiments require rapid image acquisition, in the next step a novel coil concept was developed, which, due to its geometry, enables parallel imaging in arbitrary directions. A prototype was assembled and tested on phantom and small-animal experiments. With an accelerating factor of $R = 2$, the difference of the SNR in all directions from the theoretical maximum, was less than 1%.

In order to compensate physiological motion by the self-gating technique, in this work a coil is presented for the first time, which selectively amplifies the self-gating signal, while - due to a optical detuning technique - preserving the homogeneous illumination of the image. *In vivo* experiments on a small animal show an amplification of the self-gating signal by at least 40%.

*Für meine Mutter
und meine Tante Elli*

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Magnetische Kernspinresonanz	5
2.1.1. Spins in einem konstanten Magnetfeld	5
2.1.2. Makroskopische Magnetisierung	7
2.1.3. Hochfrequenz-Anregung des Spinsystems	8
2.1.4. Relaxation	9
2.1.5. Echoformation	10
2.2. Signaldetektion	13
2.2.1. Aufbau der Empfangskette	13
2.2.2. Das MR-Signal	14
2.2.3. Räumliches Empfangsprofil	15
2.2.4. Rauschen	16
2.2.5. Signal-Rausch-Verhältnis	20
2.2.6. Abhängigkeit des SNR von der B_0 -Feldstärke	21
2.2.7. Impedanz	22
2.2.8. Detuning	24
2.2.9. Wechselseitige Impedanz	24
2.2.10. Phased-Array-Spulen	26
2.3. Magnetresonanzbildgebung	29
2.3.1. Bildgenerierung	29
2.3.2. Bildgebungssequenzen	32
2.3.3. Parallele Bildgebung	34
2.3.4. Bewegungskorrektur und Selfgating	35
2.4. Besonderheiten der Kleintierbildgebung	36
3. Material und Methoden	39
3.1. Spulencharakterisierung	39
3.1.1. Netzwerkanalyse	39
3.1.2. Pick-up-Spule	41
3.1.3. Gütemessung	41
3.1.4. Messung des Signal-Rausch-Verhältnisses	44

3.1.5.	B_1 -Mapping	44
3.2.	Solenoid-Empfangsspulen für 1,5 Tesla und 3 Tesla	47
3.2.1.	Spulengeometrie	47
3.2.2.	Impedanzanpassung und Detuning	48
3.2.3.	Weitere Solenoidspulen	50
3.3.	Phased-Array-Spule zur parallelen Bildgebung in beliebigen Richtungen	51
3.3.1.	Simulationen	54
3.3.2.	Aufbau und geometrische Entkopplung	54
3.3.3.	Impedanzanpassung und Transmission	55
3.3.4.	Vorverstärker-Entkopplung	56
3.4.	Selfgating-optimierte Spulen	58
3.4.1.	Induktiv gekoppelte Spule	59
3.4.2.	Optische Steuerung	61
3.4.3.	Praktische Umsetzung	62
3.4.4.	Selfgating-Sequenz	63
4.	Messungen und Ergebnisse	65
4.1.	Einkanal-Empfangsspulen für 1,5 Tesla und 3 Tesla	65
4.1.1.	Vergleich mit Produktpulen	65
4.1.2.	Vergleich der Solenoidspulen	68
4.2.	Phased-Array-Spule	70
4.2.1.	Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften	70
4.2.2.	Homogenität	73
4.2.3.	Vergleich mit Einkanal-Solenoidspule	75
4.2.4.	Parallele Bildgebung	77
4.2.5.	Tierexperiment	81
4.3.	Selfgating-Spule	83
4.3.1.	Elektrische Charakterisierung	83
4.3.2.	Signalverstärkung	84
4.3.3.	Bildhomogenität	85
4.3.4.	B_1 -Verzerrung	87
4.3.5.	Selfgating-Experimente an einer Maus	89
5.	Diskussion	93
5.1.	Einkanal-Empfangsspulen	93
5.2.	Phased-Array-Spule	94
5.3.	Selfgating Spule	97
6.	Zusammenfassung und Ausblick	103
A.	MAGNETOM Symphony	105

B. MAGNETOM TIM Trio	107
Literaturverzeichnis	109

Abbildungsverzeichnis

2.1. Phasendiagramme des Spinechos und des stimulierten Echos	11
2.2. Spinecho	11
2.3. Phasendiagramm des Gradientenechos	12
2.4. Schematische Darstellung der Empfangskette	14
2.5. Modell zur Berechnung induktiver Verluste	19
2.6. Netzwerke zur Impedanzanpassung	23
2.7. Koppelnde Spulen	25
2.8. Ersatzschaltbild resistiv koppelnder Spulen	28
2.9. Sequenzschema einer FLASH-Sequenz	33
3.1. Netzwerkanalysator	40
3.2. Pick-up-Spule	41
3.3. Messaufbau zur Gütebestimmung	42
3.4. Sequenzschema der B_1 -Mapping-Sequenz	45
3.5. Solenoidspulen mit zwei und mit drei Windungen	47
3.6. Schaltpläne der Einkanalspulen	48
3.7. Mantelwellensperren	49
3.8. Foto der Einkanal-Solenoidspulen	50
3.9. Möglichkeiten der Elementanordnung in Phased-Array-Spulen	52
3.10. Loop-, Butterfly- und Saddle-Train-Elemente	52
3.11. Schematische Darstellung der entwickelten Phased-Array-Spule	53
3.12. Vorverstärker-Entkopplung mittels Impedanztransformation durch Koaxialkabel	57
3.13. Messung der Vorverstärker-Entkopplung	57
3.14. Foto der Phased-Array-Spule	58
3.15. Funktionsweise der Selfgating-Spule	59
3.16. Aufbau der Selfgating-Spule	60
3.17. Ersatzschaltbild einer induktiv gekoppelten Spule	60
3.18. Signalweg beim optischen Detuning	63
3.19. Flusskompensierte Selfgating-Sequenz	64
4.1. Vergleich einer Mausspule mit Produktpulen	66
4.2. <i>Ex-vivo</i> -Aufnahmen einer Maus in Mausspule und Produktpulen	67
4.3. Bildhomogenität der Mausspulen	70

4.4. Mit verschiedenen Mausspulen aufgenommene <i>In-vivo</i> -Bilder	71
4.5. Eingangsimpedanzen der Elemente der Phased-Array-Spule	72
4.6. Dreidimensionale Feldsimulation der Spulenelemente	74
4.7. Gemessenes dreidimensionales Empfangsprofil der Spulenelemente	74
4.8. Simulierte und gemessene Bildhomogenität der Phased-Array-Spule	76
4.9. SNR einer Solenoidspule und der Phased-Array-Spule	76
4.10. g-Faktoren bei Phasenkodierung in Kopf-Fuß-Richtung	78
4.11. g-Faktoren bei Phasenkodierung in Rechts-Links-Richtung	79
4.12. g-Faktoren bei Phasenkodierung in Anterior-Posterior-Richtung	80
4.13. Signalanstieg in einer Maus nach Kontrastmittelgabe	81
4.14. Bilder aus der Zeitserie einer First-Pass-Angiographie an einer Maus	82
4.15. Güte und Schaltzeiten der Selfgating-Spule	84
4.16. Einfluss der Selfgating-Spule auf die Bildhomogenität	86
4.17. B_1 -Verzerrung durch die Selfgating-Spule (FLASH-Methode)	88
4.18. B_1 -Verzerrung durch die Selfgating-Spule (Spinecho-Methode)	88
4.19. Selfgating-Signal in Zeit- und Frequenzdomäne	90
4.20. Bewegungskompensierte MR-Bilder einer Maus	91
A.1. MAGNETOM Symphony	105
B.1. MAGNETOM TIM Trio	107

Tabellenverzeichnis

3.1. Übersicht über die konstruierten Einkanal-Empfangsspulen	50
4.1. Vergleich des SNR einer Mausspule mit Produktspulen	66
4.2. Vergleich der Solenoide mit unterschiedlichen Windungszahlen und bei unterschiedlichen B_0 -Feldstärken	68
4.3. Güte und Frequenzverschiebung von Loop, Butterfly und Saddle-Train	72
4.4. Streumatrix der Phased-Array-Spule	73
4.5. Vergleich des SNR der Solenoidspule mit drei Windungen mit dem der Phased-Array-Spule	77
4.6. Signalverstärkung und SNR-Verminderung durch Kopplung mit der Selfgating-Spule	85
4.7. Einfluss des Detunings auf Signalverstärkung und SNR	87
4.8. Einfluss der Selfgating-Spule auf das Selfgating-SNR	90

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-digital-converter (Analog-Digital-Umsetzer)
AKQ	Akquisition
AP	Anterior-posterior
Avg	Averages (Mittelungen)
BW	Bandwidth (Bandbreite)
DFT	Diskrete Fouriertransformation
EKG	Elektrokardiogramm
FID	Free induction decay (Freier Induktionszerfall)
FLASH	Fast low angle shot (Gespoilte Gradientenecho-Sequenz)
FLS	Flex loop small (Kleine Oberflächenspule der Fa. Siemens)
FOV	Field of view (Gesichtsfeld)
FFT	Fast Fourier transform (Schnelle Fouriertransformation)
HF	Hochfrequenz
KF	Kopf-Fuß
MR	Magnetresonanz
MRT	Magnetresonanztomographie
MWS	Mantelwellensperre
PE	Phase encoding (Phasenkodierung)
PMMA	Polymethylmethacrylat (Acrylglas, Plexiglas®)
RO	Readout (Auslese)
ROI	Region of interest (zu betrachtende Region)
RL	Rechts-links
SE	Spinecho
SENSE	Sensitivity Encoding (ortsraumbasierte parallele Bildgebungstechnik)
SG	Selfgating
SL	Slice (Schicht)
SNR	Signal-to-noise ratio (Signal-Rausch-Verhältnis)
TE	Echozeit
TI	Inversionszeit
TP	Tiefpassfilter
TR	Repetitionszeit
TSE	Turbospinecho

1. Einleitung

Die ersten mithilfe der Magnetischen Resonanz (MR) aufgenommenen Bilder wurden 1973 von Paul C. Lauterbur veröffentlicht [Lau73]. In den darauffolgenden Jahren wurde das Verfahren von Peter Mansfield entscheidend weiterentwickelt [Man77], wofür er im Jahr 2003 zusammen mit Paul C. Lauterbur den Medizin-Nobelpreis erhielt. Seit Anfang der 1980er Jahre sind Magnetresonanztomographen (MRT) für den klinischen Gebrauch kommerziell erhältlich. Inzwischen ist die MRT zu einer etablierten Methode der radiologischen Diagnostik geworden, und die Anzahl der jährlich durchgeführten MR-Untersuchungen nimmt kontinuierlich zu.

Die MRT ermöglicht es, Schnittbilder aus dem Körper lebender Organismen in beliebigen Orientierungen mit großem Weichteilkontrast zu erzeugen. Neben der morphologischen Information können mit der MRT auch Informationen über die Funktion von Organen (Perfusion, Sauerstoffverbrauch, Diffusion) gewonnen werden. Dabei wird im Gegensatz zu anderen Schnittbildgebungstechniken wie der Röntgen-Computertomographie (CT) oder der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) keine ionisierende Strahlung benötigt.

Neben der klinischen Diagnostik findet die MRT inzwischen auch in der präklinischen Forschung zahlreiche Anwendungen. Arzneimittel und Therapiemethoden werden im Tiermodell getestet, bevor sie für den Einsatz am Menschen zugelassen werden. Um den Therapieerfolg zu verfolgen, müssen in bestimmten Zeitabständen Gewebeproben entnommen oder Tiere geopfert werden. In vielen Fällen bietet die MRT hierzu eine nichtinvasive Alternative. Sie ermöglicht es sogar, den Krankheitsverlauf am einzelnen Tier zu verfolgen, wodurch die Anzahl der Tiere, die für eine Studie benötigt werden, drastisch reduziert werden kann.

MR-Studien an Kleintieren wie Mäusen und Ratten werden hauptsächlich in dedizierten Kleintier-MR-Tomographen bei hohen Feldstärken ($B_0 > 4 \text{ T}$) durchgeführt. Diese Systeme liefern MR-Bilder mit hohem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) und hoher räumlicher Auflösung bei relativ kurzen Messzeiten. Allerdings lassen sich die Ergebnisse dieser Studien wegen des unterschiedlichen Kontrastverhaltens bei unterschiedlichen B_0 -Feldstärken nur schwer auf Anwendungen am Menschen übertragen, da klinische MR-Tomographen bei deutlich niedrigeren Feldstärken (typisch: 1,5 - 3 Tesla) betrieben werden. Außerdem sind derartige Systeme, aufgrund der hohen Anschaffungskosten, nicht in allen Forschungseinrichtungen vorhanden. Vielerorts wird die Kleintierbildgebung an klinischen MR-Tomographen durchgeführt [WLM⁺92], da diese häufig schon vorhanden sind und in Zeiten, in denen kein Patientenbetrieb durchgeführt wird, für die Forschung eingesetzt werden können. Ein weiterer Vorteil klinischer Tomographen ist die optimierte Benutzerschnittstelle und eine Vielzahl an eta-

blierten Bildgebungs- und Nachverarbeitungsprotokollen. Die geringere B_0 -Feldstärke führt zu verminderten Bildartefakten durch Chemical-Shift-Effekte, wodurch die Darstellung von Gewebegrenzen verbessert wird.

Neben den genannten Vorteilen stellt die Kleintier-Bildgebung an klinischen Systemen den Experimentator jedoch auch vor Herausforderungen. Da eine Maus etwa zehnmals kleiner ist als ein Mensch, wird zur Darstellung der gleichen anatomischen Strukturen eine zehnmals höhere lineare Auflösung benötigt. Dies schlägt sich in einem verminderten SNR bzw. längeren Messzeiten nieder. Deshalb werden für Untersuchungen an Kleintieren in klinischen Magnetresonanztomographen spezielle Hochfrequenzspulen benötigt, die auf die Größe und Körperform der Tiere angepasst sind. Kleintierspulen erhöhen lokal das SNR und ermöglichen so bei gleicher Messzeit die Akquisition räumlich höher aufgelöster Datensätze.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung von Kleintierspulen für den Einsatz in klinischen 1,5-Tesla und 3-Tesla-Ganzkörpertomographen. In einem ersten Schritt wurden Einkanal-Solenoidspulen für die Kleintierbildgebung entwickelt und getestet. Darauf aufbauend wurden im Folgenden neuartige Spulenkonzeppte zur schnellen und bewegungskompensierten MR-Bildgebung entwickelt.

Da Herz- und Atemfrequenz einer Maus etwa zehnmals höher als beim Menschen sind, bereitet nicht nur die räumliche, sondern auch die zeitliche Auflösung Schwierigkeiten. So gestaltet es sich insbesondere schwierig, so genannte First-Pass-Angiographien durchzuführen, bei denen die Passage eines Kontrastmittelbolus durch die Blutgefäße verfolgt wird. Eine Möglichkeit die Bildaufnahme zu beschleunigen, bietet die parallele Bildgebung [SDR07]. Parallele Bildgebungsverfahren stellen besondere Anforderungen an die verwendeten Spulen. In dieser Arbeit wird ein Spulenkonzeppt vorgestellt, das die parallele Bildgebung in beliebigen Raumrichtungen ermöglichen soll.

Eine weitere Herausforderung der Kleintierbildgebung an klinischen MR-Systemen ist die Akquisition physiologischer Signale zur Aufnahme bewegungskompensierter Bilder: Physiologische Bewegungen, wie Herzschlag und Atmung, führen zu Bewegungsartefakten im Bild, so dass das bewegte Organ und die umliegenden Strukturen nicht scharf dargestellt werden. Dieses Problem kann durch eine synchronisierte Bildgebung gelöst werden. Zur Ableitung der Triggersignale wird normalerweise zusätzliche Hardware, wie Atemgurte, EKG-Systeme oder Pulsoximeter eingesetzt. Die an klinischen MR-Systemen vorhandenen Triggersysteme sind allerdings für die Anwendung am Menschen optimiert und für Kleintiere nicht einsetzbar. Eine Alternative bietet die direkte Akquisition der physiologischen Signale aus dem MR-Signal (das so genannte *Selfgating*). Die zuverlässige Ableitung von Selfgatingsignalen ist bei Kleintieren im Ganzkörpertomographen aufgrund der Größe erschwert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Hardwarekonzeppt entwickelt und getestet, das selektiv das Selfgatingsignal verstärkt und damit die Aufnahme bewegungskompensierter Bilder erleichtert.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die physikalischen Grundlagen der Magnetischen Resonanz, der Detektion des MR-Signals und der Erzeugung eines Bildes geschildert (Kapitel 2). Dann werden die entwickelten Spulenkonzeppte und die zu ihrer Charakterisierung

verwendeten Messmethoden beschrieben (Kapitel 3). In Kapitel 4 werden die durchgeführten Messungen und deren Ergebnisse gezeigt und in Kapitel 5 diskutiert. Kapitel 6 bietet eine Zusammenfassung der Arbeit und einen Ausblick auf künftige Entwicklungsmöglichkeiten.

2. Grundlagen

2.1. Magnetische Kernspinresonanz

Das erste Kernresonanz-Experiment wurde 1938 von Isidor Isaac Rabi et al. an einem Strahl aus LiCl-Molekülen durchgeführt [RZMK38]. Die ersten Experimente an Flüssigkeiten und Festkörpern wurden 1945/46 nahezu gleichzeitig von Edward Mills Purcell et al. an Paraffin [PTP46] und Felix Bloch et al. an Wasser [BHP46b] durchgeführt. Sie bilden die Grundlage für alle modernen Magnetresonanzexperimente bis hin zur Magnetresonanzbildgebung (MR-Bildgebung). Die MR-Bildgebung findet heute in der medizinischen Diagnostik weite Anwendung. Im Folgenden sollen kurz die Grundlagen der magnetischen Kernresonanz wiedergegeben werden. Ausführliche Darstellungen finden sich in [Abr83] und [Sli89].

2.1.1. Spins in einem konstanten Magnetfeld

Atomkerne mit ungerader Protonen- und/oder Neutronenzahl besitzen ein von Null verschiedenes magnetisches Moment, das sich auf die quantenmechanische Eigenschaft des Kernspins zurückführen lässt. Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ eines Kerns ist mit dem Kernspin \vec{I} über

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I} \quad (2.1)$$

verknüpft. Das gyromagnetische Verhältnis γ ist eine kernspezifische Konstante, die sich aus dem Kernmagneton μ_K , dem Landé-Faktor g_I und dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar zusammensetzt:

$$\gamma = \frac{g_I \mu_K}{\hbar}. \quad (2.2)$$

Die Observable Spin wird quantenmechanisch durch den Spinoperator \hat{I} beschrieben, der den Vertauschungsrelationen

$$[\hat{I}_i, \hat{I}^2] = 0 \quad (2.3)$$

$$[\hat{I}_i, \hat{I}_j] = \epsilon_{ijk} i \hbar \hat{I}_k \quad (2.4)$$

gehört. Da die Vertauschungsrelationen für Spinoperatoren denen des Drehimpulses analog sind, kann der Spin als quantenmechanischer Drehimpuls aufgefasst werden. Genau genommen ist die als Kernspin bezeichnete Größe ein Gesamtdrehimpuls, der sich aus Bahn- und Eigendrehimpuls des Kerns zusammensetzt, wobei der Eigendrehimpuls wiederum eine aus den Spins der Kernbestandteilen resultierende Größe ist.

Für die Spinwellenfunktionen kann ein aus der Spinquantenzahl I und der Magnetquantenzahl m_s bestehendes Basissystem $|I, m_s\rangle$ gewählt werden, wobei m_s die $2I + 1$ diskreten Werte $-I, -I + 1, \dots, I + 1, I$ annehmen kann. Wird o.B.d.A die z -Richtung als Quantisierungsrichtung gewählt, so folgen die Eigenwertgleichungen

$$\hat{I}_z |I, m_s\rangle = m_s \hbar |I, m_s\rangle \quad (2.5)$$

und

$$\hat{I}^2 |I, m_s\rangle = I(I + 1) \hbar^2 |I, m_s\rangle \quad (2.6)$$

Bei fehlender Kopplung an die Umgebung sind die Energiezustände der Spins entartet. Wird ein äußeres Magnetfeld B_0 angelegt, z.B. in z -Richtung:

$$\vec{B}_0 = (0, 0, B_0), \quad (2.7)$$

so wird diese Entartung aufgehoben und die Energien der Zustände zeigen eine Differenz ΔE . Diese ergibt sich aus der Lösung des Eigenwertproblems

$$\hat{H} |I, m_s\rangle = E |I, m_s\rangle \quad (2.8)$$

unter Verwendung des *Zeeman*-Hamiltonoperators

$$\hat{H} = -\gamma \hat{I}_z B_0 \quad (2.9)$$

zu

$$E_{\pm} = \pm \gamma \hbar m_s B_0. \quad (2.10)$$

Die Energiedifferenz zwischen den Zuständen ist demnach

$$\Delta E = 2m_s \gamma \hbar B_0 = 2 \cdot \frac{1}{2} \gamma \hbar B_0 = \gamma \hbar B_0 = \hbar \omega_0, \quad (2.11)$$

wobei $\omega_0 = \gamma B_0$ als *Larmorfrequenz* bezeichnet wird. Da das gyromagnetische Verhältnis von Wasserstoffkernen 1H ($I = \frac{1}{2}$)

$$\frac{\gamma}{2\pi} = 42,577 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$$

beträgt, ist die Larmorfrequenz bei Magnetfeldstärken klinischer MR-Systeme ($B_0 = 1,5$ T bzw. 3 T) 63,9 MHz bzw. 127,7 MHz.

Betrachtet man die Zeitentwicklung des Erwartungswertes des Spinoperators mithilfe der Heisenbergschen Bewegungsgleichung

$$\frac{d\langle \hat{I} \rangle}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{I}, \hat{H}] \quad (2.12)$$

und den Vertauschungsrelationen Gl. 2.3 und Gl. 2.4 für Drehimpulsoperatoren, so erhält

man

$$\frac{d\langle\hat{I}_x\rangle}{dt} = \gamma B_0 \langle\hat{I}_y\rangle, \quad (2.13)$$

$$\frac{d\langle\hat{I}_y\rangle}{dt} = -\gamma B_0 \langle\hat{I}_x\rangle, \quad (2.14)$$

$$\frac{d\langle\hat{I}_z\rangle}{dt} = 0. \quad (2.15)$$

Der Erwartungswert für die z -Komponente des Spins ist somit zeitlich konstant, während sich für die Transversalkomponenten x und y zeitabhängige Lösungen ergeben, die sich als Präzessionsbewegungen der Erwartungswerte der Spins mit der Larmorfrequenz ω_0 um die z -Achse deuten lassen. Gemäß Gl. 2.1 lässt sich dies als Bewegungsgleichung für den Erwartungswert des quantenmechanischen Operators des magnetischen Moments $\hat{\vec{\mu}}$ schreiben:

$$\frac{d\langle\hat{\vec{\mu}}\rangle}{dt} = \langle\hat{\vec{\mu}}\rangle \times \gamma \vec{B}_0. \quad (2.16)$$

Diese hat dieselbe Struktur wie die Bewegungsgleichung des Drehimpulses eines Kreisels im Schwerfeld der Erde.

2.1.2. Makroskopische Magnetisierung

In Magnetresonanzexperimenten hat man es mit Messvolumina V in der Größe von einigen Mikrolitern zu tun. Deshalb muss die Betrachtung eines einzelnen Spins, der nicht messbar ist, auf die eines kanonischen Ensembles von N nicht miteinander wechselwirkenden Spins erweitert werden. Die messbare makroskopische Magnetisierung M_0 resultiert aus der Überlagerung der Magnetisierung von Spinpaketen $\langle\mu_z\rangle_n$:

$$M_0 = \sum_{n=1}^N \frac{\langle\mu_z\rangle_n}{V}. \quad (2.17)$$

Diese Magnetisierung lässt sich mithilfe der Besetzungswahrscheinlichkeit p_m des Zustandes m mit Energie E_m beschreiben als

$$M_0 = \gamma \hbar \frac{N}{V} \sum_{m=-I}^I m p_m. \quad (2.18)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die Zustände ergeben sich aus der Boltzmann-Statistik, wonach die Besetzungswahrscheinlichkeit für den Zustand m als

$$p_m = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_m}{kT}} \quad (2.19)$$

gegeben ist. Z ist hierbei die Zustandssumme

$$Z = \sum_{m=-I}^I e^{-\frac{E_m}{kT}}. \quad (2.20)$$

Bei hinreichend hohen Temperaturen kann die Exponentialfunktion durch die ersten beiden Terme der Taylor-Entwicklung genähert werden:

$$p_m \approx \frac{1 + \frac{\gamma \hbar m B_0}{kT}}{2I + 1}. \quad (2.21)$$

Damit ergibt sich als Ausdruck für die makroskopische Magnetisierung

$$M_0 = \gamma \hbar \frac{N}{V} \sum_{m=-I}^I \frac{m + \frac{\gamma \hbar m^2 B_0}{kT}}{2I + 1} = N \gamma^2 B_0 \frac{\hbar^2 I(I + 1)}{3kTV}. \quad (2.22)$$

Durch den Übergang $\langle \hat{\mu} \rangle \rightarrow \vec{M}$ lässt sich die Bewegungsgleichung 2.16 auf die makroskopische Magnetisierung übertragen:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \vec{M}(t) \times \gamma \vec{B}(t). \quad (2.23)$$

Da dieser Magnetisierungsvektor ein makroskopisches System repräsentiert, kann er im Folgenden ohne Zuhilfenahme der Quantentheorie behandelt werden.

2.1.3. Hochfrequenz-Anregung des Spinsystems

Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf Spins in einem konstanten Magnetfeld B_0 , das in z -Richtung zeigt. Im Folgenden wird diesem konstanten Feld ein in der xy -Ebene mit der Frequenz ω rotierendes Wechselfeld B_1 überlagert, das mit \vec{B}_0 zum Gesamtfeld

$$\vec{B}(t) = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_1^x(t) \\ B_1^y(t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |B_1| \cos \omega t \\ |B_1| \sin \omega t \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

führt. Die Zeitabhängigkeit kann durch Einführen eines mit ω um z rotierenden Koordinatensystems, mit den Koordinaten x' und y' , beseitigt werden. B_1 liege in diesem rotierenden Koordinatensystem o.B.d.A. in x' -Richtung. Das Ergebnis ist:

$$\frac{d\vec{M}'(t)}{dt} = \begin{pmatrix} M'_x(t) \\ M'_y(t) \\ M'_z(t) \end{pmatrix} \times \gamma \begin{pmatrix} |B_1| \\ 0 \\ B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Ist ω genau die Larmorfrequenz $\omega = \omega_0$, so verschwindet gemäß Gl. 2.11 die z -Komponente $(B_0 - \frac{\omega}{\gamma})$ des B -Feldes in Gl. 2.25, und eine Drehung der Magnetisierung um x' mit der

Kreisfrequenz (*Rabi-Frequenz*)

$$\omega_1 = \gamma B_1 \quad (2.26)$$

ist die Folge. Wirkt das B_1 -Feld nur eine begrenzte Zeit Δt , so wird die Magnetisierung um einen Winkel α gedreht:

$$\alpha = \gamma \int_0^{\Delta t} B_1(t) dt. \quad (2.27)$$

α wird als *Anregungswinkel* oder *Flip-Winkel* bezeichnet. Im Folgenden werden senkrecht zu B_0 angelegte Hochfrequenzpulse nach dem Winkel benannt, um den sie den Magnetisierungsvektor drehen. Ein 90° -Puls dreht die Gleichgewichtsmagnetisierung in die Transversalebene, während ein 180° -Puls sie spiegelt.

Durch das Auslenken des Magnetisierungsvektors in die xy -Ebene entsteht im Laborsystem eine mit ω_0 um z rotierende Transversalmagnetisierung. Diese kann mithilfe einer Spule durch die *Faraday*-Induktion detektiert werden und stellt das eigentliche Magnetresonanzsignal dar.

2.1.4. Relaxation

Aufgrund von Wechselwirkungen mit seiner Umgebung relaxiert das angeregte Spinsystem nach einem Anregungspuls wieder in den Zustand des thermischen Gleichgewichts. Dies äußert sich in einem exponentiellen Abklingen des gemessenen Signals nach Abschalten des Anregungspulses, das deshalb auch als *Free Induction Decay (FID)* bezeichnet wird. Die genaue Analyse des NMR-Signals (kohärenter Überlagerungszustand nach der Anregung) zeigt, dass zwei Relaxationsprozesse ablaufen, die durch unterschiedliche charakteristische Abklingzeiten T_1 und T_2 gekennzeichnet sind:

- Als T_1 -Relaxation (auch *Spin-Gitter-Relaxation*) bezeichnet man die Rückkehr des Magnetisierungsvektors in die z -Richtung. Hiermit ist eine Abgabe von Energie an die Umgebung verbunden.
- T_2 -Relaxation (auch *Spin-Spin-Relaxation*) bezeichnet den Verlust der Phasenkohärenz der Spins in der Transversalebene. Bei der T_2 -Relaxation wird keine Energie an die Umgebung abgegeben, wohl aber erhöht sich die Entropie des Systems.

Um diese Relaxationsprozesse phänomenologisch zu beschreiben, hat Felix Bloch 1946 die Bewegungsgleichung 2.23 um Relaxationsterme erweitert [BHP46a]:

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t))_z + \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (2.28)$$

$$\frac{dM_{xy}(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t))_{xy} - \frac{M_{xy}(t)}{T_2}. \quad (2.29)$$

Ist das statische Magnetfeld innerhalb des Messvolumens inhomogen, so führt die daraus resultierende Variation der Larmorfrequenzen zu einem zusätzlichen Dephasieren der Spinisochromaten und damit zu einem schnelleren Signalabfall. Dieser Relaxationsprozess wird

als T_2^* -Relaxation bezeichnet. Beträgt die Magnetfeldänderung innerhalb des Messvolumens ΔB_0 , so ist die resultierende transversale Relaxationsrate

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \Delta B_0. \quad (2.30)$$

Lokale Veränderungen des B_0 -Feldes können sowohl von Inhomogenitäten des Magneten als auch von lokalen Änderungen der Probenssuszeptibilität herrühren. Im Gegensatz zur T_2 -Relaxation sind diese Prozesse reversibel und können durch Spinecho-Experimente kompensiert werden, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

2.1.5. Echoformation

In vielen MR-Experimenten ist es hilfreich, nach einer Hochfrequenz-Anregung den FID nicht direkt zu messen, sondern sog. Echos zu generieren. Die zwischen Anregungspuls und Echo verstreichende Zeit wird als Echozeit T_E bezeichnet. Je nach Art der Echo-Erzeugung unterscheidet man zwischen Spinechos und Gradientenechos.

Spinechos

Im Jahre 1950 beobachtete Erwin Hahn, dass bei einer Folge von mehr als einem Hochfrequenzpuls ein Magnetresonanzsignal entsteht [Hah50]. Das einfachste derartige Experiment ist das Spinecho-Experiment (Abb. 2.1(a)), bei dem zunächst durch einen 90° -Puls die Magnetisierung in die Transversalebene geklappt wird. Falls B_0 nicht perfekt homogen ist, verlieren die Spinisochromaten nach und nach ihre Phasenkohärenz. Nach einer Zeit $t = T_E/2$ wird ein zweiter Puls appliziert, welcher die Magnetisierung um 180° dreht. Spinisochromaten, die vor dem 180° -Puls durch lokale Feldgradienten eine Phasenlage $+\Delta\varphi$ akkumuliert hatten, haben nun eine Phasenlage von $-\Delta\varphi$. Zum späteren Zeitpunkt T_E besteht wieder Phasenkohärenz. Das resultierende Signal wird als *Spinecho* bezeichnet (Abb. 2.2). Lässt man mehrere 180° -Pulse auf eine 90° -Anregung folgen, so erhält man einen *Echozug*. Durch ein Spinecho werden demnach Relaxationsprozesse die auf Inhomogenitäten des Magnetfeldes beruhen kompensiert, und der Signalabfall erfolgt mit T_2 statt mit T_2^* .

Folgt auf die initiale 90° -Anregung anstelle eines 180° -Pulses ein weiterer 90° -Puls, so wird die Magnetisierung in der Longitudinalrichtung ausgerichtet. Von dort kann sie durch einen erneuten 90° -Puls wieder in die Transversalebene gedreht werden und ein weiteres Echo, das sogenannte *stimulierte Echo*, entsteht. Während der Zeit in der sich die Magnetisierung in der Longitudinalrichtung befindet, haben Magnetfeldinhomogenitäten keinen Einfluss auf die Phasenlage der Spinisochromaten. Dieser Effekt wird als Phasenkonservierung (engl. *phase conservation*) bezeichnet.

Die Pulsfolgen zur Erzeugung von Spinecho und stimuliertem Echo und die zugehörigen Phasendiagramme (*Echopfad-Diagramme*) sind in Abb. 2.1 dargestellt. Verallgemeinert man dies auf Pulse mit beliebigen Anregungswinkeln $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, so teilen sich die Echopfade und

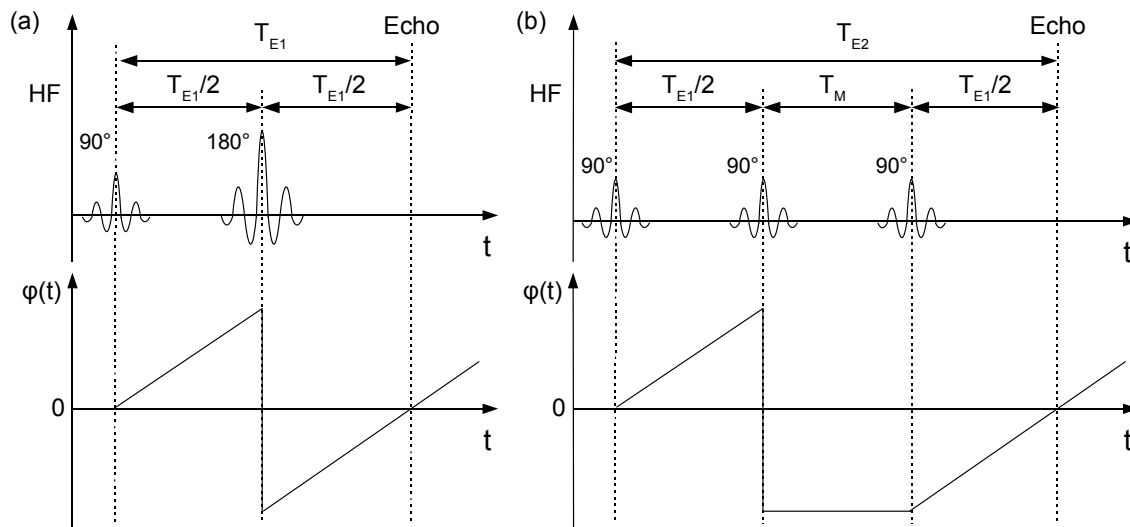


Abbildung 2.1.: Pulsfolgen (oben) und daraus resultierende Phasenlagen der Spinisochromaten (unten). Ein Nulldurchgang im Phasendiagramm bedeutet Phasenkohärenz und damit die Formierung eines Echos. (a) Eine 90° - 180° -Pulsfolge erzeugt ein Hahnsches Spinecho. (b) Durch eine 90° - 90° - 90° -Pulsfolge entsteht ein stimuliertes Echo. Zwischen zweitem und drittem Puls zeigt die Magnetisierung in longitudinaler Richtung, wobei die relative Phasenlage erhalten bleibt.

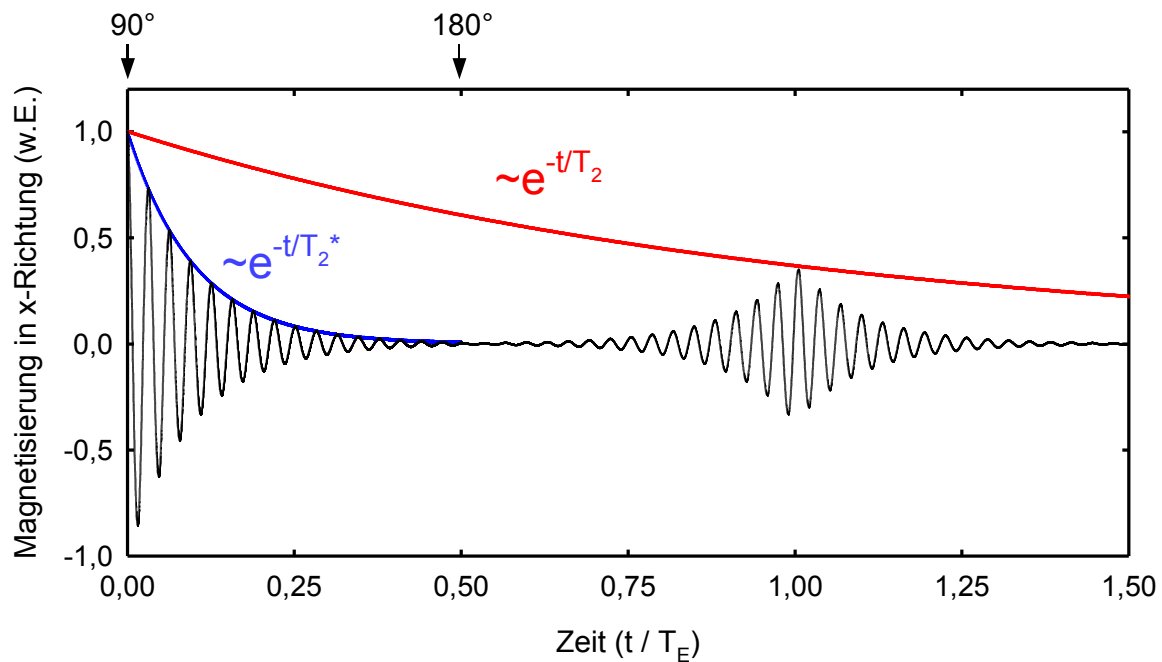


Abbildung 2.2.: Zeitlicher Verlauf der x -Komponente des Magnetisierungsvektors im Laborsystem (schwarz). Durch Feldinhomogenitäten und T_2 -Relaxation zerfällt das Signal mit der Zeitkonstanten T_2^* (blau). Einstrahlung eines 180° -Pulses zum Zeitpunkt $T_E/2$ refokussiert die Spinisochromaten, so dass zur Zeit T_E ein Spinecho entsteht, dessen Amplitude von T_2 und nicht von T_2^* abhängt (rot).

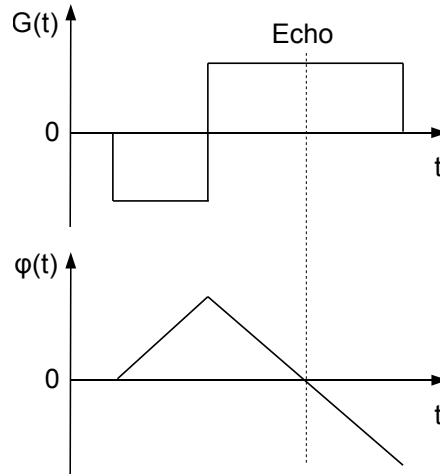


Abbildung 2.3.: Zeitlicher Verlauf des Gradienten (oben) und der dadurch entstehenden Phasendifferenz zwischen den Spinisochromaten (unten). Beim Nulldurchgang der Phase entsteht ein Gradientenecho.

sowohl Spin- als auch stimulierte Echos treten auf. Die relative Signalamplitude des Spinechos ist dann [HTB99]

$$S_{se} \propto \sin(\alpha_1) \sin^2\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) e^{-\frac{T_{E1}}{T_2}} \quad (2.31)$$

und die des stimulierten Echos

$$S_{ste} \propto \frac{1}{2} \sin(\alpha_1) \sin(\alpha_2) \sin(\alpha_3) e^{-\frac{T_M}{T_1}} e^{-\frac{T_{E1}}{T_2}}, \quad (2.32)$$

mit den Zeiten T_{E1} und T_M aus Abb. 2.1.

Gradientenechos

Bei der MR-Bildgebung erzeugt man die Ortskodierung mithilfe von Magnetfeldgradienten. Wird nach einem Anregungspuls ein Feldgradient G angelegt, so akkumulieren zwei Spinisochromaten im Abstand Δr nach einer Zeit T einen Phasenunterschied

$$\Delta\varphi(T) = \gamma \int_0^T G(t) \Delta r dt \equiv \gamma M^0 \Delta r, \quad (2.33)$$

wobei M^0 das nullte Gradientenmoment bezeichnet. Dieser Phasenunterschied bleibt nach Abschalten des Feldgradienten erhalten, wenn das Spinsystem nicht gestört wird. Wird nun die Polarität des Gradienten umgekehrt, dann werden die Spinisochromaten rephasiert, so dass zum Zeitpunkt T_E , definiert durch

$$\int_0^{T_E} G(t) dt = M^0(T_E) = 0, \quad (2.34)$$

wieder Phasenkohärenz besteht (Echobedingung). Das dadurch erzeugte Echo wird als *Gradientenecho* bezeichnet. Im Gegensatz zu Spinechos kompensieren Gradientenechos keine Signalverluste durch Magnetfeldinhomogenitäten. Deshalb zerfällt in diesem Fall das Signal mit T_2^* .

2.2. Signaldetektion

Der für die Hochfrequenz (HF)-Anregung und Signalauslese verantwortliche Teil eines MR-Tomographen wird als *Hochfrequenzkette* bezeichnet, wobei diese sich in *Sendekette* und *Empfangskette* unterteilt. Am Ende bzw. Anfang der Ketten befindet sich die HF-Spule. Es ist möglich, sowohl für die Anregung als auch für den Signalempfang dieselbe Spule, eine sog. *Sende-Empfangsspule*, zu verwenden. In der MR-Tomographie ist es aber bei vielen Untersuchungen üblich, zwei getrennte Spulen zu verwenden: Eine Sendespule, die das Messvolumen möglichst homogen anregt, um den Magnetisierungsvektor überall um den gleichen Winkel auszulenken und eine oder mehrere separate Empfangsspulen, die das Signal lokal mit hoher Empfindlichkeit aufnehmen. Im Folgenden wird näher auf den Signalempfang eingegangen. Es wird gezeigt, wie das MR-Signal aufgenommen wird, um es einer Digitalisierung und anschließenden Bildrekonstruktion zugänglich zu machen. Dabei werden sowohl die elektrodynamischen Prinzipien, das Signal und Rauschverhalten, als auch sich daraus ergebende Randbedingungen zum Bau eines Empfängers kurz besprochen.

2.2.1. Aufbau der Empfangskette

Eine ausführliche Darstellung des Aufbaus von Empfangssystemen findet sich in [Hou78] und [Opp06]. Der Aufbau einer Empfangskette ist schematisch in Abb. 2.4 dargestellt. Die Signaldetektion erfolgt über eine Spule, in die die Probe eingebracht wird. Die Spule ist über ein Netzwerk zur Impedanztransformation an einen Vorverstärker angeschlossen, der das Signal vor der Weiterverarbeitung verstärkt. Da das mit ω_S oszillierende Hochfrequenzsignal $U_S(t) = U_{S1}(t) \cos(\omega_S t) + U_{S2}(t) \sin(\omega_S t)$ nur als Träger dient, dem die eigentliche Information aufmoduliert ist, wird es über elektronische Multiplizierer mithilfe eines Referenzsignals auf eine Zwischenfrequenz heruntergemischt. Um die Projektion der Transversalkomponente des präzedierenden Magnetisierungsvektors auf die x - und y -Achse des Laborsystems zu erhalten, geschieht dies auf zwei getrennten Signalpfaden, wobei das Referenzsignal des einen Pfades mit $\cos(\omega_0 t)$ und das des anderen mit $\sin(\omega_0 t)$ oszilliert. Dies ergibt die demodulierten Signale

$$\begin{aligned}
 U_1(t) &= U_S(t) \cos(\omega_0 t) = \\
 &= \frac{U_{S1}(t)}{2} (\cos((\omega_S - \omega_0)t) + \cos((\omega_S + \omega_0)t)) + \\
 &= \frac{U_{S2}(t)}{2} (\sin((\omega_S - \omega_0)t) + \sin((\omega_S + \omega_0)t)) = \Re(U(t))
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

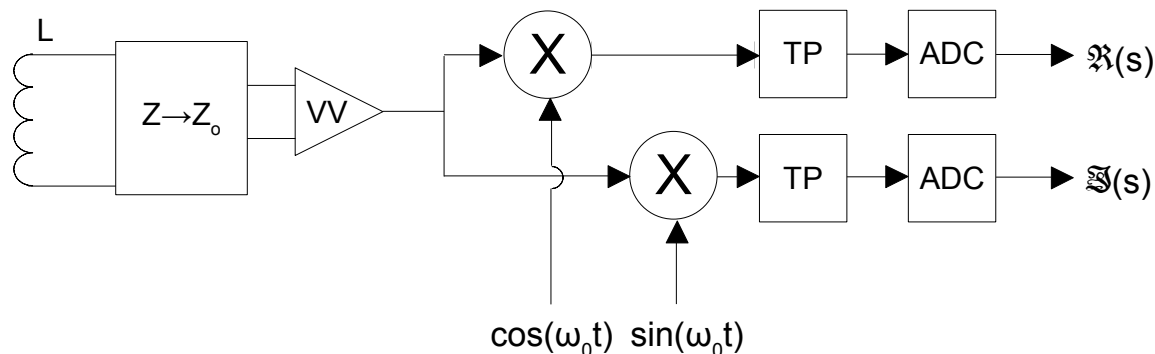


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der Empfangskette. Das von der Empfangsspule (L) empfangene komplexe Signal s wird über ein Netzwerk zur Impedanztransformation ($Z \rightarrow Z_0$) an einen Vorverstärker (VV) geleitet. Zur phasensensitiven Detektion wird es auf zwei getrennten Pfaden mit dem Kosinus und dem Sinus des Referenzsignals multipliziert, wodurch man nach Tiefpassfilterung (TP) und Digitalisierung (ADC) Real- und Imaginärteil des Signals erhält.

und

$$\begin{aligned}
 U_2(t) &= U_S(t) \sin(\omega_0 t) = \\
 &= \frac{U_{S2}(t)}{2} (\cos((\omega_S - \omega_0)t) - \cos((\omega_L + \omega_0)t)) + \\
 &= \frac{U_{S1}(t)}{2} (\sin((\omega_S - \omega_0)t) + \sin((\omega_L - \omega_0)t)) = \Im(U(t)),
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

wobei das Signal des einen Pfades den Realteil x , das des anderen den Imaginärteil yi des komplexen Empfangssignals $x + yi$ darstellt. Diese Art der Signalverarbeitung wird als *Quadraturdemodulation* bezeichnet. Bevor die demodulierten Signale in Analog-Digital-Wandlern (ADC) digitalisiert werden, werden sie durch Tiefpassfilter (TP) frequenzgefiltert, um zu hohe Frequenzen, die die Abtastrate des ADC überschreiten und somit zu Aliasing führen würden, zu unterdrücken. In modernen Magnetresonanztomographen findet die Aufspaltung in Real- und Imaginärteil häufig erst nach der Digitalisierung statt.

In für medizinische Anwendungen eingesetzten MR-Tomographen ist eine komplette Empfangskette implementiert. Als Spule dient meist eine Ganzkörper-Sende-Empfangsspule, die *Bodycoil*. Weiterhin existieren Steckplätze für separate Spulensysteme. Im Falle reiner Empfangsspulen beinhalten diese Spulensysteme die Spule, das Netzwerk zur Impedanztransformation und den Vorverstärker. Der Rest der Empfangskette ist dann als fester Bestandteil im Tomographen integriert.

2.2.2. Das MR-Signal

Das von den Spulen detektierte MR-Signal resultiert von den in der xy -Ebene rotierenden Komponenten des Magnetisierungsvektors $\vec{M}(t)$. Berücksichtigt man Relaxationsprozesse,

so ist die Transversalmagnetisierung $M_{xy}(t)$ im Laborsystem nach einem einzelnen Anregungspuls mit dem Winkel α durch

$$M_{xy}(t) = M_0 \sin \alpha e^{j\omega_0 t + \theta_0} e^{-\frac{t}{T_2^*}} = N \frac{\gamma \omega_0 \hbar^2 I(I+1)}{3kTV} \sin \alpha e^{j\omega_0 t + \theta_0} e^{-\frac{t}{T_2^*}} \quad (2.37)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet θ_0 die ursprüngliche Phase der Magnetisierung. Eine Magnetisierung am Ort \vec{r}' erzeugt gemäß [Jac62, S.159] im quasistatischen Grenzfall am Ort \vec{r} ein magnetisches Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r})$ der Form

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_{V_P} \frac{\nabla' \times \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV, \quad (2.38)$$

wobei V_P das Probenvolumen ist, aus dem die Magnetisierung stammt. Aus dem Vektorpotential lässt sich die magnetische Flussdichte gemäß

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.39)$$

errechnen. Da die Magnetisierung und somit auch die Flussdichte zeitabhängig sind, erzeugen sie gemäß dem *Faraday'schen Induktions-Gesetz* ein nichtkonservatives elektrisches Feld der Form

$$\oint \vec{E}(t) d\vec{r} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{f_r} \vec{B}(t) d\vec{f}, \quad (2.40)$$

wobei f_r die gesamte vom Magnetfeld durchsetzte Fläche ist. Wird in dieses Feld ein Leiter eingebracht, so lässt sich an den Leiterenden die Spannung

$$U_S(t) = \int_{\text{Leiter}} \vec{E}(\vec{r}, t) d\vec{r} \quad (2.41)$$

messen. Diese Spannung ist die Messgröße bei einem Magnetresonanzexperiment.

2.2.3. Räumliches Empfangsprofil

Aus den Gleichungen 2.38 und 2.39 geht hervor, dass die magnetische Flussdichte am Ort \vec{r} mit zunehmendem Abstand $|\vec{r}' - \vec{r}|$ sinkt. Zudem ist die in einem Leiter induzierte Spannung gemäß 2.41 vom Verlauf des Leiters abhängig. Um zu einem Wert für die induzierte Spannung zu gelangen, müssen diese Faktoren berücksichtigt werden. Hierzu verwendet man das *Lorenzsche Reziprozitätstheorem* [LL60, Hou00]:

$$U_S(t) = - \int_{V_P} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{B}_E(\vec{r}) \cdot \vec{M}_{xy}(\vec{r}, t)) dV, \quad (2.42)$$

wobei $\vec{B}_E(\vec{r})$ die xy -Komponente des Magnetfeldes ist, das diese Spule am Ort \vec{r} erzeugen würde, wenn sie von Einheitsstrom durchflossen würde¹. Diese Gleichung stellt die Verbindung zwischen der räumlichen Verteilung des Magnetfeldes her, welches eine Spule bei Stromfluss erzeugt, und der durch eine räumlich verteilte Magnetisierung in ihr induzierten Spannung.

Die räumliche Verteilung $\vec{B}_E(\vec{r})$ lässt sich mithilfe der Elektrodynamik berechnen. Ein Stromfaden $I(\vec{r}')$ im freien Raum erzeugt im quasistatischen Fall, wenn die Wellenlänge des oszillierenden Stromes viel kleiner ist als $|\vec{r} - \vec{r}'|$, am Ort \vec{r} ein Vektorpotential der Form

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\text{Leiter}} \frac{I(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'. \quad (2.43)$$

Daraus lässt sich gemäß Gl. 2.39 das Magnetfeld berechnen, so dass das *Biot-Savart-Gesetz*

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{Leiter}} I(\vec{r}') d\vec{r}' \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (2.44)$$

folgt. Für den Fall höherer Frequenzen, wenn Wellenlängeneffekte bedeutsam werden, muss zur Berechnung von $\vec{B}_E(\vec{r})$ der volle Satz von Maxwell-Gleichungen gelöst werden.

2.2.4. Rauschen

Das Signal ist von statistischen Störungen, dem Rauschen, überlagert. Dies wird durch das *Signal-Rausch-Verhältnis* (*Signal-to-noise ratio*, *SNR*) ausgedrückt. Bei Magnetresonanzexperimenten sind sowohl Signal als auch Rauschen über Spannungen definiert, und der Effektivwert des SNR ist gegeben durch

$$\text{SNR} = \frac{U_{\text{S, eff}}}{U_{\text{R, eff}}}. \quad (2.45)$$

Der wesentliche Rauschmechanismus ist das *thermische Rauschen*, auch *Nyquist-Johnson-Rauschen* genannt [Nyq28, Joh28], das von der thermischen Bewegung der Ladungsträger herrührt. Bei hinreichend kleinen Frequenzen kann dies in der Rayleigh-Jeans-Näherung beschrieben werden durch die Gleichung

$$U_{\text{R, eff}} = \sqrt{4kTR\Delta\nu}, \quad (2.46)$$

mit dem effektiven Rauschwiderstand R , der die Temperatur T hat, und der Empfängerbandbreite $\Delta\nu$. Der effektive Rauschwiderstand ist die Summe der Komponenten *Spulenwiderstand* (R_S) und *Probenwiderstand* (R_P):

$$R = R_S + R_P. \quad (2.47)$$

¹Genauer sollte es sich hierbei um Strom mit der interessierenden Frequenz ω_0 und Einheitsamplitude handeln, da wie in Abs. 2.2.4 gezeigt wird, die in einer Spule wirksamen Verlustmechanismen frequenzabhängig sind.

Spulenrauschen

Als Spulenwiderstand wird der Widerstand der Spule ohne Beladung durch ein Messobjekt bezeichnet. Dieser wird in den meisten Fällen vom ohmschen Widerstand des Spulenleiters dominiert. Verluste in angeschlossenen elektronischen Bauteilen, wie beispielsweise durch im Dielektrikum von Kondensatoren auftretende Ladungsverschiebungen, werden ebenfalls dem Spulenwiderstand zugerechnet, können aber (bei entsprechender Wahl der Bauelemente) meist als klein gegen die Leiterverluste angenommen werden.

Ein homogener, gleichmäßig dicker Leiter der Länge l und Querschnittsfläche f , aus einem Material mit Leitfähigkeit σ hat den Widerstand

$$R_s = \frac{l}{\sigma f}. \quad (2.48)$$

Jedoch verringert sich die effektive Querschnittsfläche des Leiters bei hochfrequenten Strömen durch den *Skin-Effekt* und den *Proximity-Effekt*. Der Skin-Effekt bewirkt eine Verdrängung des Stromes aus dem Innern des Leiters. Die Stromdichte nimmt somit von außen nach innen exponentiell ab. Es kann eine äquivalente Schichtdicke

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega_0}} \quad (2.49)$$

definiert werden, in der der gesamte Strom fließt (μ sei hier die Gesamtpermeabilität des Leiters). Bei einer Frequenz von 64 MHz, was der Larmor-Frequenz für Wasserstoffprotonen bei 1,5 T entspricht, beträgt die äquivalente Eindringtiefe in Kupfer beispielsweise nur noch $8 \mu\text{m}$.

Der Proximity-Effekt bewirkt eine weitere Verdrängung des Stromes, falls benachbarte Leiter zu nahe nebeneinander liegen. Die Auswirkungen dieses Effektes lassen sich ohne eine elektromagnetische Simulationsrechnung schwer abschätzen. Daher sollte dies bei der Konstruktion von MR-Spulen bereits berücksichtigt und die Leiter in hinreichend großem Abstand zueinander angeordnet werden. In [HR76] wird der dreifache Leiterradius als minimaler Abstand der Mitten benachbarter Leiter vorgeschlagen.

Bei Frequenzen, bei denen die Wellenlänge in den Bereich der Leiterlänge kommt, agiert die Spule als Antenne, und es treten Verluste durch Abstrahlung elektromagnetischer Wellen auf, die sich durch einen äquivalenten Widerstand $R_{rad} \propto \omega_0^4$ ausdrücken lassen. Da dies beim Bau der Spule meistens berücksichtigt wird und die Leiter entsprechend kurz gehalten werden, können diese Verluste meist vernachlässigt werden.

Probenrauschen

In der *In-vivo*-MRT enthält das Messobjekt (Mensch oder Tier) elektrisch leitfähige Substanzen (z.B. in Wasser gelöste Elektrolyte). Wird eine Probe der spezifischen Leitfähigkeit σ in

ein elektrisches Feld \vec{E} eingebracht, so ist die dissipierte Leistung

$$P_P = \sigma \int_{Probe} |\vec{E}|^2 dV = \omega \varepsilon'' \int_{Probe} |\vec{E}|^2 dV. \quad (2.50)$$

Hier bezeichnet ε'' den dielektrischen Verlustfaktor, der sich als Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon' - i\varepsilon''$ darstellen lässt. Da Verluste aus dielektrischen Polarisationsprozessen sich von solchen aus Leitungsprozessen nicht unterscheiden lassen, kann ε'' in ein effektives σ umgewandelt werden und umgekehrt. Mithilfe des Zusammenhangs

$$P = RI^2 \quad (2.51)$$

kann dies in den Widerstand

$$R_P = \sigma \int_{Probe} |\vec{E}|^2 dV = \omega \varepsilon'' \int_{Probe} |\vec{E}|^2 dV \quad (2.52)$$

umgerechnet werden, der an den Spulenenden bei Einheitsstrom zusätzlich zum Spulenwiderstand gemessen wird. Somit wirkt sich die Gegenwart des Messobjektes auf den Gesamtwiderstand der Spule und damit auf das Rauschen aus. Das durch das Messobjekt induzierte Rauschen wird als Probenrauschen (engl. *sample noise*) bezeichnet. Die Ursachen des Probenrauschens unterteilt man in kapazitive und induktive Probenverluste. Der Unterschied lässt sich auf den Ursprung des in Gl. 2.50 wirkenden elektrischen Feldes zurückführen.

Kapazitive Verluste rühren aus den konservativen elektrischen Feldern, die gemäß dem *Coulomb-Gesetz*

$$\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = \rho \quad (2.53)$$

ihren Ursprung in einer elektrischen Ladungsdichte ρ haben. An den Kapazitäten C_d , die verschiedene Flächenelemente des Spulenleiters zueinander haben, bauen sich derartige Ladungen auf. In [HL79] wird als grobe Abschätzung für die parasitäre Kapazität C_d einer Solenoidspule der Wert 2 pF pro Zentimeter Durchmesser genannt. Der Widerstand, der dadurch zusätzlich in die Spule L eingebracht wird, ist

$$R_{R,C} = \varepsilon'' \omega_0^3 L^2 C_d. \quad (2.54)$$

Kapazitive Verluste lassen sich durch den Einbau mehrerer Kondensatoren entlang des Spulenleiters vermindern. Sind die Kapazitäten dieser Kondensatoren groß gegen die, durch die Leitergeometrie entstehenden, parasitären Kapazitäten, so baut sich auch ein Großteil des entstehenden elektrischen Feldes im Dielektrikum der Kondensatoren auf. Da hochwertige Kondensatoren sehr verlustarm sind, kann $R_{E,C}$ deutlich reduziert werden.

Ein weiterer Verlustmechanismus sind induktive Verluste. Gemäß dem Faraday-Gesetz Gl. (2.40) erzeugen die zeitlich variierenden Magnetfelder im Messobjekt nicht-konservative elektrische Felder, welche zu verlustbehafteten Wirbelströmen führen. Diese Verluste lassen sich

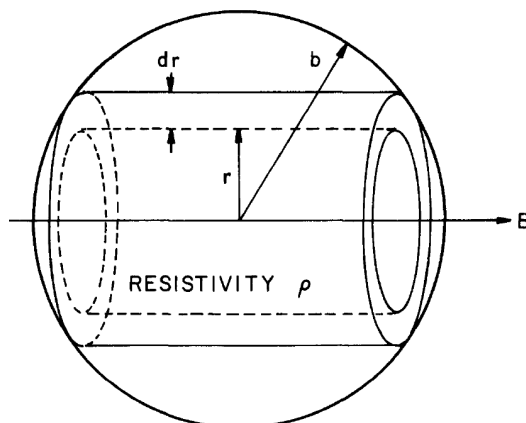


Abbildung 2.5.: Als Modell zur Berechnung der induktiven Verluste in einem leitfähigen Medium dient eine Kugel mit Radius b und Leitfähigkeit σ (Quelle: [HL79]).

nicht minimieren, ohne gemäß Gl. 2.42 in gleichem Maße die Sensitivität der Spule zu minimieren.

Die Größe der induktiven Verluste lässt sich folgendermaßen abschätzen [HL79]: Man betrachtet eine homogene, unmagnetische Kugel mit spezifischer Leitfähigkeit σ und Radius b , die von einer homogenen, zeitabhängigen, magnetischen Flussdichte mit Betrag $B(t) = B \sin(\omega_0 t)$ durchdrungen wird (Abb. 2.5). Dieser Kugel entnehme man einen infinitesimal dünnen Zylinder mit Radius r . Die azimutale Gesamtleitfähigkeit dieses Zylinders ist

$$d\Sigma = \frac{2\sigma\sqrt{b^2 - r^2}}{2\pi r} dr. \tag{2.55}$$

Die in diesem Zylinder induzierte Spannung ist gemäß Gl. 2.40

$$U = -\pi r^2 \frac{\partial B(t)}{\partial t} \tag{2.56}$$

und nach Gl. 2.51 ist die in der gesamten Kugel dissipierte Leistung

$$P = \int_0^b U^2 \Sigma dr = \frac{\pi \omega_0^2 \sigma B^2 b^5}{15}. \tag{2.57}$$

Gemäß Gl. 2.51 liefert dies, falls Einheitsstrom durch die Spule fließt, einen zusätzlichen Rauschwiderstand von

$$R = \frac{\pi \omega_0^2 \sigma B_E^2 b^5}{15}. \tag{2.58}$$

Verstärkerrauschen

Weiterhin muss das durch die Verstärkerkette induzierte Rauschen beachtet werden. Ein Maß für das Rauschen, das ein Bauelement in einer Signalleitungskette hinzufügt ist der

Rauschfaktor F

$$F = \frac{\text{SNR}_{\text{Eingang}}}{\text{SNR}_{\text{Ausgang}}}. \quad (2.59)$$

Dieser wird häufig logarithmisch in Form der Rauschzahl NF , mit der Einheit Dezibel (dB) angegeben:

$$NF = 10 \log F. \quad (2.60)$$

Bei Hintereinanderschalten mehrerer Verstärker mit den Verstärkungen $G_1, G_2, G_3 \dots G_n$ und den Rauschfaktoren $F_1, F_2, F_3 \dots F_n$, ergibt sich als Gesamtrauschfaktor (*Formel von Friis*)

$$F_{\text{ges}} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_n}. \quad (2.61)$$

Gleichung 2.61 zeigt, dass vor allem der erste Verstärker in einer Kette möglichst rauscharm sein sollte, da dessen Rauschen in der Folge immer weiter verstärkt wird. Die üblichen in der Magnetresonanzbildgebung verwendeten Verstärker haben Rauschzahlen deutlich kleiner als 1 dB.

2.2.5. Signal-Rausch-Verhältnis

Mithilfe der Gleichungen für Signal und Rauschen lässt sich nun aus den Gleichungen 2.37 und 2.42 ein Ausdruck für die Größe des Signals und aus Gl. 2.46 ein Ausdruck für die Größe des Rauschens gewinnen, so dass sich der Effektivwert des gesamten Signal-Rausch-Verhältnisses im MR-Experiment als

$$\text{SNR} = \frac{\omega_0^2 B_E \frac{N\gamma\hbar^2 I(I+1)}{3kTV} e^{-\frac{t}{T_2^*}} \sin \alpha}{\sqrt{4k_B T (R_S + R_P) \Delta\nu F}} \quad (2.62)$$

schreiben lässt [HR76]. Daraus folgt für die Entwicklung von Empfangsspulen, dass eine Erhöhung des SNR entweder über eine Verbesserung der Kopplung der Spule an das Messobjekt oder über eine Verringerung des Rauschens durch Verringerung des äquivalenten Rauschwi- derstandes oder der Temperatur geschehen kann. Da im Falle der *In-vivo*-Bildgebung bei derzeit üblichen Frequenzen häufig das Rauschen des Messobjektes dominiert, sind die Mög- lichkeiten zur Rauschverminderung sehr limitiert. Eine Möglichkeit bietet die Verwendung von Phased-Array-Spulen, die in Abs. 2.2.10 besprochen werden.

Die Kopplung der Spule an das Messobjekt wird meist über den Füllfaktor η ausgedrückt. Dieser ist definiert als der relative Anteil des Magnetfeldes, der die Probe durchdringt:

$$\eta = \frac{\int_{V_P} \vec{B}^2 dV}{\int_{V_\infty} \vec{B}^2 dV}. \quad (2.63)$$

Führt man nun noch die Spulengüte

$$Q = \frac{\omega L}{R}, \quad (2.64)$$

mit der Spuleninduktivität L ein, so lässt sich Gl. 2.62 schreiben als

$$\text{SNR} = M_0 \sqrt{\frac{\mu_0 Q \eta \omega_0}{8 K_B T \Delta \nu F}} e^{-\frac{t}{T_2^*}} \sin \alpha. \quad (2.65)$$

Im Gegensatz zu Gl. 2.62, die die lokale Größe B_E beinhaltet, enthält Gl. 2.65 die globalen Größen η und Q .

Eine weitere Möglichkeit das SNR zu beeinflussen ist die Dauer der Datenaufnahme. Gemäß Gl. 2.62 und Gl. 2.65 ist $\text{SNR} \propto \frac{1}{\sqrt{\Delta \nu}}$. Gemäß den Gesetzen der Fourier-Transformation setzt aber eine geringere Bandbreite eine Erhöhung der Messzeit voraus. Daraus ergibt sich, dass das SNR mit der Quadratwurzel aus der Messzeit T_A ansteigt:

$$\text{SNR} \propto \sqrt{T_A}. \quad (2.66)$$

Eine Verlängerung der effektiven Messzeit kann beispielsweise durch mehrmalige Signalaufnahme mit anschließender Mittelung geschehen. Aufgrund der Wurzelabhängigkeit in Gl. 2.66 ist diese Methode sehr zeitintensiv.

2.2.6. Abhängigkeit des SNR von der B_0 -Feldstärke

Die B_0 -Abhängigkeit des SNR lässt sich mithilfe des in Abs. 2.2 beschriebenen Verhaltens von Signal und Rauschen abschätzen: Gemäß Gl. 2.62 gilt

$$\text{SNR} \propto \frac{\omega_0^2}{\sqrt{aR_S + bR_P}}, \quad (2.67)$$

wobei R_S den Rauschwiderstand der Spule und R_P den des Messobjektes bezeichnen. Die Proportionalitätskonstanten a und b beschreiben den relativen Anteil des jeweiligen Widerstandes am Gesamtrauschwiderstand. In einer idealen Spule wird R_S durch den Skineffekt dominiert. Somit gilt (Gl. 2.49): $R_S \propto \sqrt{\omega_0}$. Der Probenwiderstand R_P wird in einer idealen Spule durch induktive Verluste mit quadratischer Frequenzabhängigkeit dominiert (Gl. 2.58): $R_P \propto \omega_0^2$. Als Näherung für die Frequenzabhängigkeit des SNR gilt damit

$$\text{SNR} \propto \frac{\omega_0^2}{\sqrt{aR_S + bR_P}} = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{\alpha \omega_0^{1/2} + \beta \omega_0^2}}, \quad (2.68)$$

mit den Proportionalitätskonstanten α und β . Im Grenzfall dominierenden Spulenrauschens vereinfacht sich dies zu

$$\text{SNR} \propto \omega_0^{7/4}, \quad (2.69)$$

während im Fall dominierenden Probenrauschens

$$\text{SNR} \propto \omega_0 \quad (2.70)$$

gilt. Falls sowohl Spulen- als auch Probenrauschen das SNR merklich beeinflussen, dient als Abschätzung des Beitrags von R_P bzw. R_S zum Gesamtrauschen das Verhältnis der Güten der unbeladenen Spule Q_U zu der der beladenen Spule Q_L . Aus der Definition der Güte (Gl. 2.64) folgt:

$$Q_U \propto \frac{1}{aR_S} \propto \frac{1}{\alpha\omega_0^{1/2}} \quad (2.71)$$

und

$$Q_L \propto \frac{1}{aR_S + bR_P} \propto \frac{1}{\alpha\omega_0^{1/2} + \beta\omega_0^2}. \quad (2.72)$$

Mithilfe der Gleichungen 2.72 und 2.71 lässt sich das Verhältnis der Proportionalitätsfaktoren α und β bestimmen:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \omega_0^{-3/2} \left(\frac{Q_U}{Q_L} - 1 \right). \quad (2.73)$$

Einsetzen von 2.73 in 2.68 ergibt

$$SNR \propto \frac{\omega_0^2}{\sqrt{\omega_0^{1/2} + \frac{\beta}{\alpha}\omega_0^2}} = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{\omega_0^{1/2} + \left(\frac{Q_U}{Q_L} - 1\right)\omega_0^{1/2}}} = \omega_0^{7/4} \left(\frac{Q_U}{Q_L}\right)^{-1/2}. \quad (2.74)$$

Damit lässt sich beispielsweise das SNR bei $B_0 = 3$ T im Vergleich zu $B_0 = 1,5$ T zu

$$\frac{SNR_{3\text{ T}}}{SNR_{1,5\text{ T}}} = \left(\frac{\omega_0(3\text{ T})}{\omega_0(1,5\text{ T})} \right)^{7/4} \frac{\left(\frac{Q_U}{Q_L}\right)_{1,5\text{ T}}^{1/2}}{\left(\frac{Q_U}{Q_L}\right)_{3\text{ T}}^{1/2}} \quad (2.75)$$

berechnen [BJSJ06].

2.2.7. Impedanz

In der Empfangskette ist die Spule an ein Netzwerk zur Impedanzanpassung angeschlossen. Die Impedanz Z ist definiert als der komplexe Wechselstromwiderstand von Bauteilen:

$$Z = R + iX, \quad (2.76)$$

wobei R der reelle Widerstand des Bauteiles und X die Reaktanz (Blindwiderstand) ist. Die Reaktanz einer Spule X_L bzw. eines Kondensators X_C sind über die Induktivität bzw. Kapazität gegeben als

$$X_L = \omega L, \quad X_C = -\frac{1}{\omega C}. \quad (2.77)$$

Aus Gl. 2.62 geht hervor, wie der Rauschfaktor F des Vorverstärkers in das SNR des MR-Experimentes eingeht und deshalb möglichst gering gehalten werden muss. Das Verstärkerrauschen hat nur dann den minimalen Wert, wenn die an seinem Eingang angeschlossene

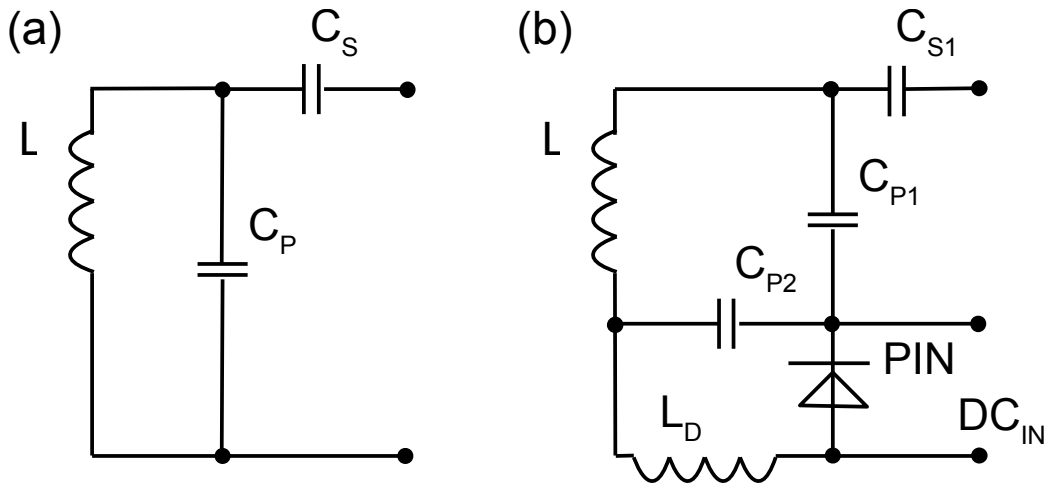


Abbildung 2.6.: (a) Kapazitives Netzwerk, bestehend aus parallel (C_P) und seriell geschalteten Kondensatoren (C_S) zur Transformation der Impedanz Z_S der Spule L . (b) Anpassnetzwerk, in das eine über eine PIN-Diode zuschaltbare Spule (L_D) eingebracht wurde, so dass bei durchgeschalteter PIN-Diode C_{P2} und L_D einen hochohmigen Parallelschwingkreis bilden. Der Steuerstrom für die PIN-Diode wird über DC_{IN} zugeführt. Der Kondensator C_P aus (a) wurde hier durch die zwei Kondensatoren C_{P1} und C_{P2} ersetzt, um sicherzustellen, dass der Steuerstrom nicht über die Spule die PIN-Diode umgeht.

Signalquelle eine definierte Impedanz Z_{opt} hat. Dieser Zustand wird *Rauschanpassung* genannt.

Die Impedanz der mit der Probe beladenen Spule ist

$$Z_S = R_S + R_P + i\omega L, \tag{2.78}$$

wobei eventuelle kapazitive Anteile hier vernachlässigt werden. Diese Impedanz entspricht im Allgemeinen nicht der optimalen Quellimpedanz Z_{opt} des Verstärkers. Deshalb muss Z_S auf Z_{opt} transformiert werden. Zur Impedanztransformation kann eine Schaltung, aufgebaut aus Kondensatoren und Spulen, verwendet werden, wobei Kondensatoren aufgrund der geringeren Verluste vorteilhafter sind. Eine einfache Schaltung zur Impedanztransformation ist in Abb. 2.6(a) dargestellt. Mithilfe der Kirchhoffschen Gesetze lässt sich zeigen, dass die Impedanz der Spule Z_S durch die Kondensatoren auf den Wert

$$Z_T = \left(\frac{1}{Z_S} + i\omega C_P \right)^{-1} + \frac{1}{i\omega C_S} \tag{2.79}$$

transformiert wurde.

Meist bestehen die Netzwerke, die zur Impedanztransformation in MR-Spulen eingesetzt werden, aus mehr als zwei Kondensatoren. Dies ist besonders dann wichtig, wenn das Anpassnetzwerk außer der Rauschanpassung noch weiteren Anforderungen, wie beispielsweise die

elektrische Symmetrisierung [MLB06] oder Vorverstärker-Entkopplung (Abs. 2.2.10), gerecht werden muss.

2.2.8. Detuning

Werden zum Senden und Empfangen getrennte Spulen verwendet, so muss die Empfangsspule während des Sendens ausgeschaltet („*detuned*“) werden. In einer Empfangsspule, die während des Sendens resonant wäre, würden durch das Sendefeld Ströme induziert, die eine lokale Verzerrung des vormals homogenen Anregungsfelds zur Folge hätten. Um dies zu vermeiden, kann das Anpassnetzwerk, wie in Abb. 2.6(b) gezeigt, modifiziert werden [Bos85, EHM86]. Parallel zum Kondensator C_{P1} wird eine Reihenschaltung aus Spule und PIN-Diode angebracht. Eine PIN-Diode (*positive intrinsic negative diode*) dient als Schalter bei hohen Frequenzen, der über eine angelegte Gleichspannung betätigt wird. Liegt eine Gleichspannung in Sperrrichtung an, so ist die Diode hochohmig und blockiert Hochfrequenzströme. Wird die Gleichspannung umgepolt, so fließt ein Strom in Durchlassrichtung und auch die hochfrequenten Anteile werden durchgelassen.

Im Fall des Signalempfangs wird die PIN-Diode gesperrt, so dass das Anpassnetzwerk wie in Abs. 2.2.7 beschrieben arbeitet. Im Sendefall hingegen wird die PIN-Diode mit einem Durchlassstrom beschickt, wodurch auch die in Serie geschaltete Spule L_D Teil des Gesamtnetzwerkes wird. Dadurch bilden C_{P2} und L_D einen hochohmigen Parallelschwingkreis, und Ströme durch die Spule L werden unterdrückt.

Über die Sende-Entkopplung hinaus, ermöglicht es diese Schaltung, die Spule bei Bedarf selektiv ein- und auszuschalten.

2.2.9. Wechselseitige Impedanz

In Abb. 2.7 ist eine Anordnung n nahe beieinander liegender Spulen gezeigt. Die Spannungsquellen U_j repräsentieren hierbei die in die jeweiligen Spule induzierten Signalspannungen, und die Widerstände R_j seien die gesamten Rauschwiderstände. In einer derartigen Anordnung treten Kopplungen zwischen den Spulen auf, d.h. ein Teil des Signals, das von der einen Spule detektiert wird, wird auf die anderen Spulen übertragen und von diesen ebenfalls detektiert. Derartige Kopplungen lassen sich durch eine wechselseitige Impedanz Z_{ij} beschreiben. Sei U_i die in die i -te Spule induzierte Signalspannung, so ist der Stromfluss im Messgerät I_j gemäß dem ohmschen Gesetz

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \cdots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & & Z_{2n} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ Z_{n1} & Z_{n2} & & Z_{nn} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{pmatrix}. \quad (2.80)$$

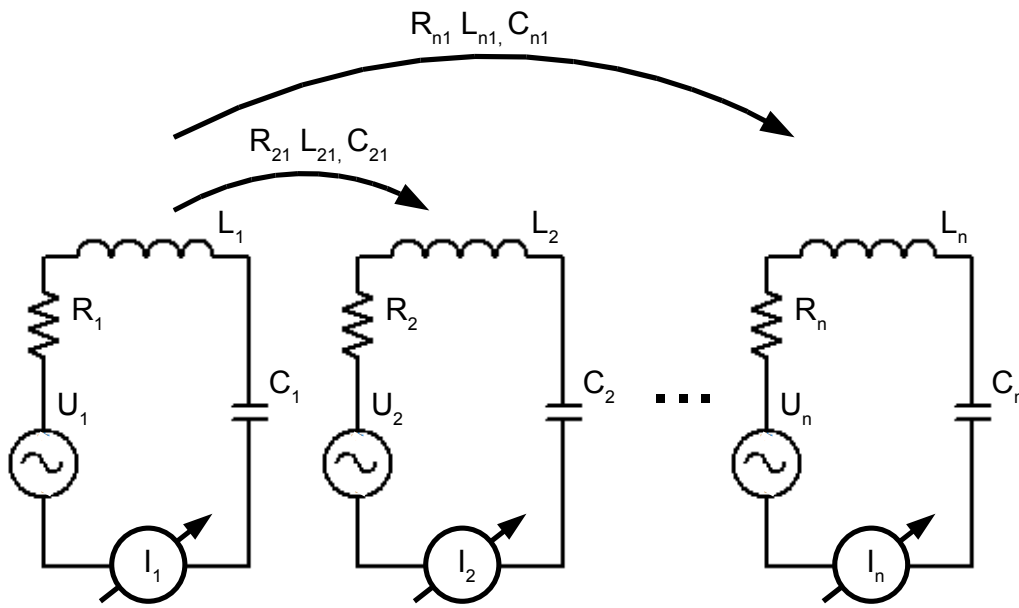


Abbildung 2.7.: Anordnung mehrerer nahe beieinander liegender Spulen. Durch wechselseitige Induktivitäten, Kapazitäten und Widerstände wird Signal von einer auf die andere Spule übertragen.

Die Diagonalelemente der Z -Matrix sind die Eigenimpedanzen der Schaltkreise, während die Nicht-Diagonalelemente die wechselseitigen Impedanzen bezeichnen. Wie die Eigenimpedanzen (Gln. 2.76 und 2.77) setzen sich auch die wechselseitigen Impedanzen aus resistiven, induktiven und kapazitiven Anteilen zusammen. Da auch hier gelten soll, dass Größe und Abstand der Spulen klein im Vergleich zur Wellenlänge etwaiger elektromagnetischer Wellen sei, können Strahlungskopplungen vernachlässigt werden.

Resistive Kopplung

Der resistive Anteil der wechselseitigen Impedanz hat seinen Ursprung in Wirbelströmen in der Probe, die durch die zeitliche Änderung des Magnetfeldes hervorgerufen werden. Analog zu Gl. 2.52 lässt sich der wechselseitige Widerstand zwischen Spule i und Spule j über die vom Magnetfeld erzeugten nicht-konservativen elektrischen Felder gemäß

$$R_{ij}^P = \sigma \int_{Probe} \vec{E}_i \vec{E}_j dV \quad (2.81)$$

berechnen. Da es sich hierbei um einen rein probeninduzierten Widerstand handelt, ist der Gesamtwiderstand gemäß Gl. 2.47

$$\begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots & R_{1n} \\ R_{21} & R_{22} & & R_{2n} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ R_{n1} & R_{n2} & & R_{nn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}^P & R_{12}^P & \cdots & R_{1n}^P \\ R_{21}^P & R_{22}^P & & R_{2n}^P \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ R_{n1}^P & R_{n2}^P & & R_{nn}^P \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_{11}^S & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & R_{22}^S & & 0 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & & R_{nn}^S \end{pmatrix}. \quad (2.82)$$

Daraus ist ersichtlich, dass resistive Kopplungen den effektiven Rauschwiderstand erhöhen und damit das SNR verringern können.

Induktive Kopplung

Spulen haben eine wechselseitige Induktivität L_{ij} , die sich in einer wechselseitigen Impedanz

$$Z_{ij}^L = i\omega L_{ij} \quad (2.83)$$

ausdrückt. Im quasistatischen Fall, wenn die Spulendimensionen deutlich kleiner als die Wellenlänge sind, lässt sich die wechselseitige Impedanz zweier Stromfäden i und j zu

$$L_{ij} = \frac{\mu}{4\pi} \int \int \frac{d\vec{r}_i d\vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (2.84)$$

berechnen, wobei über die Wegelemente $d\vec{r}_i$ und $d\vec{r}_j$ entlang der Stromfäden integriert wird.

Kapazitive Kopplung

Kapazitäten, die Flächenelemente des Leiters von Spule i gegen Flächenelemente des Leiters von Spule j bilden, können ebenfalls einen Übertrag von Signal und Rauschen von einer auf die andere Spule bewirken. Die Kapazität zweier gleich großer, übereinander verlaufender flacher Leiter mit Fläche f und Abstand d kann wie bei einem Platenkondensator über die Gleichung

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{f}{d} \quad (2.85)$$

berechnet werden. Der Energieübetrag geschieht in diesem Fall wiederum über die durch das Coulomb-Gesetz (Gl. 2.53) beschriebenen konservativen elektrischen Felder.

2.2.10. Phased-Array-Spulen

Das bei einem MR-Bildgebungsexperiment auftretende Rauschen wird meist dominiert durch das Rauschen des Messobjektes. Gemäß Gl. 2.58 ist der probeninduzierte Rauschwiderstand der fünften Potenz der Probenausmaße proportional, $R_P \propto b^5$. Daraus folgt, dass sich das SNR durch eine Verkleinerung der Probe drastisch erhöhen ließe. Dies ist bei der *In-vivo*-Bildgebung jedoch unmöglich. Eine Möglichkeit, trotzdem eine Erhöhung des SNR zu er-

reichen, ist die Verkleinerung der Spule. Diese bringt zwangsläufig eine Verkleinerung des Probenvolumens mit sich, aus dem die Spule Signal empfangen kann. Damit sinkt aber auch das effektive in Gl. 2.58 eingehende Probenvolumen und damit das Probenrauschen. Überdies ist gemäß Gl. 2.44 das pro Einheitsstrom erzeugte Magnetfeld B_E und somit das empfangene Signal an Orten nahe der Spule erhöht. Um trotz des verkleinerten Gesichtsfeldes der Spule ein homogenes Bild des gesamten Messobjektes zu gewinnen, müssen mehrere derartiger Spulen nebeneinander angebracht werden. Eine derartige Anordnung wird als *Phased-Array-Spule* [REH⁺90] bezeichnet.

Ein weiterer Vorteil von Phased-Array-Spulen besteht darin, dass mit ihrer Hilfe die Bildzeugung mit den Methoden der parallelen Bildgebung (Abs. 2.3.3) beschleunigt werden kann.

Um mit einer Phased-Array-Spule ein maximales SNR zu erreichen, müssen Kopplungen zwischen den Einzelspulen minimiert werden. Über Kopplungen wird Rauschen vom einen auf das andere Element übertragen und somit der Vorteil des geringeren Probenvolumens wieder zunichte gemacht. Zwei häufig verwendete Methoden der Entkopplung sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden: *Geometrische Entkopplung* und *Vorverstärker-Entkopplung*.

Geometrische Entkopplung

Gemäß Gl. 2.84 ist die wechselseitige Induktivität zweier Leiter ausschließlich von deren räumlichen Verlauf abhängig. Findet man eine geometrische Anordnung, bei der das Integral

$$\int \int \frac{d\vec{r}_i d\vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$$

verschwindet, so verschwindet auch die induktive Kopplung zwischen den Spulen.

Eine gängige Methode zur geometrischen Entkopplung benachbarter Spulen ist die Überlappung [REH⁺90].

Eine weiteres Verfahren der geometrischen Entkopplung ist die Vermeidung wechselseitiger Kapazitäten, die durch zu nahe beieinanderliegende oder sich überlappende Leiter entstehen.

Vorverstärker-Entkopplung

Die stärksten Kopplungsmechanismen (induktive und resistive Kopplung) werden über die Magnetfelder vermittelt, die die Spulen bei Stromfluss erzeugen. Im Umkehrschluss können diese Kopplungen durch eine Minimierung des Magnetfeldes minimiert werden. Dazu muss der in der Spule fließende Strom sehr gering gehalten werden. Dies kann durch die Verwendung von Vorverstärkern mit besonders hohen oder besonders niedrigen Eingangsimpedanzen geschehen ². Die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers wird dann derartig transformiert, dass die Spule eine hohe Impedanz sieht, wodurch der Stromfluss minimiert wird. Diese Methode

²Allgemein gesprochen muss es sich um Vorverstärker mit hohem Eingangsreflektionsfaktor handeln.

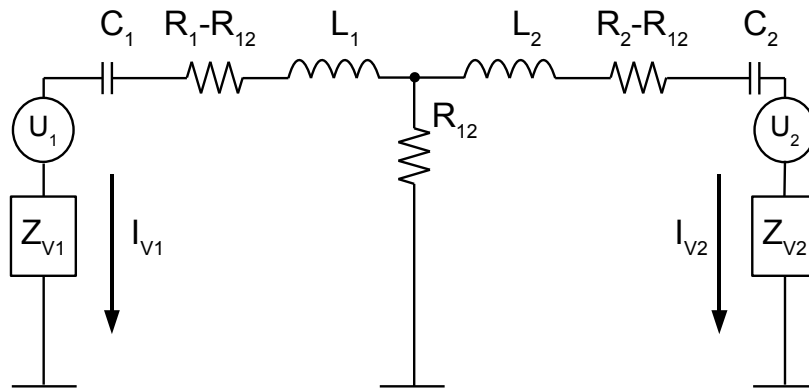


Abbildung 2.8.: Ersatzschaltbild zweier resistiv gekoppelter Spulen L_1 und L_2 . Der wechselseitige Widerstand R_{12} ist als diskretes Bauteil dargestellt.

wird als *Vorverstärker-Entkopplung* bezeichnet [REH⁺90, RWP95]. In Abb. 2.7 würde dies bedeuten, den Eingangswiderstand des Messgerätes zu erhöhen.

Als Beispiel ist in Abb. 2.8 das Ersatzschaltbild zweier resistiv gekoppelter Spulen gezeigt. Hier bezeichnen die Spannungsquellen U_1 und U_2 die in der Spule induzierten Signalspannungen; R_1 und R_2 sind die aus Spulen- und Probenwiderstand bestehenden Rauschwiderstände. Der wechselseitige Widerstand R_{12} wird ebenfalls als diskretes Bauteil dargestellt. Die Impedanzen $Z_{V1} = R_{V1} + iX_{V1}$ und $Z_{V2} = R_{V2} + iX_{V2}$ stellen die transformierten Impedanzen der Vorverstärker 1 und 2 dar. Da passive Netzwerke zur Impedanzanpassung Strom und Spannung linear transformieren, ist das von Vorverstärker 1 detektierte Signal proportional zu dem durch Z_{V1} fließenden Strom I_{V1} . I_{V1} setzt sich nun zusammen aus einer Komponente, die von der Spannungsquelle U_1 herrührt, und einer weiteren, die durch Kopplung von U_2 stammt:

$$I_{V1} \equiv I_{11} + I_{12}. \quad (2.86)$$

Bei verschwindendem wechselseitigem Widerstand $R_{12} = 0$ besteht ein Kurzschluss nach Masse und somit ist $I_{12} = 0$, da über R_{12} keine Spannung mehr vorhanden ist.

Im Falle nicht-verschwindender Kopplung und wenn $X_{L1} + X_{C1} = X_{L2} + X_{C2} = 0$, können die Ströme I_{11} und I_{12} mit den Kirchhoffschen Regeln berechnet werden:

$$I_{11} = U_1 \left(Z_1 + \frac{1}{R_{12}^{-1} + Z_2^{-1}} \right)^{-1} \quad (2.87)$$

und

$$I_{12} = U_2 \left(Z_1 \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{R_{12}} \right) \left(\frac{1}{Z_1^{-1} + R_{12}^{-1}} + Z_2 \right) \right)^{-1} \quad (2.88)$$

mit der Notation

$$Z_1 \equiv R_1 - R_{12} + Z_{V1} \quad \text{und} \quad Z_2 \equiv R_2 - R_{12} + Z_{V2}. \quad (2.89)$$

Es zeigt sich, dass im Falle $Z_{V1} \gg R_1$ und $Z_{V2} \gg R_2$ die Kopplungsstärke $\frac{I_{12}}{I_{11}}$ sehr klein wird. Die Güte des Gesamtkreises wird durch die hohe Vorverstärkerimpedanz idealerweise nahe eins gebracht. Dies ist fern von den Bedingungen, unter denen die Spule leistungsangepasst ist. Das absolute gemessene Signal wird dadurch also abgeschwächt, allerdings geschieht dies bei unverändertem SNR³ und lässt sich somit durch größere Verstärkung wieder kompensieren.

Somit gilt für die Impedanz der Vorverstärker-entkoppelten Spule das gleiche, wie für die Spule während der Sende-Entkopplung. Trotzdem ist auch bei Vorverstärker-entkoppelten Spulen eine zusätzliche Sende-Entkopplung nötig, da die hohen Spannungen die durch das Sendefeld induziert werden den Vorverstärker beschädigen könnten oder zumindest soweit mit Ladungen sättigen könnten, dass zur Erholung eine Zeit benötigt wird, die deutlich länger als die Echo-Zeit im Magnetresonanz-Experiment ist. In dieser Zeit wären sowohl die Verstärkung als auch die Rauschzahl deutlich vom Optimum entfernt.

2.3. Magnetresonanzbildung

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie die magnetische Resonanz genutzt werden kann, um nichtinvasiv Bilder aus dem Körperinneren von Menschen und Tieren zu gewinnen. Auch hier soll nur eine kurze Zusammenfassung gegeben werden, ausführliche Darstellungen finden sich in [HTB99] und [BKZ04].

2.3.1. Bildgenerierung

Wesentlich für die Magnetresonanzbildung ist eine orts aufgelöste Detektion des MR-Signals. Wenn sich die Protonendichten oder die Relaxationszeiten verschiedener Gewebearten unterscheiden, so beobachtet man unterschiedlich starke MR-Signale. Wird die Signalstärke in Graustufen kodiert, lässt sich ein Bild des gemessenen Objektes erstellen.

Zur Bildgebung werden dem Grundfeld B_0 lineare, ortsabhängige Gradientenfelder G_x, G_y, G_z überlagert. Die Richtung des resultierenden Magnetfeldes bleibt weiterhin z , nur der Betrag ändert sich in Abhängigkeit des Ortes⁴:

$$\vec{B}_0 + \vec{G}(x, y, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 + G_x x + G_y y + G_z z \end{pmatrix}. \quad (2.90)$$

³Die Güte des gesamten Schaltkreises ist nicht mit der Güte gleichzusetzen, die in Gl. 2.65 eingeht, da in dieser die transformierte Vorverstärker-Impedanz nicht enthalten ist.

⁴Aufgrund der Quellenfreiheit des Magnetischen Feldes ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$) ist ein Magnetfeld wie in Gl. 2.90 mit $(\vec{B}_0 + \vec{G})|_x = (\vec{B}_0 + \vec{G})|_y = 0$ nicht realisierbar. Die verbleibenden x - und y -Komponenten von $\vec{B}_0 + \vec{G}$ werden *Maxwell-Terme* genannt. Sie werden im Folgenden vernachlässigt.

Dadurch wird auch die Larmorfrequenz eine Funktion des Ortes:

$$\omega(x, y, z) = \gamma(B_0 + (G_x x + G_y y + G_z z)). \quad (2.91)$$

Da die Orts-Larmorfrequenz-Beziehung nur in jeweils einer Raumrichtung eindeutig ist, ist zur Datenaufnahme eine gesonderte Kodierung für jede Richtung notwendig.

Schichtselektion

Ein Magnetresonanzsignal kann nur detektiert werden, wenn zumindest ein Teil der Spinnmagnetisierung kohärent in xy -Richtung präzediert. Dies wird gemäß Abs. 2.1.3 durch hochfrequente Anregung mit der Larmorfrequenz erreicht. Um nur eine dünne Schicht anzuregen, wird der Larmorfrequenz durch das Anlegen eines Magnetfeldgradienten in z -Richtung eine z -Abhängigkeit aufgeprägt. Bei Einstrahlung eines bandbegrenzten Hochfrequenzfeldes wird nur dort, wo die Bedingung $\omega = \gamma B_0$ erfüllt ist, die Spinnmagnetisierung in die Transversalebene geklappt. Bei linearen Feldgradienten entspricht das Schichtprofil in z -Richtung der Fouriertransformierten des Anregungspulses. Die Dicke der angeregten Schicht ist

$$\Delta z = \frac{\Delta \omega}{\gamma G_z}.$$

Um eine sehr dünne Schicht anzuregen, müsste ein unendlich langer Puls eingestrahlt werden. Da dies weder technisch möglich ist noch, aufgrund des verschwindenden Signals, sinnvoll wäre, ist man in der Realität bemüht, das Schichtprofil möglichst rechteckig zu formen. Da

$$\text{rect}(z) \circ \longrightarrow \frac{\sin(z)}{z} \equiv \text{sinc}(z)$$

gilt, wobei $\text{rect}(z)$ die Rechteckfunktion und $\text{sinc}(z)$ den Kardinalsinus bezeichnet, wird zur Erzeugung einer rechteckigen Schicht ein Hochfrequenzpuls mit einer sinc-förmigen Einhüllenden eingestrahlt. Da auch hier in der Realität nur mit Pulsen endlicher Länge gearbeitet werden kann, ist das tatsächliche Schichtprofil nicht perfekt rechteckig.

Ortskodierung

Ist eine Schicht angeregt, so wird danach innerhalb dieser Schicht eine Ortskodierung in der Schichtebene aufgeprägt. In x -Richtung geschieht dies dadurch, dass während der Signalauslese dem Grundfeld der Auslesegradient G_x überlagert wird. Signale von verschiedenen x -Positionen oszillieren nun mit unterschiedlichen Frequenzen und können über eine Fourier-Transformation wieder ihrem Ort zugewiesen werden.

Die Kodierung in y -Richtung erzielt man, indem für eine begrenzte Zeit zwischen Anregung und Auslese ein Phasenkodiergradient G_y angelegt wird. Da in dieser Zeit die Präzessionsfrequenz der Spinisochromaten von der y -Position abhängt, akkumulieren zwei Isochromaten

im räumlichen Abstand Δy gemäß Gl. 2.33 einen Phasenunterschied von

$$\Delta\varphi = \gamma \int G_y(t) \Delta y dt = \gamma M_y^0 \Delta y, \quad (2.92)$$

wobei M_y^0 das 0. Gradientenmoment in y -Richtung bezeichnet. Dieser Phasenunterschied bleibt auch nach Abschalten des Feldgradienten erhalten. Die Datenaufnahme wird nun für eine Anzahl N_y verschiedener M_y^0 („Phasenkodierschritte“) wiederholt.

Bei genauer Betrachtung sind frequenz- und phasenkodiertes Signal äquivalent: Das Frequenzkodierte Signal wird zu N_x diskreten Zeitpunkten t_n bei Anliegen des Auslesegradienten G_x abgetastet. Damit ist auch hier das Signal jedes aufgenommenen Datenpunktes unter Einwirkung eines anderen Gradientenmomentes entstanden. Daher lassen sich die frequenz- und phasenkodierten Daten in einen zweidimensionalen Raum, den sog. k -Raum, einordnen.

3D-Bildgebungstechniken

Aus den obigen Darstellungen lässt sich schließen, dass eine Schichtsektion zur Bildgebung nicht zwingend erforderlich ist. Genausogut kann das gesamte Messvolumen durch einen Hochfrequenzpuls angeregt und die Ortsinformation in zwei Richtungen durch Phasenkodierung akquiriert werden. Der daraus entstehende dreidimensionale k -Raum kann, analog dem zweidimensionalen, durch eine dreidimensionale Fourier-Transformation zu einem Bildsatz umgewandelt werden. Ein Vorteil dieser Technik ist, dass die Schichtdicke nicht mehr von der Länge des Anregungspulses abhängig ist. Dadurch können auch unter Verwendung von sehr kurzen Pulsen Bilder mit geringer Schichtdicke erzeugt werden. Außerdem sind Form und Profil der Schichten nur noch von der Gradientenhomogenität und nicht mehr von der Pulsform und -dauer abhängig.

Bildrekonstruktion und k -Raum

Wie im letzten Unterabschnitt beschrieben, werden die aufgenommenen Signale in einen zwei- bzw. dreidimensionalen k -Raum einsortiert. Die folgende Betrachtung wird o.B.d.A. auf einen zweidimensionalen k -Raum (k_x, k_y) beschränkt. Die einzelnen k -Raum-Messwerte $s(k_x, k_y)$ lassen sich durch die 0. Gradientenmomente M_x^0 oder M_y^0 errechnen:

$$k_x = \gamma M_x^0 \quad k_y = \gamma M_y^0 \quad (2.93)$$

Im Zentrum des k -Raums verschwinden die 0. Gradientenmomente: $M_x^0 = M_y^0 = 0$ (dies ist die Echobedingung).

Die Transformation der diskret abgetasteten k -Raum-Daten in den Ortsraum erfolgt durch

eine diskrete Fouriertransformation (DFT)

$$S(x^i, y^j) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{k_x^n = -N_x/2}^{(N_x/2)-1} \sum_{k_y^m = -N_y/2}^{(N_y/2)-1} s(k_x^n, k_y^m) e^{-ik_x^n x^i} e^{-ik_y^m y^j}, \quad (2.94)$$

wobei der obere Index (i, j) die Position beschreibt. Aus dem *Nyquist-Shannon*-Abtasttheorem für diskret abgetastete Daten folgt, dass die Größe des Gesichtsfeldes in jede Richtung (auch: *Field-of-view*, FOV) von der Dichte der abgetasteten k -Raumpunkte in dieser Richtung abhängt:

$$\text{FOV}_x = \frac{2\pi}{k_x^{n+1} - k_x^n} \quad \text{FOV}_y = \frac{2\pi}{k_y^{m+1} - k_y^m} \quad (2.95)$$

Hieraus folgt, dass die räumliche Auflösung des Bildes

$$\Delta x = x^{n+1} - x^n = \frac{2\pi}{k_x^N} \quad \Delta y = y^{m+1} - y^m = \frac{2\pi}{k_y^N} \quad (2.96)$$

durch die Größe des gemessenen k -Raums bestimmt ist. Diese Eigenschaften der Fouriertransformation bestimmen die Schaltung der Gradienten und die Signalaufnahme bei einer gewünschten Bildgröße (FOV) und Auflösung Δx .

Um die Bildrekonstruktion zeiteffizient zu gestalten, wird für die Berechnung der DFT üblicherweise die schnelle Fouriertransformation (*Fast Fourier Transformation (FFT)*)[CT65] verwandt.

Da das aufgenommene Messsignal $s_x + is_y$ komplexwertig ist, ist auch seine Fouriertransformierte eine komplexe Zahl. Typischerweise wird daraus durch Betragsbildung ein Bild rekonstruiert. Die Phaseninformation wird dabei meist verworfen.

2.3.2. Bildgebungssequenzen

Für die Bildgebung wurden im Lauf der Jahre eine Vielzahl von Pulssequenzen entwickelt. Eine Sequenz ist eine Abfolge von HF-Anregung, Gradientenschaltungen und Datenauslesen. Ein wesentliches Kriterium zur Einordnung einer Sequenz ist der Mechanismus, durch den das Echo erzeugt wird. Man unterscheidet insbesondere zwischen Spinecho- und Gradientenecho-Sequenzen.

Gradientenecho-Sequenzen

Das Sequenzschema einer gespoilten Gradientenecho-Sequenz ist in Abb. 2.9 dargestellt. Während der schichtselektiven HF-Anregung (im Bild durch einen sinc-Puls dargestellt) ist der Schichtselektionsgradient eingeschaltet. Während der HF-Anregung akkumulieren die Spinisochromaten innerhalb der Schicht gemäß Gl. 2.92 einen dem Gradientenmoment und der Schichtdicke proportionalen Phasenunterschied. Dieser wird durch den anschließenden Rephasierer-Gradienten wieder ausgeglichen; das 0. Gradientenmoment dieses Rephasierers

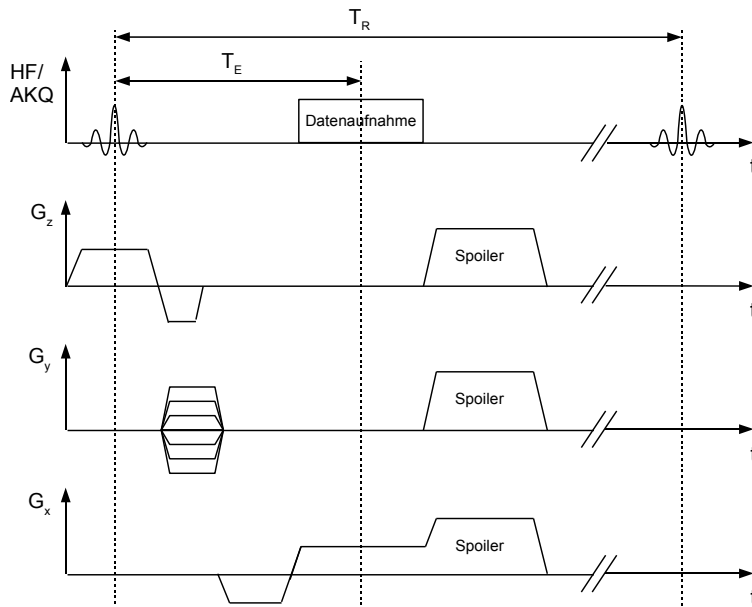


Abbildung 2.9.: Sequenzschema einer gespoilten Gradientenecho-Sequenz (FLASH).

muss genau dem halben Moment des Schichtselektionsgradienten entsprechen, so dass die Echobedingung aus Gl. 2.34 erfüllt ist. Analog ist dem Frequenzkodier-Gradienten zur Erzeugung eines Echos ein Dephasier-Gradient vorgeschaltet.

Zur Kodierung der Rauminformation in die dritte Richtung ist nun noch der Phasenkodier-Gradient nötig. Der in Abb. 2.9 gezeigte Ablauf muss für jeden Phasenkodierschritt mit unterschiedlichen Amplituden des Phasenkodiergradienten wiederholt werden. Dadurch kommt, zusätzlich zur Echozeit T_E , ein weiterer, in der Sequenz einstellbarer Zeitparameter hinzu: die Repetitionszeit T_R . Wird T_R kurz gegen T_1 gewählt, so kann sich zwischen aufeinanderfolgenden Anregungen keine ausreichende Longitudinalmagnetisierung aufbauen, was zu einem Abfall des Signals führt. Deshalb wird bei Gradientenecho-Sequenzen meist ein Anregungswinkel $\alpha < 90^\circ$ gewählt, so dass jeder Anregungspuls nur einen Teil der Longitudinalmagnetisierung in die Transversalebene auslenkt. Diese Technik wird als *Fast Low-Angle Shot (FLASH)* bezeichnet [HFM+86].

Nach jeder Signalaufnahme wird das Signal (d.h. die Transversalmagnetisierung) zerstört. Dies geschieht zum einen durch so genannte *Spoiler-Gradienten* nach der Bildaufnahme, die die Transversalmagnetisierung dephasieren, zum anderen durch das so genannte *RF-Spoiling*: Die Phase des Anregungspulses wird für jede Anregung verändert, was einer Rotation der Magnetisierung um eine andere Achse im gestrichenen Koordinatensystem (x', y', z') aus Abs. 2.1.3 entspricht. Dadurch kann keine konstruktive Addition der Transversalmagnetisierung mehr stattfinden.

Die Signalintensität S_{FLASH} bei einem gespoilten Gradientenecho-Experiment ist vom An-

regungswinkel α und den Verhältnissen T_R/T_1 und T_E/T_2^* abhängig:

$$S_{\text{FLASH}} = \frac{M_0 \cdot \sin \alpha \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right)}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-\frac{T_R}{T_1}}} e^{-\frac{T_E}{T_2^*}}. \quad (2.97)$$

Anders als beim Spinecho, werden bei Gradientenechos Phasendifferenzen die auf lokale Suszeptibilitätsänderungen zurückgehen nicht kompensiert. Somit ist die Signalstärke von T_2^* (und nicht von T_2) abhängig. Durch Differenzieren der Signalgleichung nach α findet man den Winkel der maximalen Signalintensität, den so genannten *Ernst-Winkel*:

$$\alpha_E = \arccos \left(e^{-T_R/T_1} \right). \quad (2.98)$$

Spinecho-Sequenzen

Die Spinechobildgebung erfolgt analog zur Gradientenechobildgebung, allerdings nach einer 90°-180°-Pulsfolge. Bei der Spinecho-Bildgebung müssen die Repetitionszeiten T_R deutlich länger gewählt werden als bei Gradientenecho-Sequenzen.

Da auch bei einer Spinecho-Sequenz zur Ortskodierung Gradienten eingesetzt werden, erzeugt man gleichzeitig zum Spinecho ein Gradientenecho. Spinecho-Sequenzen sind aufgrund der Kompensation von Effekten, die durch inhomogene Magnetfelder hervorgerufen werden, weniger anfällig auf Bildartefakte, die durch Suszeptibilitätsänderungen im Messobjekt verursacht werden.

2.3.3. Parallele Bildgebung

Der zeitaufwändigste Teil der MR-Bildgebung ist, dass zur vollständigen zwei- oder dreidimensionalen Abtastung des k -Raums, der Messvorgang für jeden Phasenkodierschritt wiederholt werden muss. Ein Einsparen von Phasenkodierschritten entspricht einer Unterabtastung des k -Raums und führt zu einem Verlust an Ortsinformation und zu Einfaltungen im rekonstruierten Bild (*Aliasing*). Ein derartiger Informationsverlust kann nur kompensiert werden, wenn die Ortsinformation anderweitig bezogen wird. Dies ist möglich, wenn zur Bildgebung Phased-Array-Spulen benutzt werden. Da das Signal, das ein einzelnes Spulenelement empfängt, stark von dessen Position und Empfindlichkeitsprofil abhängt, können sie zur Kodierung von Ortsinformation beitragen.

Bildgebungsverfahren, die sich die ortskodierenden Eigenschaften von Phased-Array-Spulen zunutze machen, um Phasenkodierschritte einzusparen, werden als *Parallele Bildgebungstechniken* bezeichnet. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen k -Raum- und Ortsraumtechniken. Erstere nutzen die zuvor ermittelten räumlichen Spulensensitivitäten, um nicht aufgenommene k -Raumzeilen zu interpolieren, und führen anschließend die schnelle Fouriertransformation zur Bildrekonstruktion durch. Bekannte Algorithmen hierzu sind SMASH [Sod99]

und GRAPPA [GJH⁺02]. Ortsraumtechniken hingegen, führen zuerst die schnelle Fouriertransformation durch und entfernen im Anschluss die Einfaltungen unter Zuhilfenahme der Spulenprofile. Der erste Ortsraum-Algorithmus war SENSE [PWSB99]. Beiden Methoden gemein ist, dass der maximale Faktor R , um den die Bildgebung beschleunigt werden kann, gleich der Anzahl der verwendeten Spulenelemente ist. Weiterhin muss deren Empfindlichkeitsprofil hinreichend genau bekannt sein. Hierfür wurde eine Vielzahl möglicher Kalibrationsalgorithmen entwickelt. Da das Sensitivitätsprofil häufig auch vom Messobjekt abhängt, ist es nötig, das Profil für jeden Patienten neu zu bestimmen. Dies kann beispielsweise durch die Aufnahme einiger zusätzlicher Referenzlinien (Phasenkodierschritte) im Zentrum des k -Raums geschehen.

Das SNR eines beschleunigt aufgenommenen Bildes ist geringer als das eines unbeschleunigten Bildes. Aus Gl. 2.66 folgt, dass das SNR proportional zur Quadratwurzel der Messzeit ist. Eine Reduktion der Messzeit um den Faktor R hat somit zwangsläufig eine Reduktion des SNR um \sqrt{R} zur Folge. Zweitens ist es für eine zuverlässige parallele Bildgebung essenziell, dass die räumlichen Empfindlichkeiten der Spulenelemente ein mathematisch orthogonales System bilden. Ist dies nicht der Fall, beobachtet man Bildartefakte und eine weitere Verminderung des SNR. Dies wird durch den geometrischen Faktor g beschrieben, der vor allem im SENSE-Algorithmus von Bedeutung ist. Das SNR eines beschleunigten Bildes (SNR_B) im Vergleich zu dem eines unbeschleunigten (SNR_0) kann demnach beschrieben werden durch

$$\text{SNR}_B = \frac{\text{SNR}_0}{g\sqrt{R}}. \quad (2.99)$$

Im Idealfall ist $g=1$, für reale Spulen gilt stets $g > 1$.

2.3.4. Bewegungskorrektur und Selfgating

Bei der *In-vivo*-Bildgebung sind Bewegungen im Messobjekt unvermeidlich. Periodische physiologische Bewegungen wie Atmung und Herzschlag sind meist schnell gegenüber der zur Bildaufnahme benötigten Zeit. Dies führt zu Artefakten im aufgenommenen Bild. Um das Problem zu lösen, kann die Bildgebung beispielsweise mit den Methoden der parallelen Bildgebung beschleunigt werden. Da eine kürzere Akquisitionszeit zu einem Verlust an SNR führt, kann diese Lösung nicht in jedem Experiment sinnvoll eingesetzt werden. Eine andere Möglichkeit ist die Synchronisation der Bildaufnahme mit der Bewegung mithilfe eines Triggersignales (*prospektive Triggerung*). Alternativ kann die Bildaufnahme ununterbrochen durchgeführt werden und das Triggersignal parallel dazu registriert werden, um die Bilddaten anschließend entsprechend der Triggerdaten umzusortieren (*retrospektive Triggerung*).

Um derartige Triggerdaten aus dem Herzen zu gewinnen, kann ein Elektro-Kardiogramm (EKG) abgeleitet werden, welches auf den momentanen Bewegungszustand des Herzens schließen lässt [WrRVrJ88]. Im Falle der Magnetresonanzbildgebung ist die Ableitung eines EKGs allerdings nicht unproblematisch. Durch die Magnetfelder des MR-Systems kann das EKG-

Signal gestört werden: Das statische B_0 -Feld kann im Blutstrom befindliche Ionen über die Lorenz-Kraft ablenken und dadurch, analog dem Hall-Effekt im Festkörper, Spannungen erzeugen, die die EKG-Spannung überlagern (Magneto-Hydrodynamischer Effekt) [TOO67, Ten05, KRBB90]. Die ständig wechselnden Felder der applizierten Magnetfeldgradienten können induktiv in die EKG-Kabel koppeln und damit das Signal verzerren [RWJ88, PBG82]. In ähnlicher Weise können die eingestrahlten Hochfrequenzpulse Spannungen im EKG-Kabel induzieren [She88, DSE⁺88]. Darüber hinaus können resonante Einkopplungen zu Erhitzungen oder Funkenüberschlägen führen [KBP⁺03], falls die Leiterlänge des EKG-Kabels der Größenordnung der Wellenlänge des Hochfrequenz-Feldes entspricht.

Die Ableitung eines EKGs an Kleintieren birgt weitere Probleme. Die Positionierung der EKG-Elektroden wird durch die Präsenz von Fell erschwert. Außerdem sind in klinischen MR-Tomographen die Frequenzfilter des EKG-Systems auf den menschlichen Herzzyklus eingestellt, die Herzfrequenz von Ratten und Mäusen ist aber um einen Faktor fünf bis zehn höher als beim Menschen. Wenn sich die Systeme nicht auf unterschiedliche Frequenzen adaptieren lassen, ist eine Nutzung des selben Systems am Menschen und am Kleintier nicht möglich.

Möchte man den Einsatz eines EKGs vermeiden, so kann man Informationen über die Herzbewegung auch direkt aus dem aufgenommenen MR-Signal beziehen. Hierzu wird nach der schichtselektiven Hochfrequenz-Anregung und vor der Ortskodierung eine kurze Datenaufnahme durchgeführt. Zu diesem Zeitpunkt sind alle Gradientenmomente refokussiert. Die Inverse der Fourier-Transformation (Gl. 2.94)

$$\begin{aligned} s(k_x = 0, k_y = 0) &= \sum_{x^i = -N_x/2}^{(N_x/2)-1} \sum_{y^j = -N_y/2}^{(N_y/2)-1} S(x^i, y^j) e^{-i \cdot 0 \cdot x^i} e^{-i \cdot 0 \cdot y^j} \\ &= \sum_{x^i = -N_x/2}^{(N_x/2)-1} \sum_{y^j = -N_y/2}^{(N_y/2)-1} S(x^i, y^j) \end{aligned} \quad (2.100)$$

zeigt, dass das aufgenommene Signal der gesamten Signalintensität in der aufgenommenen Schicht entspricht. Bewegen sich Organe in diese Schicht hinein oder aus ihr heraus, oder existiert periodischer variierender Blutfluss, so führt dies zu periodischen Veränderungen der Signalintensität. Diese können als Trigger- oder Gating-Signale verwendet werden. Diese Methode wird als *Intrinsisches Gating* oder *Selfgating* bezeichnet [BB06, CLZ⁺04].

2.4. Besonderheiten der Kleintierbildgebung

Die MR-Bildgebung von Kleintieren, wie Mäusen und Ratten, weist gegenüber der Humanbildgebung Besonderheiten auf. Insbesondere birgt die Kleintierbildgebung an klinischen Systemen, die für die Bildgebung am Menschen optimiert sind, gewisse Herausforderungen, auf die in diesem Abschnitt kurz eingegangen werden soll.

Eine Maus ist etwa zehn- bis zwanzigmal kleiner als ein Mensch. Um die gleiche anatomische Information aus einer Maus zu bekommen, muss das Voxelvolumen entsprechend um einen Faktor $10^3 = 1000$ verringert werden. Das maximale räumliche Auflösungsvermögen ist gemäß den Gln. 2.96 und 2.93 von der maximal verfügbaren Gradientenstärke abhängig. Diese beträgt in den heute gebräuchlichen klinischen Systemen $30\text{-}40 \frac{\text{mT}}{\text{m}}$, während in Kleintiersystemen $G_{\text{max}} = 100\text{-}1000 \frac{\text{mT}}{\text{m}}$ verfügbar sind.

Aus diesen Gründen sind für die Kleintierbildgebung spezielle MR-Tomographen kommerziell erhältlich, die das geringere SNR durch höhere B_0 -Feldstärken von bis zu 9,4 Tesla zu kompensieren suchen und durch maximale Gradientenstärken von $>80 \frac{\text{mT}}{\text{m}}$ ein besseres räumliches Auflösungsvermögen erzielen können. Technisch wird dies dadurch begünstigt, dass zur Unterbringung eines Kleintiers wesentlich weniger Platz benötigt wird und sich homogene B_0 -Felder sowie hohe Gradientenstärken in Systemen mit deutlich kleinerer Bohrung besser realisieren lassen. Trotzdem ist die Kleintier-Bildgebung an klinischen Tomographen weit verbreitet, da diese in vielen Forschungseinrichtungen schon vorhanden sind und in Zeiten, in denen kein Patientenbetrieb durchgeführt werden kann, für die Forschung eingesetzt werden können. Überdies sind die Relaxationszeiten und damit das Kontrastverhalten der Bilder abhängig von der Feldstärke. Sollen die am Kleintier gewonnenen Erkenntnisse direkt auf die humane Bildgebung übertragen werden, ist die Bildgebung an klinischen Systemen oft von Vorteil.

Um trotz der Probleme eine zufriedenstellende Kleintierbildgebung in klinischen Systeme durchführen zu können, wird meist spezielle Hardware eingesetzt. So existieren spezielle Gradienten-Einsätze, die Gradienten-Stärken von $>80 \frac{\text{mT}}{\text{m}}$ erzielen, die in klinische Systeme eingesetzt werden. Außerdem werden Hochfrequenz-Spulen eingesetzt, die von ihrer Größe und Geometrie auf Kleintiere zugeschnitten sind. Durch die Verkleinerung der Spulen erhöht sich der Füllfaktor, wodurch gemäß Gl. 2.65 ein Teil des SNR-Verlustes wieder kompensiert werden kann.

Die relative Größe der Maus hat aber auch generelle Auswirkungen auf das SNR des aufgenommenen Bildes. Ein tausendfach kleineres Voxel bringt ein um einen Faktor 1000 verringertes Signal. Doch auch das Rauschen ist vermindert. Aus Gl. 2.58 folgt, dass der Rauschwiderstand des Messobjektes der fünften Potenz seines Radius proportional ist. Entsprechend ist das Probenrauschen fünf Größenordnungen geringer. Deshalb ist das mit einer Kleintierspule erreichbare SNR nicht mehr zwangsläufig ausschließlich durch den Probenwiderstand bestimmt. Daher muss bei der Konstruktion der Spule vermehrt auf die Vermeidung von Spulenverlusten Wert gelegt werden. Überdies ist in Fällen, in denen das Probenrauschen nicht dominant ist, gemäß [EGHR86] auch das SNR weiter vom theoretisch erreichbaren SNR entfernt als im probendominierten Fall.

Ein weiterer Unterschied zur humanen Bildgebung ist, dass die Zeitkonstanten physiologischer Bewegungen bei Kleintieren deutlich geringer sind. So führt das Herz einer Maus ca. 300 Schläge pro Minute aus. Möchte man eine getriggerte Bildgebung mit einem EKG durchführen, so sind spezielle Systeme notwendig, da beispielsweise die Frequenzfilter der humanen

EKGs für diese Frequenzen nicht durchlässig sind. Eine experimentelle Schwierigkeit wirkt auch die Positionierung der Elektroden auf, die durch das Vorhandensein von Fell erschwert wird.

Zuletzt sollen noch die Notwendigkeit der Anaesthesierung der Tiere und damit verbundene Probleme erwähnt werden. Kleintiere werden während der MR-Untersuchung mit geeigneten Pharmazeutika anaesthetisiert. Ein bei Mäusen häufig auftretendes Problem ist eine verminderte körpereigene Temperaturregulation unter Anaesthesie. Dies führt zu Hypothermien die, insbesondere bei gesundheitlich geschwächten Mäusen, zum Tod des Tiers führen können. Verstärkt wird dieser Effekt, wenn das Tier einem Strom aus Narkosegas, das häufig aus einem klimatisierten Technikraum durch einen Schlauch zum Tier geführt wird, ausgesetzt ist. Dem kann durch den Einsatz geeigneter Heizsysteme entgegengewirkt werden [KUM⁺07].

3. Material und Methoden

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung neuartiger Spulenkonzeppte zur schnellen und bewegungskompensierten Bildgebung von Kleintieren an klinischen MR-Tomographen. In diesem Teil der Arbeit werden Aufbau und eingesetzte Methoden zur Spulencharakterisierung beschrieben.

3.1. Spulencharakterisierung

Während der Entwicklung von Hochfrequenzspulen ist es wichtig, das Hochfrequenzverhalten der Spulen oder ihrer Komponenten zu testen. Dadurch kann die Spule auf das Signal- und Rauschverhalten optimiert werden, bevor das erste MR-Experiment durchgeführt wird. Die folgenden Parameter sind dafür wichtige Kenngrößen (s.a. Abs. 2.2):

- Die Impedanz Z
- Die Resonanzfrequenz f
- Die Spulengüte Q und das Verhältnis von unbeladener zu beladener Güte Q_U/Q_L
- Bei Phased-Array-Spulen auch die wechselseitige Kopplung

Nach Abschluss der Hochfrequenzcharakterisierung kann die Spule an den MR-Tomographen angeschlossen und zur Bildgebung genutzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen an einem 1,5 T-MR-Tomographen (Magnetom Symphony, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) und an einem 3 T-Tomographen (Magnetom TIM Trio, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) durchgeführt. Die wichtigsten technischen Daten sind im Anhang genannt. Wichtige Kenngrößen bei der MR-Charakterisierung sind das SNR sowie die räumliche Homogenität des B_1 -Feldes.

Im Folgenden werden die zur Spulencharakterisierung verwendeten Messmethoden, die erstellten Messaufbauten und die entwickelten und verwendeten Sequenzen beschrieben.

3.1.1. Netzwerkanalyse

In der Hochfrequenztechnik werden elektrische Schaltkreise mit n Anschlüssen als n -Tore bzw $2n$ -Pole betrachtet, die durch ihre Streumatrix S charakterisiert sind. Als Beispiel ist in Abb. 3.1(a) ein Zweitor (Vierpol), bestehend aus zwei gekoppelten LCR-Kreisen LCR_1 und LCR_2 , zu sehen. Schließt man an den Anschluss von LCR_1 einen Generator an, der ein HF-

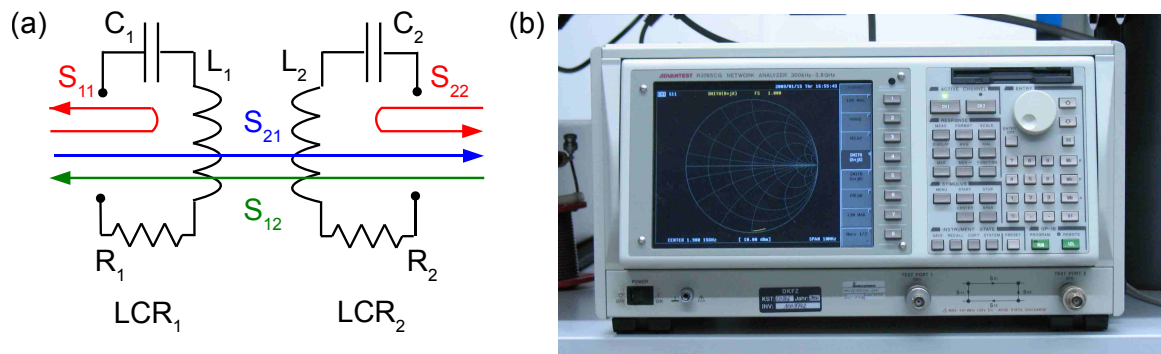


Abbildung 3.1.: (a) Ein Zweitor aus zwei gekoppelten LCR -Kreisen lässt sich durch die Streuparameter S_{ij} charakterisieren. (b) Netzwerkanalysator ADVANTEST R3765CG.

Signal mit konstanter Effektivleistung erzeugt, so wird die Leistung zum Teil am Widerstand R_1 dissipiert, zum Teil an den Generator zurückreflektiert und ein weiterer Teil wird auf den Kreis LCR_2 übertragen. Das Gleiche gilt für die Gegenrichtung, wenn der Generator an LCR_2 angeschlossen wird. Das Zweitor ist durch eine Streumatrix aus vier frequenzabhängigen Parametern gekennzeichnet. Definiert man a_1 als die komplexe Amplitude der in LCR_1 einlaufenden elektromagnetischen Welle und b_1 als Amplitude der aus LCR_1 auslaufenden Welle (analog a_2 und b_2 für LCR_2), so gilt¹:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Diese Darstellung lässt sich auf Mehrtere mit beliebig vielen Anschlüssen erweitern. Die Diagonalelemente S_{ii} der Streumatrix werden als *Reflexionsfaktoren*, die Nichtdiagonalelemente S_{ij} als *Transmissionskoeffizienten* bezeichnet. Ihre Beträge werden häufig logarithmisch in der Einheit Dezibel dargestellt. Aus den Streuparametern lassen sich weitere, das Messobjekt charakterisierende Größen, wie Impedanz, Stehwellenverhältnis und Phasengang errechnen.

Zur Bestimmung der Streuparameter wurde in dieser Arbeit ein *Vektor-Netzwerkanalysator* (Abb. 3.1(b)) verwendet. Dieser besteht, aus einem Hochfrequenz-Generator, dessen Frequenz einen einstellbaren Bereich durchläuft (*Wobbelbetrieb*) und einem Empfänger, der synchron mit dem Sender auf der jeweiligen Frequenz das ankommende HF-Signal (Betrag und Phase) misst. Sendet und empfängt der Netzwerkanalysator auf zwei Kanälen, können daraus die Streuparameter für ein Zweitor ermittelt werden. Diese können direkt ausgegeben oder in die daraus abgeleiteten Größen umgerechnet werden. Somit lässt sich die Impedanz einer Spule oder die wechselseitige Kopplung zwischen Elementen einer Phased-Array-Spule direkt durch Anschluss an den Netzwerkanalysator messen.

¹Eine ausführlichere Darstellung zur Definition von Wellenstärken und Streuparametern findet sich beispielsweise in [Poz05] und [Gys03].

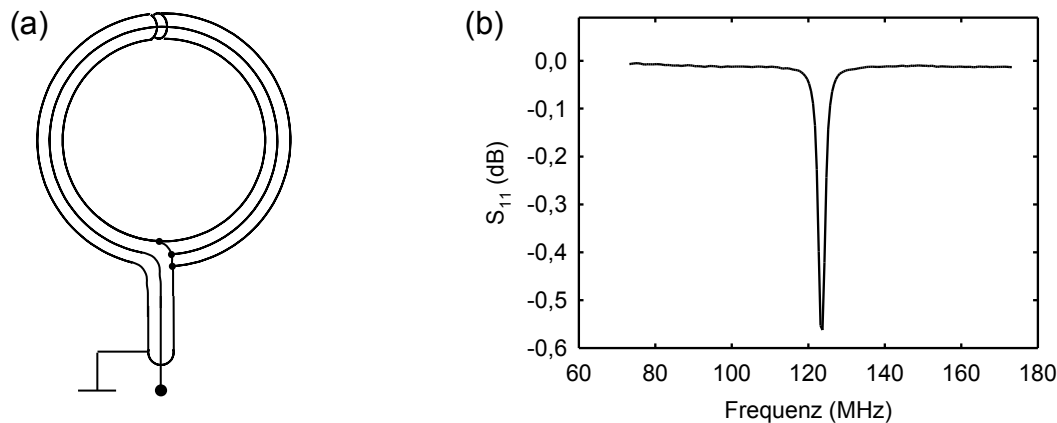


Abbildung 3.2.: (a) Schematische Darstellung einer Pick-up-Spule aus Koaxialleitung. Der Außenleiter dient als Schirm und ist in der Mitte unterbrochen. (b) Messung der Eingangsreflexionsdämpfung S_{11} einer Pick-up-Spule, die sich in der Nähe eines Schwingkreises mit Resonanzfrequenz $f_0 = 123$ MHz befindet.

3.1.2. Pick-up-Spule

Ein wichtiges Hilfsmittel zur Messung der Resonanzfrequenz von Bauteilen ist die Pick-up-Spule. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Pick-Up-Spulen bestanden aus Semi-Rigid-Koaxialleitung, die, wie in Abb. 3.2(a) dargestellt, zu einer Oberflächenspule gebogen war. Der Außenleiter der Koaxialleitung dient dabei als Abschirmung, die die Spule für elektrische Felder unempfindlich macht. So wurde sichergestellt, dass mit der Spule nur Magnetfelder detektiert werden [MLB06, Ter55].

Die Pick-up-Spule wurde an einen Port des Netzwerkanalysators angeschlossen und die Eingangsreflexion S_{11} gemessen. Da die Spule nicht leistungsangepasst war, wurde nahezu die gesamte Leistung von ihr an den Netzwerkanalysator zurückreflektiert. Wurde die Spule in die Nähe eines Schwingkreises gebracht, so koppelte ein Teil der Leistung über das Magnetfeld der Pick-up-Spule in den Schwingkreis ein und wurde dort dissipiert. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei der Resonanzfrequenz f_0 des Schwingkreises. Da die dissipierte Leistung nicht in den Netzwerkanalysator zurückreflektiert wurde, wies S_{11} bei f_0 ein Minimum auf (Abb. 3.2(b)).

3.1.3. Gütemessung

Ein weiterer, zur Charakterisierung von Spulen wichtiger Parameter ist die Güte Q , da diese gemäß Gl. 2.65 das erreichbare SNR mitbestimmt. Betrachtet man einen Schwingkreis² aus Spule L , Kondensator C und Verlustwiderstand R , so ist die Güte definiert als das Produkt

²In diesem und dem folgenden Abschnitt wird die Charakterisierung anhand eines resonanten Schwingkreises beschrieben, da die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Spulen zunächst als Schwingkreis aufgebaut und charakterisiert wurden. Die Auswirkungen weiterer Komponenten wie Anpassnetzwerk und Sende-Entkopplung auf die Güte wurde als vernachlässigbar angenommen.

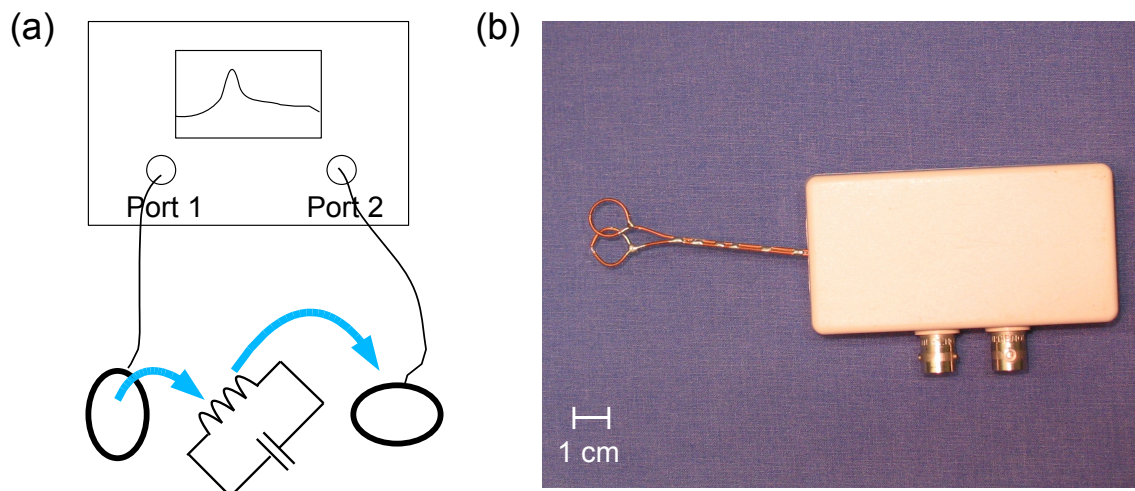


Abbildung 3.3.: (a) Skizze des Messaufbaus zur Bestimmung der Güte eines Schwingkreises. (b) Die zur Gütemessung verwendete Anordnung zweier überlappender Pick-up-Spulen.

aus Kreisfrequenz und dem Verhältnis der Effektivwerte der im elektrischen und im magnetischen Feld gespeicherten Energie, W_e bzw. W_m , zu der im Widerstand dissipierten Leistung P_r :

$$Q = \omega \frac{\langle \text{Gespeicherte Energie} \rangle}{\text{Verlustleistung}} = \omega \frac{W_e + W_m}{P_r}. \quad (3.2)$$

Da in einem resonanten Schwingkreis $W_e = W_m$ ist, gilt

$$Q = \omega \frac{2W_m}{P_r} = \omega \frac{LI^2}{I^2 R} = \frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega RC} = \frac{X_L}{R} = \frac{X_C}{R}. \quad (3.3)$$

Bei hohen Frequenzen ist die Güte experimentell oft leichter zu ermitteln als die in ihr enthaltenen Größen L , C und R .

Würde man zur Bestimmung der Güte den Schwingkreis auftrennen und beispielsweise einen Port eines Netzwerkanalysators daran anschließen, so würde sich die Güte verringern, da auch die Systemimpedanz des Netzwerkanalysators (typischerweise 50Ω) Teil des Schwingkreises werden würde. Somit muss eine Messmethode verwendet werden, die den Schwingkreis möglichst nicht beeinflusst. In Abb. 3.3(a) ist eine geeignete Messanordnung dargestellt. An die beiden Ports eines Netzwerkanalysators wird jeweils eine Pick-up-Spule angeschlossen und der Transmissionskoeffizient S_{21} gemessen. Zunächst müssen die Spulen so angeordnet werden, dass die Transmission möglichst gering ist. Dann wird der zu vermessende Schwingkreis eingebracht. Die Pick-up-Spulen und die Schwingkreisspule sollen schwach koppeln. Über den Schwingkreis wird nun Hochfrequenzleistung von einer auf die andere Pick-up-Spule übertragen, was sich in einem erhöhten Transmissionskoeffizienten ausdrückt. Sein Maximum hat er auf der Resonanzfrequenz ω_0 des Schwingkreises. Es lässt sich zeigen, dass die Bandbreite

der aufgenommenen Transmissionskurve BW der Kehrwert der Güte ist [Poz05, S. 271]:

$$Q = \frac{1}{BW} = \frac{\omega_0}{\omega_{3dB}^+ - \omega_{3dB}^-}. \quad (3.4)$$

Hierbei sind ω_{3dB}^+ und ω_{3dB}^- die Frequenzen, bei denen der Transmissionskoeffizient um 3 dB geringer ist als der Maximalwert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Messung der Güte die in Abb. 3.3(b) gezeigte Anordnung konstruiert. Aus Semi-Rigid-Kabel wurden zwei Pick-up-Spulen so geformt, dass sie sich durch Überlappung entkoppeln ließen. Zur Unterdrückung von Mantelwellen wurde das Koaxialkabel im Gehäuse mit Ferritkernen versehen (Mantelwellensperre). Zur Messung wurde das Gerät am Netzwerkanalysator angeschlossen und durch Justieren der Überlappung die Transmission auf Werte von -60 dB und kleiner verringert. Dann wurde das Messobjekt unter das Spulenpaar gelegt und die Güte bestimmt.

Neben der Güte ist das Verhältnis Q_U/Q_L ein wichtiges Charakteristikum einer Spule, wobei Q_U die Güte der unbeladenen Spule und Q_L die Güte der mit dem Messobjekt (Phantom oder Maus) beladenen Spule bezeichnet. Q_U/Q_L ist ein Maß dafür, zu welchem Teil der Probenwiderstand R_P und zu welchem Teil der Spulenwiderstand R_S zum effektiven Rauschwiderstand R der beladenen Spule beitragen. In einer idealen Spule ist $R_S = 0$. Da gemäß Gl. 2.62 gilt

$$\text{SNR} \propto \sqrt{\frac{1}{R_P + R_S}}, \quad (3.5)$$

kann das Verhältnis des mit einer realen Spule erreichten Signal-Rausch-Verhältnisses SNR_{real} zu dem mit einer idealen Spule erreichbaren $\text{SNR}_{\text{ideal}}$ gemäß

$$\frac{\text{SNR}_{\text{real}}}{\text{SNR}_{\text{ideal}}} = \sqrt{\frac{R_P}{R_S + R_P}} = \sqrt{\frac{Q_U - Q_L}{Q_U}} = \sqrt{1 - \frac{Q_L}{Q_U}} \quad (3.6)$$

errechnet werden [EGHR86].

Es ist allerdings zu beachten, dass R_P und somit Q_L auch durch kapazitive Verluste in der Probe beeinflusst werden (Abs. 2.2.4). Für das Signal im MR-Experiment ist allerdings nur die Magnetfeldkopplung relevant, so dass diese Abschätzung nur dann gilt, wenn konservative elektrische Felder über der Probe vernachlässigbar sind. Eine Aussage über die Größe der konservativen elektrischen Felder, die die Spule in der Probe erzeugt, liefert die Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf bei Einbringen der Probe. Da biologische Objekte zum Großteil aus Wasser mit gelösten Elektrolyten bestehen, und Wasser bei den interessierenden Frequenzen eine Dielektrizitätszahl von $\varepsilon_r \approx 80$ hat, wirkt die Probe als Dielektrikum, welches die parasitären Spulenkapazitäten vergrößert und so die Resonanzfrequenz des Schwingkreises verringert.

3.1.4. Messung des Signal-Rausch-Verhältnisses

Das SNR im MR-Bildgebungsexperiment ist nicht nur durch die Spule, sondern auch durch Parameter der Bildgebungssequenz und durch das Messobjekt bestimmt. Daher kann es nicht als charakteristischer Wert für eine Spule allgemein, sondern nur bezüglich einer Sequenz--Messobjekt-Kombination bestimmt werden. In dieser Arbeit wurden für SNR-Messungen gespoilte Gradientenecho-Sequenzen benutzt. Als Messobjekte dienten mit physiologischer Kochsalzlösung und Kontrastmittel gefüllte Behältnisse (Phantome). Dabei wurden zur MR-Charakterisierung die gleichen Phantome verwendet, die schon bei der Hochfrequenzcharakterisierung der jeweiligen Spule zur Anwendung kamen. Als einfache Abschätzung des SNR in einem Bild, wurde der Mittelwert der Bildintensität in einer Region (*Region of Interest*, *ROI*) innerhalb des abgebildeten Objektes, mit dem Mittelwert der Bildintensität einer Region ausserhalb des Messobjektes verglichen. Diese Methode der SNR-Bestimmung wird im Folgenden als *ROI-Methode* bezeichnet.

Da bei parallelen Rekonstruktionsverfahren das Rauschen ortsabhängig wird, wurden in diesem Fall Signalintensität und Rauschen für jedes Pixel ermittelt. Dazu wurde wie in [RWD⁺05] beschrieben vorgegangen: Es wurden Serien von mindestens $N = 100$ Bildern mit identischen Sequenzparametern aufgenommen. Diese Bilder unterschieden sich nur durch statistische Schwankungen³ (Rauschen). Das Signal $\langle S(x, y) \rangle$ des Pixels am Ort (x, y) wurde durch das arithmetische Mittel

$$\langle S(x, y) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i(x, y) \quad (3.7)$$

berechnet, wobei $S_i(x, y)$ die Bildintensität im i -ten Bild ist. Entsprechend wurde das Rauschen durch die Standardabweichung

$$\text{Rauschen} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (S_i(x, y) - \langle S(x, y) \rangle)^2} \quad (3.8)$$

berechnet. Durch Division des Signals durch das Rauschen konnte das SNR errechnet werden. Im Folgenden wird diese Methode als *Mittelungs-Methode* bezeichnet.

3.1.5. B_1 -Mapping

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Messung der räumlichen Homogenität von B_1 (B_1 -Mapping) zwei Methoden verwendet: Eine Spinecho basierte Methode und eine auf gespoilten Gradientenechos basierende Methode. Beides sind genau genommen Methoden zur Messung des Anregungswinkels α . Da α zu B_1 proportional ist (Gl. 2.27), kann die Homogenität von B_1 durch die von α beschrieben werden.

³Ein stabiles Arbeiten des MR-Systems über längere Zeit hinweg wurde vorausgesetzt.

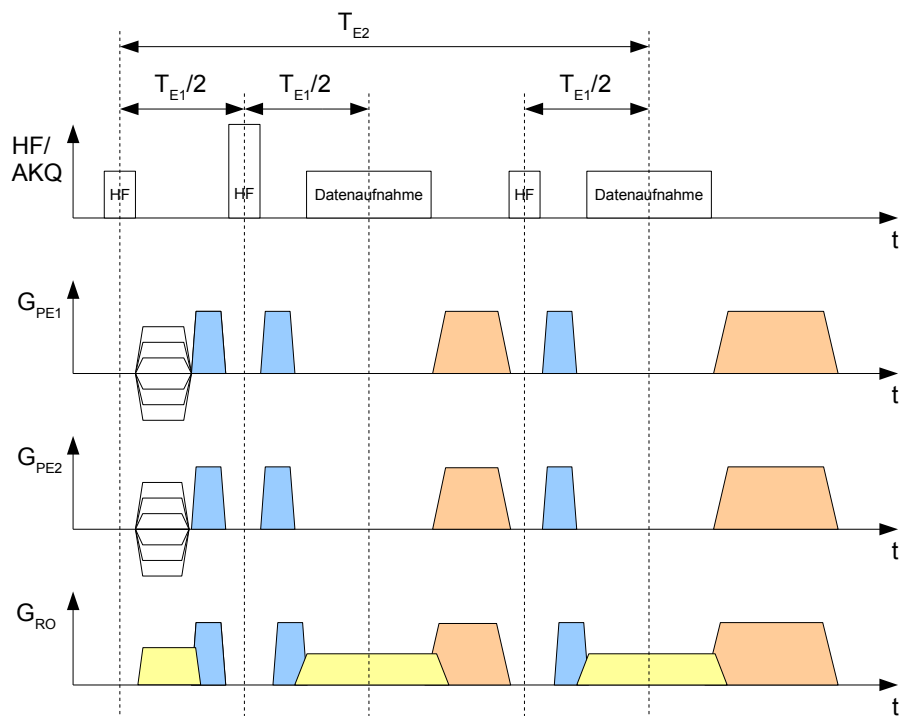


Abbildung 3.4.: Sequenzschema der zum B_1 -Mapping verwendeten Doppelecho-Sequenz mit der Pulsfolge $\alpha - 2\alpha - \alpha$. Bei der ersten Datenaufnahme wird ein Spinecho, bei der zweiten ein stimuliertes Echo aufgenommen.

Die Spinecho-Methode basierte auf dem Vergleich der Signalintensität eines Spinechos mit der eines stimulierten Echos. Dazu wurde mithilfe der C^{++} -basierten Sequenzentwicklungsumgebung *Integrated Development Environment for Applications (IDEA, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland)*, eine Doppelecho-Sequenz entwickelt. Das Sequenzschema ist in Abb. 3.4 dargestellt. Durch die Pulsfolge $\alpha - 2\alpha$ wurde zunächst ein Spinecho erzeugt, das bei der ersten Datenaufnahme ausgelesen wurde. Der folgende, dritte Puls mit Anregungswinkel α erzeugte dann ein stimuliertes Echo, dieses wurde bei der zweiten Datenaufnahme aufgenommen. Die Daten der beiden Akquisitionen wurden getrennt voneinander zu Magnitudenbildern rekonstruiert. Aus den aufgenommenen Bildern konnte gemäß den Gleichungen 2.31 und 2.32 der Anregungswinkel zu

$$\alpha = \arccos\left(\frac{S_{ste}}{S_{se}}E\right) \quad (3.9)$$

errechnet werden, wobei S_{se} und S_{ste} die Signalintensitäten des Spin- bzw. stimulierten Echos sind und

$$E = e^{-\frac{T_{E2}-T_{E1}}{T_1}} \quad (3.10)$$

ein aus Relaxations- und Echozeiten resultierender Korrekturterm ist.

Dabei wurde eine nicht-schichtselektive Anregung durchgeführt, um Messfehler zu vermeiden, die aus der Anregung nicht exakt rechteckförmiger Schichten herrühren.

Die in Abb. 3.4 orange dargestellten Gradienten sind Spoilergradienten. Diese wurden nach jeder Datenaufnahme zugeschaltet um die verbleibende Transversalmagnetisierung zu dephasieren, damit diese nicht bei der folgenden Bildaufnahme zu störenden Interferenzen führt. Die in Abb. 3.4 hellblau dargestellten Gradienten sind Dephaser-Rephaser-Gradienten (sog. *Crusher*). Diese sollten die vom zweiten und dritten Puls in die Transversalebene rotierte Magnetisierung dephasieren. Magnetisierung, die vor dem zweiten Puls schon in der Transversalebene war, wurde zunächst dephasiert und nach dem Puls wieder rephasiert.

Die zweite verwendete Technik zum B_1 -Mapping (FLASH-Methode) basierte auf Gradientenecho-Bildern. Dazu wurde eine Serie gespoilter Gradientenecho-Bilder (FLASH-Bilder) aufgenommen. Für jedes Bild wurde am User-Interface, bei sonst gleich bleibenden Parametern, ein anderer Anregungswinkel α_{nom} eingestellt. Die Bildintensitäten der erhaltenen Bilder $S_{FLASH}(\alpha_{nom})$ wurden gegen den eingestellten Anregungswinkel aufgetragen. So entstand für jedes Pixel eine Intensitäts-Anregungswinkel-Kurve, an die Gl. 2.97 angefügt wurde. Aus dem Maximum der gefitteten Kurve wurde der Ernst-Winkel bestimmt. Dieser wurde mit dem aus Gl. 2.98 aus T_1 und T_R theoretisch errechneten Ernst-Winkel verglichen. Das Verhältnis von theoretischem zu gemessenem Ernst-Winkel entsprach der lokalen Erhöhung von B_1 .

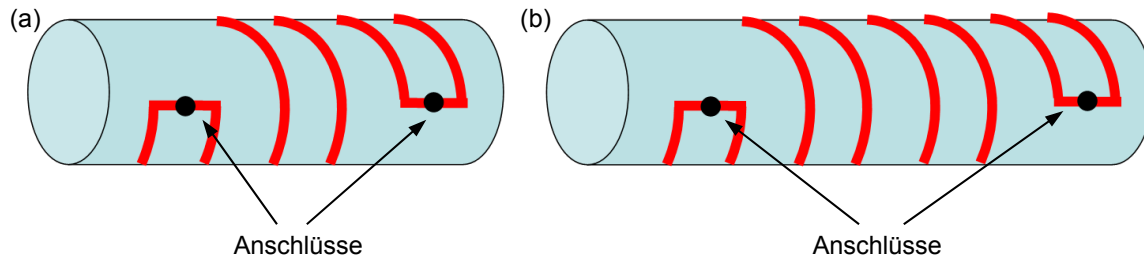


Abbildung 3.5.: (a) Solenoidspule mit zwei Windungen. (b) Solenoidspule mit drei Windungen. Bei beiden Spulen ist der Spulenleiter doppelt ausgeführt. Dadurch kann bei kurzer Leiterlänge eine homogene Abdeckung der Probe erreicht werden.

3.2. Solenoid-Empfangsspulen für 1,5 Tesla und 3 Tesla

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Einkanal-Empfangsspulen zur Ganzkörperbildgebung von Mäusen entwickelt und optimiert. Diese Spulen wurden zur Verwendung in Verbindung mit einer im Tomographen installierten Ganzkörperspule (*body coil*) konzipiert. Die Ganzkörperspule dient dabei als Sendespule, die das gesamte Probenvolumen homogen anregt. Das MR-Signal wird dann von den Empfangsspulen detektiert. Im Folgenden werden die Anforderungen an diese Empfangsspulen sowie der Spulenaufbau beschrieben.

3.2.1. Spulengeometrie

Spulen zur Ganzkörperbildgebung sollen ein homogenes Bild des ganzen Tieres mit hohem SNR liefern. Die für diesen Zweck optimale Spulengeometrie ist der Solenoid [Hou78], der beim Menschen wegen der Orthogonalität von B_0 und B_1 nicht verwendet wird. Da Mäuse hinreichend klein sind, um sie im Ganzkörpertomographen senkrecht zur Hauptachse zu positionieren, wurde die Solenoidgeometrie gewählt. Als erster Aufbau wurde eine Solenoid-Empfangsspule für den Einsatz an einem klinischen 1,5-Tesla-Tomographen entwickelt.

Als Spulenträger wurde ein Polymethylmethacrylat-Rohr (Plexiglas®) mit Innendurchmesser $d = 36$ mm und Außendurchmesser $D = 40$ mm verwendet. Auf den Träger wurde der Spulenleiter aus selbstklebendem Kupferband aufgebracht. Die Breite des Kupferbandes betrug 6 mm, und die Stärke war $60 \mu\text{m}$. Damit war der Leiterdurchmesser groß im Vergleich zur effektiven Skin-Eindringtiefe von $8 \mu\text{m}$ bei 64 MHz (s. Gl. 2.49).

Zur Minimierung von Strahlungsverlusten und Verlusten durch elektrische Felder (Abs. 2.2.4) muss die Länge des Spulenleiters l_{Spule} klein im Vergleich zur Wellenlänge λ des HF-Feldes sein. Bei einer Frequenz von 64 MHz beträgt die Wellenlänge in einer wässrigen Probe ($\epsilon_r = 80$) $\lambda = 52$ cm. Deshalb wurde zunächst eine 9 cm lange Solenoidspule mit nur zwei Windungen gefertigt. Die Gesamtlänge des Spulenleiters betrug 26 cm, was der halben HF-Wellenlänge entspricht. Der Spulenleiter wurde, wie in Abb. 3.5(a) dargestellt, aus zwei parallel liegenden Kupferbändern aufgebaut, womit eine homogenere Abdeckung des Probenvolumens bei gleicher effektiver Leiterlänge erzielt werden sollte. Zur weiteren Verringerung

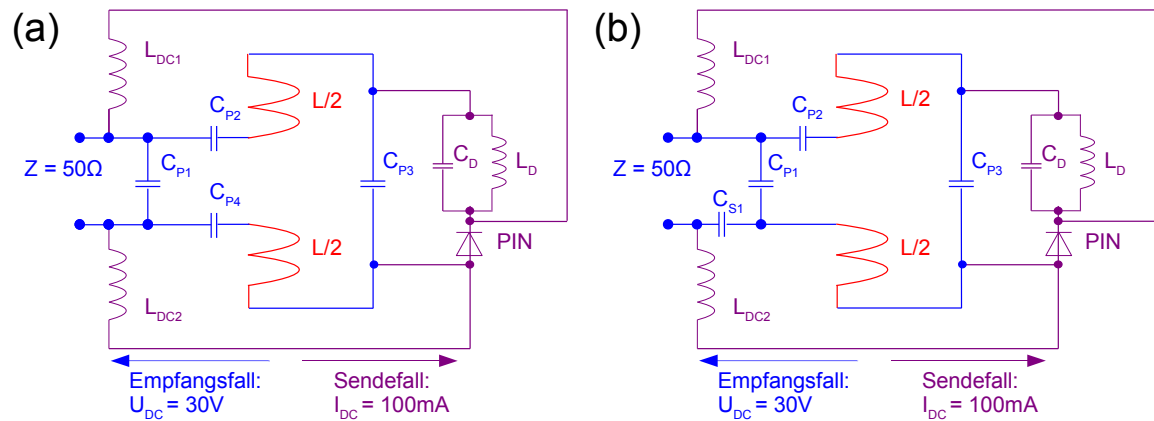


Abbildung 3.6.: Schaltpläne der entwickelten Einkanal-Empfangsspulen. Die Spule L (rot) wurde in der Mitte aufgetrennt und ein kapazitives Anpassnetzwerk (blau) angeschlossen. Die Spulenden wurden über einen Kondensator C_{P3} miteinander verbunden. Zur Sende-Entkopplung wurden weitere Elemente (violett) eingebracht, die es ermöglichten, die Spule durch einen Gleichstrom ein- und auszuschalten (*Detuning*). (a) Anpassnetzwerk mit vier Parallelkondensatoren. (b) Anpassnetzwerk mit drei parallelen und einem seriellen Kondensator.

elektrischer Felder wurde der Spulenleiter aufgetrennt und ein Kondensator eingebracht (Segmentierung des Spulenleiters [MLB06]).

Durch Einsetzen eines variablen Kondensators, der die Spulenanschlüsse verbindet, entstand ein Schwingkreis. Dieser wurde auf die Larmorfrequenz 63,7 MHz von Protonen bei 1,5 T abgestimmt. Die Spulengüte wurde wie in Abs. 3.1.3 beschrieben bestimmt, wobei sowohl bei beladener als auch bei unbeladener Spule gemessen wurde. Zur Messung der Güte Q der beladenen Spule wurde ein 110 mm langes und 25 mm durchmessendes Plastikgefäß, gefüllt mit physiologischer Kochsalzlösung und 1% Gadoliniumhaltigem Kontrastmittel (Omniscan®), verwendet. Neben der Güte wurde die von der Beladung erzeugte Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf gemessen.

3.2.2. Impedanzanpassung und Detuning

Im Anschluss an die Gütemessung wurde an die Spule L das in Abb. 3.6(a) blau dargestellte kapazitive Netzwerk angeschlossen. Wie dargestellt, wurde das Netzwerk in der Mitte der Spule kontaktiert, während die Enden mit einem Kondensator C_{P3} verbunden wurden. Durch das Netzwerk wurde die Spulenimpedanz auf 50Ω transformiert. Die impedanzangepasste Spule wurde an ein kommerziell erhältliches Vorverstärker-Interface (*Flex-Coil-Interface*, Siemens Medical Solutions, Erlangen, Deutschland) angeschlossen. Dieses enthielt einen Vorverstärkertransistor und ein Anpassnetzwerk, welches eine Impedanz von 50Ω auf die optimale Quellimpedanz des Transistors transformierte, so dass die Bedingungen der Rauschanpassung erfüllt waren.

Um eine Sende-Entkopplung (*Detuning*) zu ermöglichen, lieferte das Vorverstärker-Interface

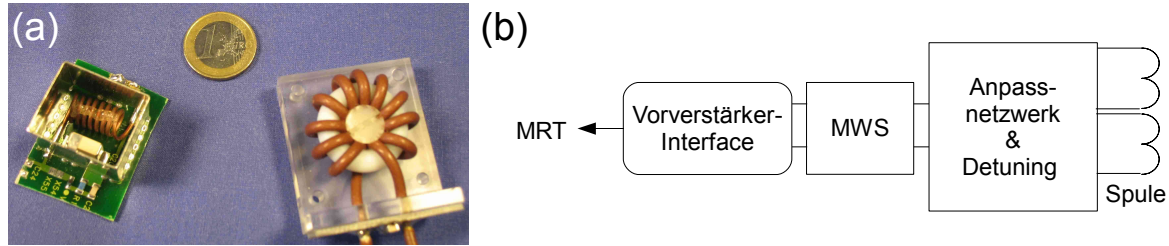


Abbildung 3.7.: (a) Zwei Bauformen resonanter Mantelwellensperren aus Koaxialkabel. Links: Solenoid im Metallgehäuse. Rechts: Toroid auf Kunststoffträger (b) Aufbau der Einkanal-Empfangsspulen: Zwischen Anpassnetzwerk und Vorverstärker-Interface wurde eine Mantelwellensperre (MWS) eingesetzt, die HF-Ströme auf dem Kabel unterdrücken und der elektrischen Symmetrierung dienen sollte.

während des Signalempfangs am Innenleiter seines Anschlusses eine Gleichspannung von -30 V . Während des Sendens der Ganzkörperspule wurde die Gleichspannung umgepolt und ein Strom von $+100\text{ mA}$ zur Verfügung gestellt. Dieser Gleichstrom schaltete die PIN-Diode in den niederohmigen Zustand, wodurch L_D und C_D dem Kondensator C_{P3} parallel geschaltet wurden. L_D und C_D wurden so gewählt, dass durch sie der Fluss von HF-Strömen auf der Spule L minimiert wurde. Die Drosselspulen L_{DC1} und L_{DC2} dienten als HF-Sperren, die nur Gleichstrom zur PIN-Diodensteuerung passieren ließen.

Mithilfe eines Entwurfsautomatisierungsprogramms (*Eagle*, CadSoft, Pleiskirchen, Deutschland) wurde ein Platinen-Layout für das Anpassnetzwerk samt Detuning-Schaltung erstellt. Dieses wurde auf eine Epoxyd-Leiterplatte geätzt. Nicht magnetische SMD-Kondensatoren mit festen Kapazitätswerten (ATC 100B, American Technical Ceramics, New York, USA) sowie Folientrimmer wurden als Kondensatoren benutzt. Als Drosselspulen wurden nichtmagnetische $10\text{ }\mu\text{H}$ -Spulen verwendet. Die Spule L_D wurde aus Kupferlackdraht auf einen Kunststofftring gewickelt.

Zum Anschluss des Anpassnetzwerks an das Vorverstärker-Interface waren ca. 40 cm Koaxialkabel nötig. Da dieses Kabel im Sendefall im HF-Feld der Sendespule lag, bestand die Gefahr resonanter HF-Einkopplungen. Diese können zu Strömen führen, die elektronische Bauteile schädigen. Zur Unterdrückung derartiger Ströme wurde zwischen Anpassnetzwerk und Vorverstärker-Interface eine resonante Mantelwellensperre eingebracht (Abb. 3.7). Diese bestand aus einem Koaxialkabel, welches zu einer Spule gewickelt, zusammen mit einem Kondensator einen Parallelschwingkreis bildet. Dadurch werden Ströme auf dem Außenleiter des Koaxialkabels unterdrückt. Weiterhin diente die Mantelwellensperre als Symmetrierglied, welches Asymmetrien am symmetrischen Anpassnetzwerk auf das asymmetrische Koaxialkabel beseitigt [MLB06].

B_0 -Feldstärke (T)/ λ_{H_2O} (cm)	1,5 / 52		3 / 26	
Windungszahl	2	3	2	3
Spulenlänge (cm)	9	12	9	12
Spulendurchmesser (cm)	4	4	4	4
Leiterlänge (cm)	26	39	26	39
Anz. paralleler Leiter	2	2	2	2
Anz. verteilter Kapazitäten	1	1	1	3
Leiterlänge/(Anz. Segmente $\cdot \lambda_{H_2O}$)	0,25	0,375	0,5	0,375
Anpassnetzwerk Abb. 3.6	(a)	(b)	(b)	(a)

Tabelle 3.1.: Übersicht über die konstruierten Einkanal-Empfangsspulen.

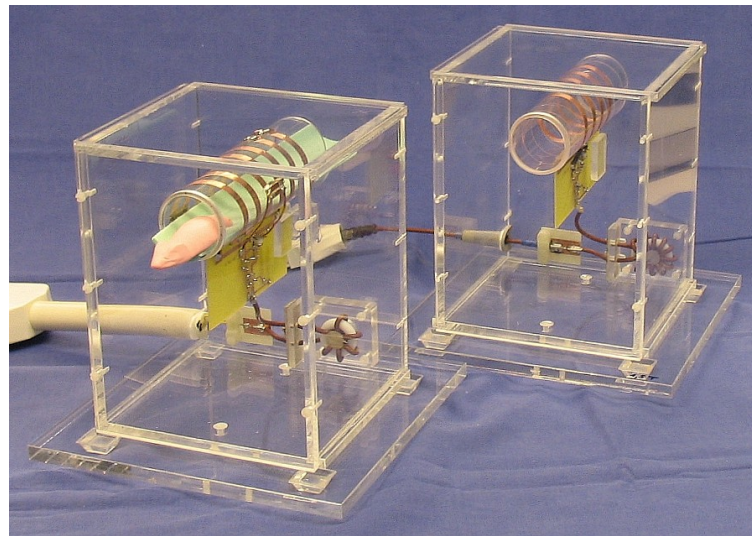


Abbildung 3.8.: Einkanal-Solenoidspulen zur Bildgebung von Mäusen. Vorne: Spule mit drei Windungen für die Bildgebung am 3-Tesla-Tomographen. Hinten: Solenoid mit zwei Windungen für 1,5 Tesla.

3.2.3. Weitere Solenoidspulen

Um das Gesichtsfeld der Spule zu vergrößern, wurde eine 12 cm lange Solenoidspule mit drei doppelt ausgeführten Windungen konstruiert (Abb. 3.5(b)). Zur Impedanzanpassung wurde die Spule in der Mitte aufgetrennt und mit dem in Abb. 3.6(b) dargestellten Anpassnetzwerk versehen. Dieses Anpassnetzwerk enthielt ebenfalls eine Schaltung zum aktiven Detuning.

Das für 1,5-Tesla-Tomographen entwickelte Design wurde für den Einsatz in 3-Tesla-Tomographen weiterentwickelt. Hierzu musste das Anpassnetzwerk derart modifiziert werden, dass es die frequenzabhängige Spulenimpedanz auf 50Ω , bei $f_{3T} = 123,2$ MHz transformiert.

Spule L_D und Kondensator C_D der Detuning-Schaltung mussten ebenfalls modifiziert werden, so dass während des Detunings Ströme mit f_{3T} weitgehend unterdrückt wurden. Analog zu den Aufbauten für 1,5 T wurde auch für 3 T eine Solenoidspule mit zwei und eine mit drei Windungen konstruiert und getestet. Aufgrund der kürzeren Wellenlänge des HF-Feldes bei 123,2 MHz wurde der Solenoid mit drei Windungen insgesamt drei mal aufgetrennt und mit

Kondensatoren segmentiert. Eine Übersicht über die konstruierten Spulenmodelle gibt Tab. 3.1. Zwei der Empfangsspulen zeigt Abb. 3.8.

3.3. Phased-Array-Spule zur parallelen Bildgebung in beliebigen Richtungen

In MR-Bildgebungsexperimenten, in denen kurze Aufnahmezeiten wichtig sind, kann die Bildakquisition mit den Methoden der parallelen Bildgebung beschleunigt werden. Dies geschieht durch eine Unterabtastung des k -Raums in Phasenkodierichtung. Die fehlende Bildinformation wird durch die Verwendung von Phased-Array-Empfangsspulen wiedergewonnen, deren Elemente unterschiedliche räumliche Sensitivitäten aufweisen. Der maximal erreichbare Beschleunigungsfaktor R_{\max} entspricht der Anzahl der verwendeten unabhängigen Spulenelemente. Die Elemente einer Phased-Array-Spule, die für die parallele Bildgebung geeignet ist, müssen somit ein orthogonales System räumlicher Sensitivitäten bieten. Da durch wechselseitige Kopplungen Information von einem auf das andere Element übertragen wird, beinhaltet die Forderung nach einem orthogonalen Sensitivitätsprofil auch die Unterdrückung dieser Kopplungen. Um diese Erfordernisse zu erfüllen, wurde eine Anzahl verschiedener Spulensysteme vorgeschlagen [OS06]. Weit verbreitet sind lineare Anordnungen von Oberflächenspulen (Abb. 3.9(a)). Ein orthogonales Sensitivitätsprofil ist hierbei durch die unterschiedlichen Orte gewährleistet, an denen sich die Elemente befinden. Die wechselseitigen Kopplungen benachbarter Elemente werden durch Überlappung beseitigt. Die übernächsten Nachbarn weisen durch ihren Abstand eine weit geringere Kopplung auf und werden zusätzlich durch Vorverstärker-Entkopplung oder durch das Einbringen reaktiver Bauteile zwischen die Elemente entkoppelt [WQW⁺07]. Aufgrund der linearen Anordnung ermöglichen diese Phased-Array-Spulen eine Beschleunigung der Bildgebung nur in einer Richtung. Für die parallele Bildgebung in zwei Richtungen ist eine Spule mit deutlich mehr Elementen erforderlich (Abb. 3.9(b)).

Da der rotierende makroskopische Magnetisierungsvektor ein zirkular polarisiertes Feld in der xy -Ebene erzeugt, können auch die Sensitivitätsprofile von Spulen als komplexe Größen $x + iy$ beschrieben werden. Dies bedeutet, dass nicht nur räumliche Unterschiede des Betrags des Sensitivitätsprofils zweier Elemente, sondern auch solche der Phase für die parallele Bildgebung genutzt werden können. Dies kann beispielsweise bei Verwendung einer *Loop-Butterfly-Spule* [HLH00] geschehen. Diese besteht aus einer einfachen Oberflächenspule (*Loop-Spule*) und einer achtförmigen *Butterfly-Spule* (Abb. 3.9(c)). Die Elemente sind durch ihre Form geometrisch entkoppelt und bieten ein orthogonales Sensitivitätsprofil, obwohl sie das gleiche Gebiet abdecken. Dieses Prinzip kann durch die Verwendung von Spulen mit mehr als einer Überkreuzung erweitert werden. Die in Abb. 3.9(d) dargestellte *Saddle-Train-Spule* [SF02, Spe06] enthält beispielsweise ein Element mit zwei Überkreuzungen.

In dieser Arbeit wird eine Spulengeometrie vorgestellt, in der Loop-, Butterfly- und Saddle-

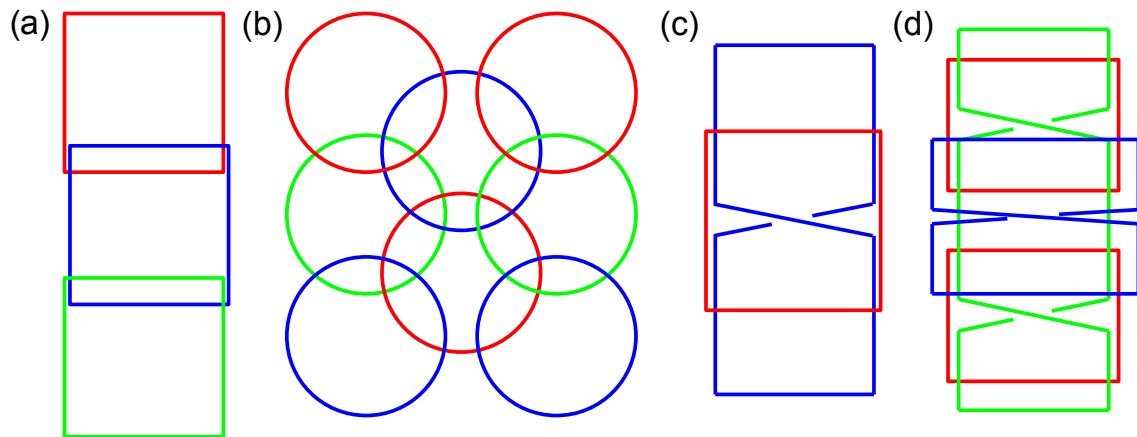


Abbildung 3.9.: Verschiedene Möglichkeiten der Anordnung von Spulenelementen in einer Phased-Array-Spule. (a) Lineare Anordnung in der benachbarte Elemente durch Überlappung entkoppelt sind. (b) Zweidimensionale Anordnung von Oberflächenspulen, die eine Beschleunigung in zwei Raumrichtungen erlaubt. (c) Loop-Butterfly-Spule. (d) Saddle-Train-Spule.

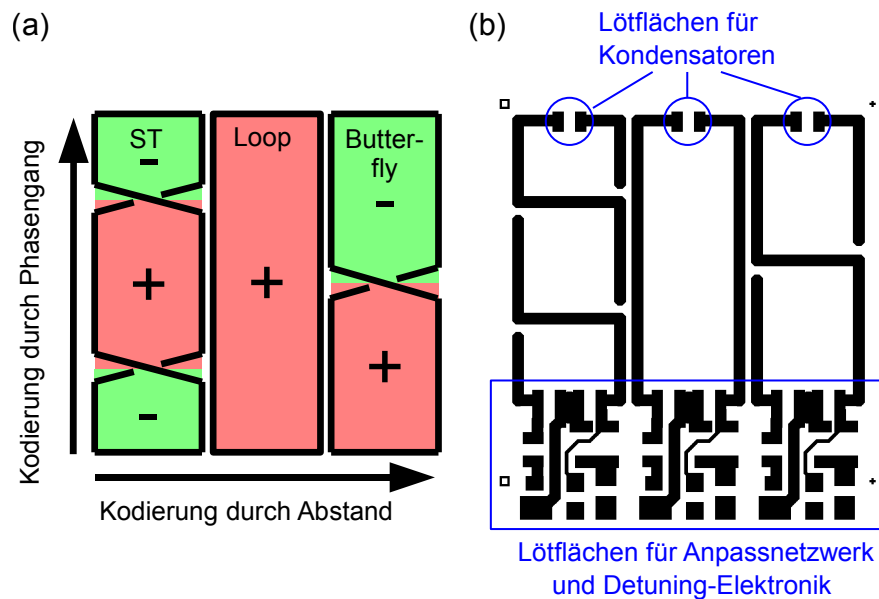


Abbildung 3.10.: (a) Saddle-Train- (ST), Loop- und Butterfly-Element nebeneinanderliegend. Längs der Elemente geschieht die Ortskodierung über den relativen Phasenwechsel, den die Elemente zueinander haben, senkrecht dazu durch den Abstand. (b) Layout der auf Folie geätzten Elemente. Die Überkreuzungen wurden im Nachhinein durch das Aufkleben und Kontaktieren von Kupferfolie realisiert. Am unteren Ende der Elemente ist das Layout des kapazitiven Anpassnetzwerkes samt Detuning-Elektronik zu sehen.

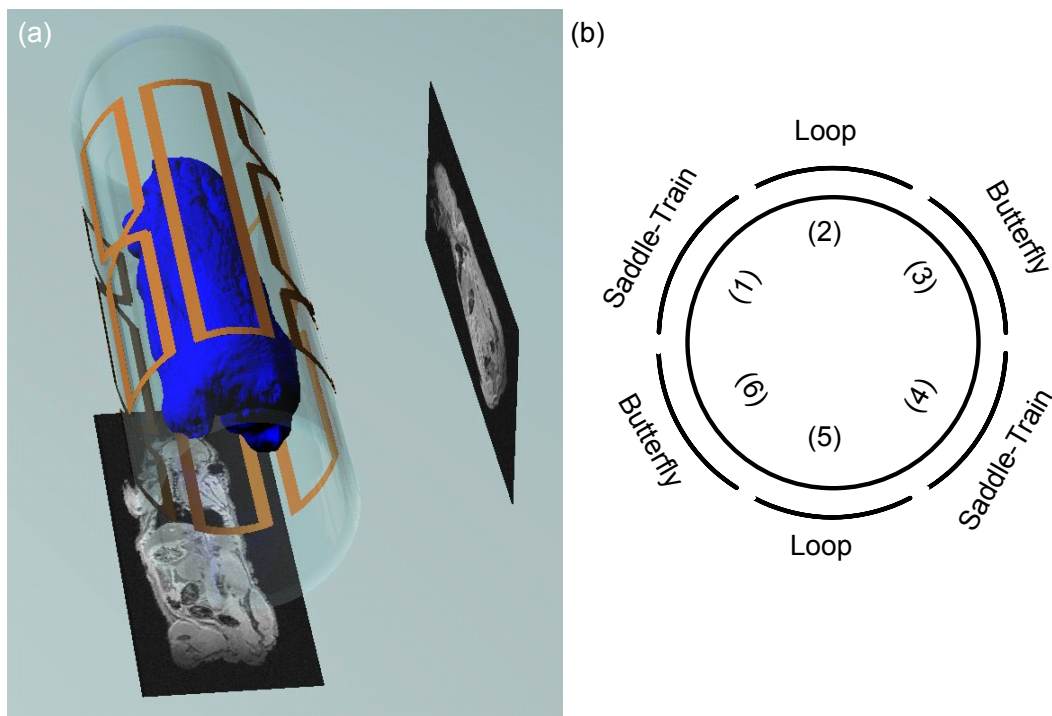


Abbildung 3.11.: Darstellung der in dieser Arbeit vorgestellten Spulengeometrie. Zwei Anordnungen, jede bestehend aus Loop-, Butterfly- und Saddle-Train-Element, wurden auf einen zylindrischen Träger aufgebracht. (a) 3-dimensionale Darstellung. (b) Anordnung der Elemente auf einem zylinderförmigen Träger; jeweils zwei gleichartige Elemente stehen sich gegenüber.

Train-Elemente nebeneinander liegen (Abb. 3.10). In der in Abb. 3.10(a) horizontalen Richtung ist die Orthogonalität des Sensitivitätsprofils durch den Abstand gegeben, während sie in vertikaler Richtung durch die bei einer Überkreuzung auftretende Phaseninversion erzeugt wird. Werden zwei derartige Anordnungen auf einem zylindrischen Träger übereinander gelegt (Abb. 3.11), so besteht die Möglichkeit der Beschleunigung in die dritte Raumrichtung. Ein Prototyp einer derartigen Spule zur Bildgebung von Mäusen am 3-Tesla Tomographen (Siemens Magnetom Trio, A TIM System) wurde im Rahmen dieser Arbeit gefertigt.

3.3.1. Simulationen

Um die Bildhomogenität der entwickelten Spule abschätzen zu können, wurde das räumliche Empfangsprofil der Phased-Array-Spule simuliert. Dazu wurde die numerische Analysesoftware IDL (Research Systems Inc., Boulder, Colorado, USA) verwendet. Aufgrund des Reziprozitätstheorems (Gl. 2.42) kann die Sensitivität durch eine Berechnung des Magnetfeldes $\vec{B}(\vec{r})$, welches die von Einheitsstrom $I(\vec{r}') = 1$ A durchflossene Spule erzeugt, bestimmt werden. $\vec{B}(\vec{r})$ lässt sich mithilfe des Biot-Savart-Gesetzes (Gl. 2.44) berechnen. Für die numerische Berechnung wurde das Integral 2.44 gemäß der Gleichung

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{Leiter}} I(\vec{r}') d\vec{r}' \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \rightarrow \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{k=k_0}^{N-1} I(\vec{r}'_k) (\vec{r}'_{k+1} - \vec{r}'_k) \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'_k}{|\vec{r} - \vec{r}'_k|^3} \quad (3.11)$$

diskretisiert. Da nur relative Werte benötigt werden, wurde der Strom $I(\vec{r}')$ und der Vorfaktor $\frac{\mu_0}{4\pi}$ gleich Eins gesetzt. Alle drei Komponenten des Magnetfeldvektors $\vec{B}(\vec{r})$ wurden berechnet. Um die Signalintensität am Ort \vec{r} zu erhalten, wurde der Betrag der senkrecht zu \vec{B}_0 ausgerichteten Feldkomponenten berechnet.

3.3.2. Aufbau und geometrische Entkopplung

Eine Anordnung aus jeweils zwei 48 mm langen und 17,5 mm breiten Loop-, Butterfly- und Saddle-Train-Spulenelementen (einschließlich den Leiterbahnen von Anpassnetzwerk und Detuning-Elektronik) wurde mithilfe eines Photopositiv-Verfahrens auf eine kupferbeschichtete Polyimidfolie geätzt. Hierzu musste die Folie zunächst mit einem lichtempfindlichen Lack beschichtet und ein Layout (Abb. 3.10(b)) erstellt werden, welches durch Belichten auf die Fotolackschicht aufgebracht wurde. Nach Entwickeln und Ätzen waren die Leiterbahnen als 2 mm breite und 60 μm starke Kupferschichten auf der Folie entstanden. Um die Überkreuzung bei Butterfly- und Saddle-Train-Element zu realisieren, wurde Kupferfolie zurechtgeschnitten und an den Kreuzungsstellen über den geätzten Leiter gelegt. Die beiden übereinanderliegenden Kupferbahnen wurden durch Epoxydharzkleber gegeneinander isoliert.

Um die bestmögliche geometrische Entkopplung der Elemente zu erreichen, wurde beim Layout darauf geachtet, dass sich die Kreuzungsstelle des Butterfly-Elements genau in der Mitte befand, so dass zwei gleich große Flächen entstehen. Entsprechend wurde bei dem

Saddle-Train-Element ein Flächenverhältnis von $\frac{1}{4} : \frac{1}{2} : \frac{1}{4}$ erzeugt. Eine Seite der Spule wurde für den Anschluss an ein Anpassnetzwerk vorgesehen, die gegenüberliegende Seite wurde einmal unterbrochen, um dort einen Kondensator einzubringen (Abb. 3.10(b)).

Zur ersten Charakterisierung wurde die Anordnung auf einen Zylinder aus Polymethylmethacrylat (PMMA) geklebt und die Elemente einzeln mit Kondensatoren zu Schwingkreisen mit einer Resonanzfrequenz von 123,2 MHz abgestimmt. Die Resonanzfrequenz wurde mithilfe einer Pick-up-Spule gemessen. Wie in [Ter55] beschrieben, führen induktive Kopplungen zwischen Schwingkreisen zu Aufspaltungen der Resonanzfrequenzen. Über diese Aufspaltung konnten verbleibende Kopplungen zwischen den Spulenelementen erkannt werden. Um diese zu beseitigen, wurden erneut Folien mit den drei Spulenelementen geätzt, wobei die Stellen der Überkreuzung gegenüber dem Vorgängermodell leicht verschoben wurden. Dies wurde solange wiederholt, bis keine Frequenzaufspaltungen mehr sichtbar waren. Insbesondere bei den Saddle-Train-Elementen zeigte sich, dass eine Verschiebung der Kreuzungspunkte um jeweils 2 mm nach innen zur optimalen geometrischen Entkopplung führte.

Nach Optimieren der geometrischen Entkopplung wurde die beladene Q_L und unbeladene Güte Q_U der Schwingkreise sowie die durch die Last verursachte Verschiebung der Resonanzfrequenz gemessen. Zur Beladung wurde ein Lastphantom benutzt, bestehend aus einer Spritze die mit 40 ml physiologischer Kochsalzlösung und 1Vol.-% Gadoliniumhaltigen Kontrastmittels (*Omniscan*, Amersham Buchler, Braunschweig, Deutschland) gefüllt war.

3.3.3. Impedanzanpassung und Transmission

Nach Optimierung der geometrischen Entkopplung und der Gütemessung wurden zwei der o.g. Folien auf einem PMMA-Zylinder aufgebracht, um eine Anordnung wie in Abb. 3.11(a) gezeigt zu erhalten. Das Schaltbild des zur Impedanzanpassung verwendeten kapazitiven Netzwerk entsprach Abb. 3.6(b) bis auf folgende zwei Unterschiede: Erstens war die zum Detuning verwendete PIN-Diode, der Kondensator C_D und die Spule L_D dem Kondensator C_{P2} und nicht C_{P3} parallel geschaltet. Zweitens wurde die Gleichspannung zur Steuerung des Detunings über separate Anschlüsse eingespeist. Als Drosselspulen L_{DC1} und L_{DC2} wurden nichtmagnetische 5,6 μH -Spulen verwendet. Bei beladener Spule wurden die Elemente einzeln auf 50 Ω angepasst. Dazu wurden die restlichen fünf Elemente über die Detuning-Elektronik ausgeschaltet.

Zur Quantifizierung der geometrischen Entkopplung wurden die Streuparameter S_{ij} bestimmt. Dazu wurden jeweils zwei der angepassten Spulenelemente an den Eingang des Netzwerkanalysators angeschlossen und die Transmission S_{ij} sowie die Reflexion S_{ii} gemessen. Währenddessen waren die anderen Spulenelemente mit einem 50 Ω -Widerstand abgeschlossen.

Die auf 50 Ω angepassten Spulenelemente wurden über ein Koaxialkabel an eine Vorverstärkerplatine (Typ No. 7576312, Siemens, Erlangen, Deutschland) angeschlossen. Diese enthielt einen Transistor und ein Anpassnetzwerk, das eine angeschlossene Impedanz von 50 Ω auf

die optimale Quellimpedanz des Transistors transformierte (Rauschanpassung).

Die Rauschzahl sowie die Eingangsimpedanz der Vorverstärker waren abhängig von der Orientierung relativ zum B_0 -Feld. Da die Halterung der Vorverstärker starr mit dem Spulenträger verbunden werden sollte, musste eine Richtung festgelegt werden, in der die Array-Spule im Tomographen ausgerichtet werden sollte. Da die Elemente 1, 3, 4 und 6 (Abb. 3.11(b)) relativ zur Horizontalen geneigt waren, wurde die Ausrichtung der Zylinderachse parallel zu B_0 gewählt, so dass die Flächennormalen der Spulenelemente keine in z -Richtung weisenden Komponenten hatten.

3.3.4. Vorverstärker-Entkopplung

Zusätzlich zur geometrischen Entkopplung wurden die Spulenelemente Vorverstärker-entkoppelt, was die verwendeten Vorverstärkerplatinen ermöglichten, die eine Eingangsimpedanz von $Z_{VE} = (1,7 + 13i) \Omega$ und somit einen hohen Eingangsreflexionsfaktor hatten. Der Reflexionsfaktor wurde über das Anpassnetzwerk auf einen hohen Impedanzwert Z_V am Ort der Spule transformiert. Dies erfolgte durch die impedanztransformierenden Eigenschaften einer Koaxialleitung (Abb.3.12(a)): Da der Leiter in einem Koaxialkabel ein magnetisches Feld erzeugt, hat das Kabel einen Induktivitätsbelag $L' = \frac{dL}{dx}$, wobei dx eine infinitesimale Leiterlänge bezeichnet. Analog haben Innen- und Außenleiter einen Kapazitätsbelag $C' = \frac{dC}{dx}$ gegeneinander. Die leitungsspezifische Größe

$$R_W = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (3.12)$$

hat die Dimension eines Widerstandes und wird als *Wellenwiderstand* bezeichnet. Ist ein Koaxialkabel der Länge x an einem Ende mit einer Lastimpedanz Z_L abgeschlossen, so transformiert es diese auf die Impedanz [Gys03]

$$Z_T = R_W \frac{Z_L + iR_W \tan(\beta x)}{iZ_L \tan(\beta x) + R_W}, \quad (3.13)$$

mit der Phasenkonstante

$$\beta = \pm \frac{2\pi}{\lambda} = \pm \omega \sqrt{L'C'}. \quad (3.14)$$

Das Kabel bewirkt somit eine Phasendrehung um den Mittelpunkt R_W in der komplexen Impedanzebene⁴. Ein Koaxialkabel, das an eine Impedanz von $Z_L = R_W$ angeschlossen ist, stellt auch an seinem anderen Ende eine Impedanz von $Z_T = R_W$ dar.

Zur Vorverstärker-Entkopplung wurde zwischen Anpassnetzwerk und Vorverstärkerplatine ein Koaxialkabel mit Wellenwiderstand $R_W = 50 \Omega$ angeschlossen (Abb. 3.12(b)). Das Kabel und die Kondensatoren C_{S1} und C_{P1} transformierten die Eingangsimpedanz Z_{VE} des Vorverstärkers auf die Impedanz Z_V . Z_V ist gemäß Gl. 3.13 eine Funktion der Kabellänge x . Bei

⁴Gleichung 3.13 gilt für eine verlustfreie Koaxialleitung. Für ein reales Koaxialkabel stellt sie eine Näherung dar.

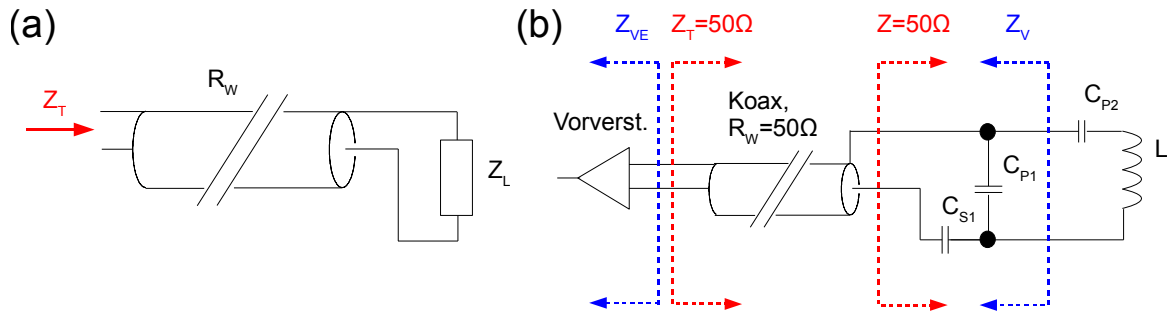


Abbildung 3.12.: (a) Impedanztransformation durch ein Koaxialkabel. Das Kabel mit Wellenwiderstand R_W transformiert eine angeschlossene Impedanz Z_L auf einen Wert Z_T . (b) Vorverstärker-Entkopplung und Rauschanpassung mithilfe eines Koaxialkabels mit Wellenwiderstand R_W . Das Kabel, zusammen mit den Kondensatoren C_{S1} und C_{P1} , transformiert die Eingangsimpedanz Z_{VE} des Vorverstärkers auf einen möglichst hohen Wert Z_V am Ort der Spule (Vorverstärker-Entkopplung). In Gegenrichtung wird die auf $Z = 50 \Omega$ angepasste Spulenimpedanz auf $Z_T = 50 \Omega$ transformiert. Somit bleibt die am Vorverstärker angeschlossene Impedanz durch das Koaxialkabel unbeeinflusst.

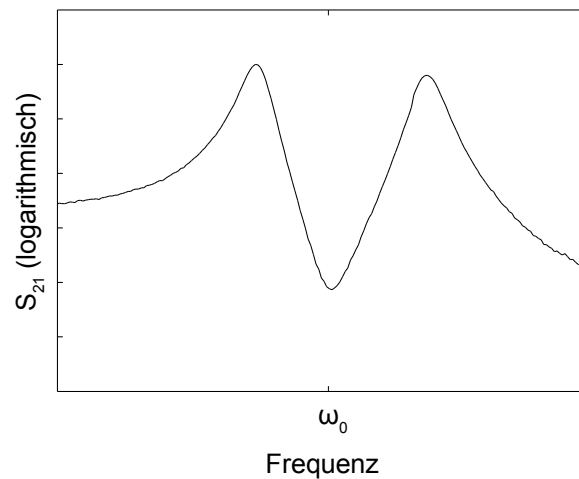


Abbildung 3.13.: Transmission S_{21} zwischen zwei entkoppelten Pick-up-Spulen in der Nähe einer Vorverstärker-entkoppelten Spule. Bei ω_0 ist der Stromfluss auf der Vorverstärker-entkoppelten Spule gering, was zu einer minimalen Transmission S_{21} führt.

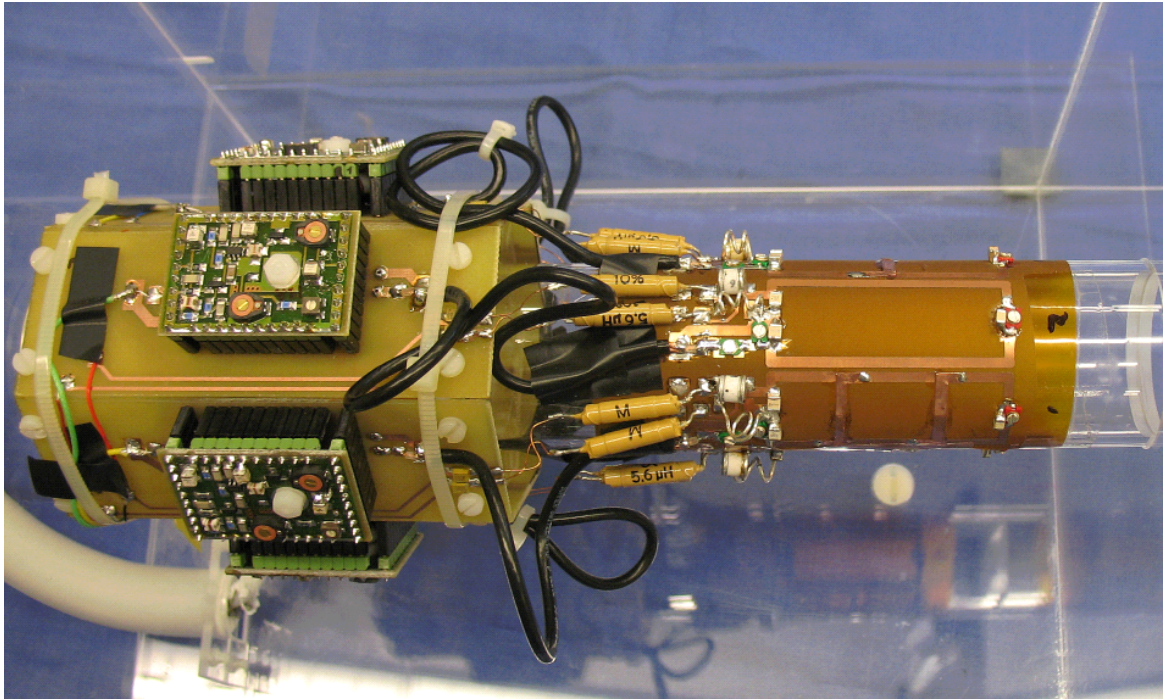


Abbildung 3.14.: Foto der Phased-Array-Spule.

optimaler Kabellänge erreichte Z_V ein Maximum und die Spule war Vorverstärker-entkoppelt.

Zur Bestimmung der optimalen Kabellänge wurde der gleiche Messaufbau wie zur Gütemessung verwendet (Abs. 3.1.3): Die zu prüfende Spule wurde in die Nähe zweier voneinander entkoppelter Pick-up-Spulen gelegt und die Transmission S_{21} zwischen den Pick-up-Spulen gemessen. War die zu prüfende Spule auf der interessierenden Frequenz ω_0 Vorverstärker-entkoppelt, so sollte S_{21} bei ω_0 minimal sein (Abb. 3.13). Die Länge des Koaxialkabels wurde so lange variiert, bis dies der Fall war.

Die Phased-Array-Spule samt Vorverstärkern wurde in ein Gehäuse aus PMMA eingebaut und mit einem Stecker zum Anschluss an den Tomographen versehen. Jedes Spulenelement wurde an einen eigenen Empfangskanal angeschlossen. Der fertige Aufbau ist in Abb. 3.14 zu sehen.

3.4. Selfgating-optimierte Spulen

Die Aufnahme eines Selfgating (SG)-Signals gestaltet sich bei Kleintieren aufgrund der geringen Größe der Tiere besonders schwierig, da die relative Signalvariation durch physiologische Bewegungen gering ist. Werden lokale Empfangsspulen benutzt, die beispielsweise nur das Herz des Tieres aufnehmen, ist zwar die relative Signalvariation groß, aber man erhält keine homogen ausgeleuchtete Ganzkörperaufnahme. Im Folgenden soll ein Spulenkonzep (SG-Spule) vorgestellt werden, mit dem die bewegungsbedingten Variationen des MR-Signals selektiv verstärkt werden, gleichzeitig aber eine homogene Ausleuchtung des gesamten Tieres

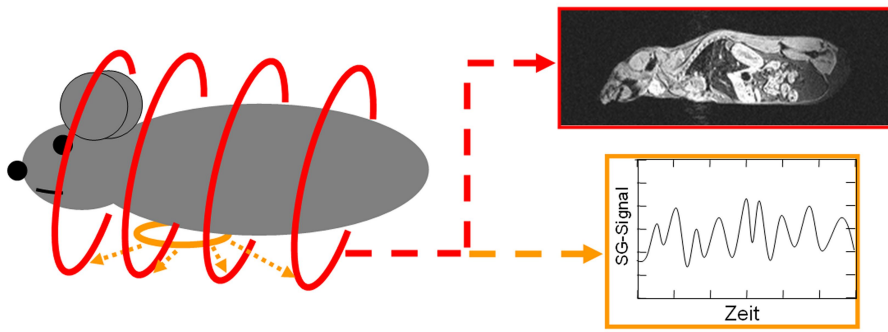


Abbildung 3.15.: Die SG-Spule (gelb) dient ausschließlich der Aufnahme des SG-Signals. Sie wird unter dem Thorax der Maus positioniert. Das von ihr empfangene Signal koppelt induktiv in die Solenoid-Empfangsspule (rot). Zur Bildgebung wird die SG-Spule deaktiviert und nur das Signal der Empfangsspule genutzt.

möglich ist.

Um Probleme durch lange elektrische Leiter im Feld des MR-Tomographen zu vermeiden, wurde die Methode der induktiven Kopplung [SBHSL86, HT02] zur SG-Signalauslese verwendet. Die SG-Spule konnte zusammen mit einer der in Abs. 3.2 beschriebenen Solenoid-Empfangsspulen für den 1,5 T-MR-Tomographen verwendet werden: Sie wurde so konzipiert, dass sie ausschließlich das SG-Signal verstärkt, ohne die Homogenität des Bildes zu beeinflussen (Abb. 3.15).

3.4.1. Induktiv gekoppelte Spule

Der Schaltplan der SG-Spule ist in Abb. 3.16(a) abgebildet. Die SG-Spule besteht aus einer Oberflächenspule L_{SG} mit einer Windung, die zusammen mit einem Kondensator C einen Schwingkreis bildet, dessen Resonanzfrequenz auf $f_0 = \frac{1}{\sqrt{L_{SG}C}} = 63,7$ MHz, die Larmorfrequenz von Wasserstoffkernen ^1H bei 1,5 T, abgestimmt wurde.

Zum Verständnis des Einflusses der SG-Spule auf das empfangene MR-Signal ist in Abb. 3.17 das Ersatzschaltbild des Systems aus Solenoid- und SG-Spule dargestellt⁵. U_H ist die in L_{SG} induzierte Spannung; sie stammt von der Magnetisierung in der Herzregion der Maus. U_K sei die vom gesamten Körper der Maus (einschließlich Herz) in L_S induzierte Spannung. Z_P steht stellvertretend für die Eingangsimpedanz der an das Anpassnetzwerk angeschlossenen Schaltung aus Koaxialleitung, Vorverstärkeranpassnetzwerk und Vorverstärker. Das detektierte MR-Signal S_P ist dem durch Z_P fließenden Strom I_P proportional. I_P setzt sich gemäß der Gleichung

$$I_P = I_{PK} + I_{PH} \quad (3.15)$$

aus einem von U_K stammenden Anteil I_{PK} und einem von U_H stammenden Anteil I_{PH} ,

⁵Die Solenoidspule wurde für dieses Experiment mit der in Abs. 3.3.4 beschriebenen Technik Vorverstärkerentkoppelt.

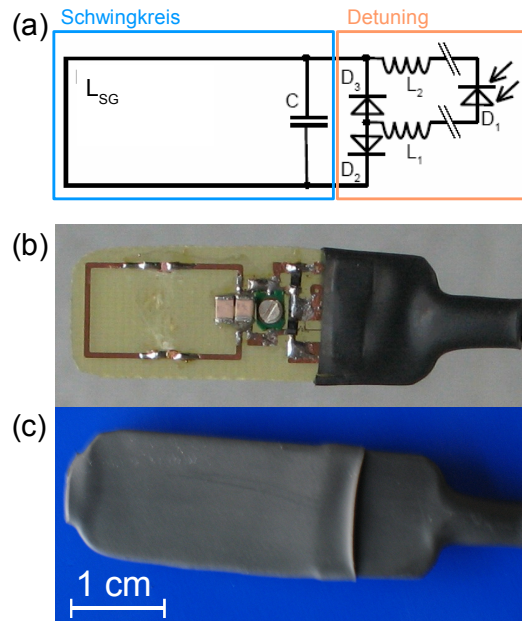


Abbildung 3.16.: Selfgating-Spule: (a) Schaltplan der Spule einschließlich der Schaltung zum optischen Detuning. (b) Foto des Prototypen. (c) Zum Schutz wurde die Spule vor den Tierexperimenten mit Schrumpfschlauch isoliert.

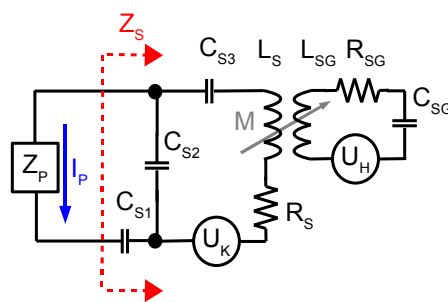


Abbildung 3.17.: Ersatzschaltbild der an die Solenoid-Empfangsspule L_S gekoppelten SG-Spule L_{SG} . Die Signalspannungen U_K und U_H sind als diskrete Spannungsquellen dargestellt. Die Widerstände R_S und R_{SG} repräsentieren die äquivalenten Rauschwiderstände.

der durch induktive Kopplung auf die Empfangsspule übertragen wird, zusammen. Da beim Selfgating die durch physiologische Bewegung erzeugte Signalvariation gemessen wird, ist für eine Verstärkung des SG-Signales eine Erhöhung des Verhältnisses I_{PH}/I_{PK} nötig. Dieses steigt mit wachsender Gegeninduktivität M . Somit sollte eine stärkere Kopplung der SG-Spule an die Empfangsspule zu einem verstärkten SG-Signal führen.

Das Einbringen der SG-Spule hat allerdings noch einen weiteren Effekt: Die Größe der Kapazitäten C_{S1} , C_{S2} und C_{S3} war so gewählt, dass in Abwesenheit der SG-Spule die Impedanz der Spule L_S auf einen Wert $Z_S = 50 \Omega$ transformiert wurde. Das Einbringen der SG-Spule mit Gesamtimpedanz Z_{SG} wirkt so, als würde der Spule L_S ein Bauteil der Impedanz

$$Z_{SGM} = \frac{(\omega M)^2}{Z_{SG}} \quad (3.16)$$

in Serie geschaltet werden [Ter55, HT02]. Dadurch verändert sich auch die Impedanz Z_S , deren Betrag mit wachsendem M immer weiter von $Z_S = 50 \Omega$ abweicht. Diese Veränderung der Impedanz hat Einfluss auf das SNR im MR-Experiment. Der Rauschfaktor F eines Vorverstärkers ist nur dann minimal, wenn an seinem Eingang die optimale Quellimpedanz $Z_q = Z_{opt}$ angeschlossen ist. Ist der Vorverstärker hingegen an eine Impedanz $Z_q \neq Z_{opt}$ angeschlossen, so erhöht sich der Rauschfaktor auf (siehe z.B. [Poz05] und dort zitierte Literatur)

$$F = F_{min} + \frac{R_e}{\Re(Z_q^{-1})} |Z_q^{-1} - Z_{opt}^{-1}|^2, \quad (3.17)$$

wobei R_e den äquivalenten Rauschwiderstand des Vorverstärkers bezeichnet und ein Maß für die Empfindlichkeit des Vorverstärkers auf von Z_{opt} abweichende Quellimpedanzen ist. Die von der SG-Spule verursachte Änderung von Z_S bewirkt somit eine Verringerung des SNR mit steigendem M .

3.4.2. Optische Steuerung

Eine induktiv gekoppelte HF-Spule, die in eine Empfangsspule eingebracht wird, verändert nicht nur das Homogenitätsprofil des empfangenen Bildes sondern auch die Homogenität des Anregungsfeldes. Beide Effekte sind bei SG-Experimenten unerwünscht, da nur die Empfangscharakteristik beim Empfang des SG-Signals verändert werden soll. Daher musste eine Schaltung integriert werden, um die SG-Spule selektiv ein- und auszuschalten. Um Probleme zu vermeiden, die mit langen elektrischen Leitern im Feld des MR-Tomographen einhergehen, wurde die SG-Spule über optische Signale geschaltet. Die optische Steuerung von Spulen wurde für Anwendungen im Bereich der interventionellen MRT bereits beschrieben [WZD⁺00, WKB⁺04]. Hierbei wurde die Spule über einen Photowiderstand oder eine Photodiode ein- und ausgeschaltet. In dieser Arbeit wurde ein neuartiger Ansatz verfolgt: Es wurde eine über einen Lichtwellenleiter gesteuerte Photodiode D_1 (Abb. 3.16(a)) verwendet. Die Photodiode wurde als Photoelement betrieben, das bei Beleuchtung einen Photostrom

liefert. Dieser Strom schaltet die PIN-Dioden D_2 und D_3 in einen niederohmigen Zustand, so dass der Kondensator C überbrückt und der Schwingkreis verstimmt wird, um die Signalübertragung auf die Solenoidspule zu unterdrücken. Es wäre naheliegend, die Photodiode anstelle von D_2 und D_3 zur Überbrückung des Kondensators zu verwenden. Dies wurde nicht getan, da der Durchlasswiderstand einer PIN-Diode im niederohmigen Zustand im allgemeinen kleiner ist als der einer Photodiode.

3.4.3. Praktische Umsetzung

Eine rechteckige Oberflächenspule ($18 \times 10 \text{ mm}^2$) wurde auf kupferbeschichtetes Epoxyd-Leiterplattenmaterial geätzt (Abb. 3.16(b)). Durch Verwendung einer Parallelschaltung aus zwei festen (ATC 100B, American Technical Ceramics, New York, USA) und einem variablen Kondensator (TZC03, Murata Manufacturing Company, Ltd., Kyoto, Japan) konnte die Resonanzfrequenz auf 63,7 MHz abgestimmt werden. Eine Serienschaltung zweier entgegengesetzt gepolter PIN-Dioden (BAP51-03, NXP Semiconductors, Eindhoven, Niederlande) wurde den Kondensatoren parallel geschaltet.

Für die in dieser Schaltung verwendeten elektronischen Bauteile galten besondere Anforderungen: Da der Platz unter dem Thorax der Mäuse sehr begrenzt ist, mussten die verwendeten Bauteile möglichst klein sein. Insbesondere die Bauhöhe sollte nur wenige Millimeter betragen. Die Schaltzeiten der Dioden mussten hinreichend kurz sein, um auch bei SG-Experimenten mit kurzen T_E -Zeiten (2-3 ms) ein zuverlässiges Ein- und Ausschalten der Spule sicherzustellen. Die von den Herstellern in den Datenblättern genannten Schaltzeiten waren nur bedingt verwertbar, da Photodioden üblicherweise im Sperrbetrieb betrieben werden und sich die Angaben darauf beziehen, während im Betrieb als Photoelement die Schaltzeiten von der Sperrschichtkapazität und dem an die Diode angeschlossenen Lastwiderstand abhängen. Daher mussten die Schaltzeiten der in Frage kommenden Dioden gemessen werden. Überdies sollten die Photodioden keine ferromagnetischen Materialien enthalten, da diese Suszeptibilitätsartefakte im MR-Bild erzeugen. Diese Anforderung konnte mit kommerziell erhältlichen Dioden nicht erfüllt werden (von mehreren Anbietern wurden alle in Frage kommenden Photodioden erworben und auf Ferromagnetismus getestet). Da jede der Dioden Suszeptibilitätsartefakte im MR-Bild hervorrief, wurde ein 20 cm langer Draht zwischen SG-Spule und Photodiode eingebracht, der es ermöglichte, die Diode ausserhalb des für die Bildgebung relevanten Gesichtsfeldes zu positionieren. Als Photodiode wurde das Modell SFH203P (Infineon, Neubiberg, Deutschland) verwendet. Damit die Güte des Schwingkreises nicht durch die Photodiode und die Anschlussdrähte beeinflusst wird, wurden zwischen Anschlussdrähten und den PIN-Dioden 12 μH -Drosselspulen als HF-Sperre eingefügt. Der Aufbau wurde zum Schutz mit Schrumpfschlauch isoliert (Abb. 3.16 (c)).

Das Schaltsignal zur Steuerung der Spule wurde durch ein optisches Signal des MR-Tomographen realisiert, welches durch die Bildgebungs-Sequenz gesteuert wird und eine exakte Synchronisation des Schaltsignals mit der Sequenz ermöglicht. Abbildung 3.18 zeigt eine

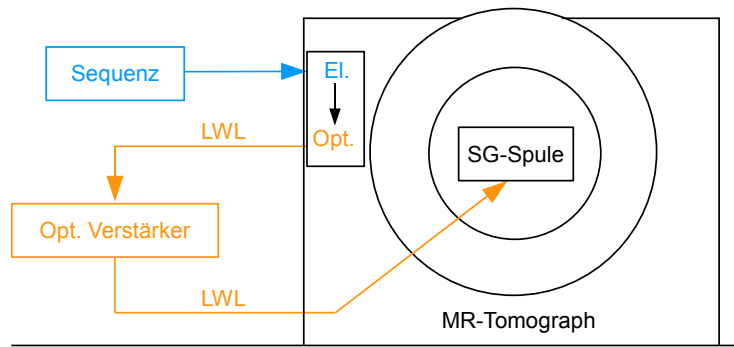


Abbildung 3.18.: Das optische Schaltsignal wurde durch die Bildgebungssequenz gesteuert und über einen optischen Ausgang des Tomographen ausgegeben. Durch einen Lichtwellenleiter (LWL) wurde es zu einer Verstärkerschaltung geführt, die ein 1000-mal stärkeres Lichtsignal erzeugte. Dies wurde zum Ausschalten der SG-Spule verwendet.

schematische Darstellung des Signalwegs. Da die Photodiode als Photoelement ohne weitere Spannungsquellen betrieben wird, muss die von ihr erzeugte Spannung groß genug sein, um die PIN-Dioden durchzuschalten. Die dazu nötige Lichtintensität von einigen Milliwatt ist am optischen Ausgang des Tomographen nicht verfügbar. Zur Lösung dieses Problems wurde eine batteriebetriebene Verstärkerschaltung entwickelt. Diese detektiert das optische Schaltsignal des Tomographen über eine Photodiode und schaltet eine Laserdiode ein. Die vom Tomographen gelieferte Lichtleistung von $P \approx 5 \mu\text{W}$ wurde dadurch auf $P \approx 6 \text{ mW}$ verstärkt und über einen Lichtwellenleiter (*Polymer-Optische-Faser, POF*, Durchmesser 1 mm) an die SG-Spule weitergeleitet.

3.4.4. Selfgating-Sequenz

Für die SG-Experimente wurde eine flusskompensierte gespoilte Gradientenecho-Sequenz entwickelt [SKD⁺08, Sch08] (Abb. 3.19). Vor der Ortskodierung wurde eine SG-Datenaufnahme durchgeführt. Dabei wurden 8 Datenpunkte aufgenommen, addiert und als SG-Signal detektiert. Neben der Gradientenschaltung ist in Abb. 3.19 das an die Spule gesandte optische Signal dargestellt. Das optische Signal wurde während der HF-Anregung und der Bildauslese gesandt, um die lokale Signalverstärkung in der Nähe der SG-Spule auszuschalten.

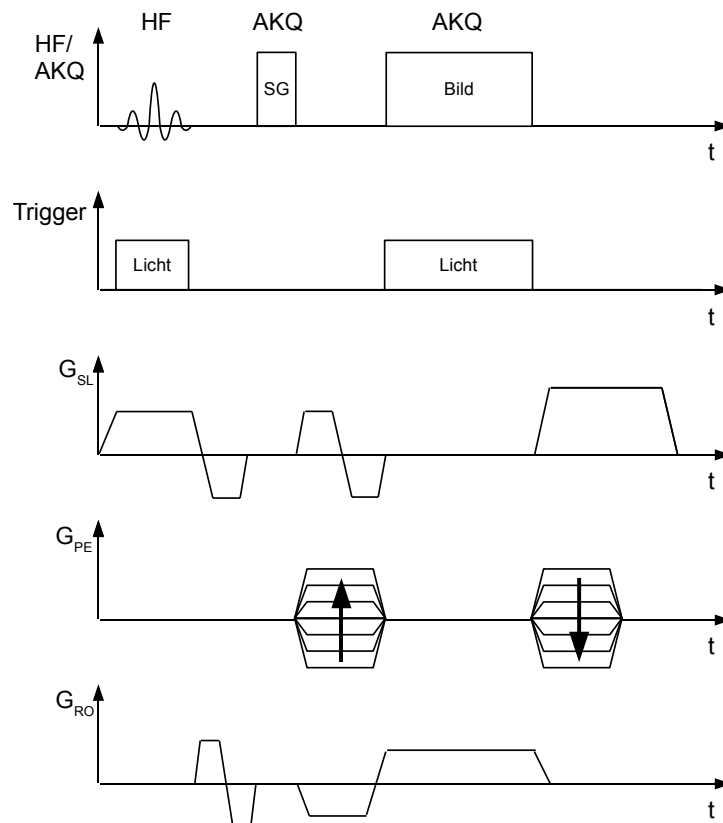


Abbildung 3.19.: Für SG-Experimente verwendete gespoilte Gradientenecho-Sequenz. Die erste Datenakquisition dient der Aufnahme des SG-Signals, die zweite der Bildaufnahme. Während des Anregungspulses und der Bildaufnahme wurde die SG-Spule durch ein Lichtsignal ausgeschaltet. In Schichtselektions- und in Frequenzkodierichtung sind zusätzliche Gradienten eingefügt, die durch Blutfluss hervorgerufene Bildartefakte beseitigen [SKD⁺08].

4. Messungen und Ergebnisse

In diesem Teil der Arbeit werden die Messungen zur Charakterisierung der Spulenkonzepte und deren Ergebnisse beschrieben. Zunächst werden Einkanal-Empfangsspulen untereinander sowie mit kommerziell erhältlichen Spulen verglichen. Danach wird die Eignung der Phased-Array-Spule zur parallelen Bildgebung untersucht. Zuletzt wird auf die Phantom- und Tierexperimente mit der Selfgating-Spule eingegangen.

4.1. Einkanal-Empfangsspulen für 1,5 Tesla und 3 Tesla

4.1.1. Vergleich mit Produktpulen

Die für den Einsatz an 1,5-Tesla-Tomographen entwickelte Einkanal-Empfangsspule mit zwei Windungen wurde zunächst mit zwei kommerziell erhältlichen Produktpulen für die humane MR-Bildgebung verglichen. Als Vergleichsspulen wurden

1. eine Birdcage-Kopfspule (Head-Coil, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) mit ca. 29 cm Durchmesser und
2. eine Oberflächenspule mit 3 cm Durchmesser (Flex-Loop-Small, FLS, Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) gewählt (Abb. 4.1(a)).

Ein etwa mausgroßes Phantom (Länge 11 cm, Durchmesser 2,5 cm), gefüllt mit physiologischer Kochsalzlösung und 1% gadoliniumhaltigem Kontrastmittel (Omniscan, Amersham Buchler, Braunschweig, Deutschland), wurde in die Spulen eingebracht. Zur Bestimmung der Bildhomogenität und des SNR wurden Bildgebungsexperimente mit einer 2D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern durchgeführt: $\alpha = 10^\circ$, $T_R = 70$ ms, $T_E = 3$ ms, $BW = 500$ Hz/Pixel, Schichtdicke = 3 mm, Matrixgröße = 256×128 , Pixelgröße = $(0,8 \times 0,8)$ mm². Aus den aufgenommenen Bildern wurde das SNR mit der in Abs. 3.1.4 beschriebenen ROI-Methode bestimmt.

Tabelle 4.1 zeigt das SNR am Ort maximaler Sensitivität sowie gemittelt über das gesamte Phantom. Die Bildintensität, gemessen entlang einer Linie im Zentrum des Phantoms, ist in Abb. 4.1(b) aufgetragen. Die Kopfspule war deutlich größer als das Phantom, weshalb sie ein homogenes Bild des ganzen Phantoms ermöglichte. Allerdings war das erreichbare SNR aus zwei Gründen niedriger als bei den anderen getesteten Spulentypen: Erstens resultiert aus einer Beladung mit einem mausgroßen Phantom ein geringer Füllfaktor, was gemäß Gl. 2.65 das SNR verringert. Zweitens wurde bei der Impedanzanpassung der Spule eine Last in der

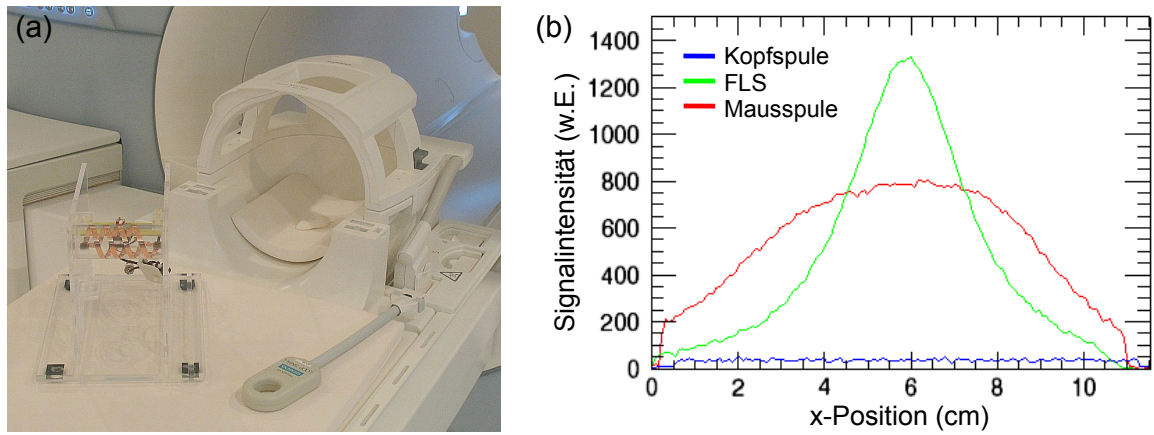


Abbildung 4.1.: (a) Foto der drei verglichenen Spulentypen im MR-Tomographen. Die Mausspule mit zwei Windungen (links), die Kopfspule (mittig) und die Flex-Loop-Small (FLS)(rechts). (b) MR-Signalintensität entlang eines homogenen 11 cm langen Phantoms, aufgenommen in den drei Spulen.

Spule	Durchmesser (cm)	Länge (cm)	SNR_{max}	SNR_{avg}
Kopfspule	29	32	6	6
Flex-Loop-Small	3	<1	144	70
Mauspule	4	9	89	78

Tabelle 4.1.: Vergleich des SNR des Maussolenoids (2 Windungen, 1,5 T) mit zwei kommerziell erhältlichen Spulen (Kopfspule und Flex-Loop-Small) am Ort maximaler Sensitivität (SNR_{max}) und gemittelt über das ganze Phantom (SNR_{avg}).

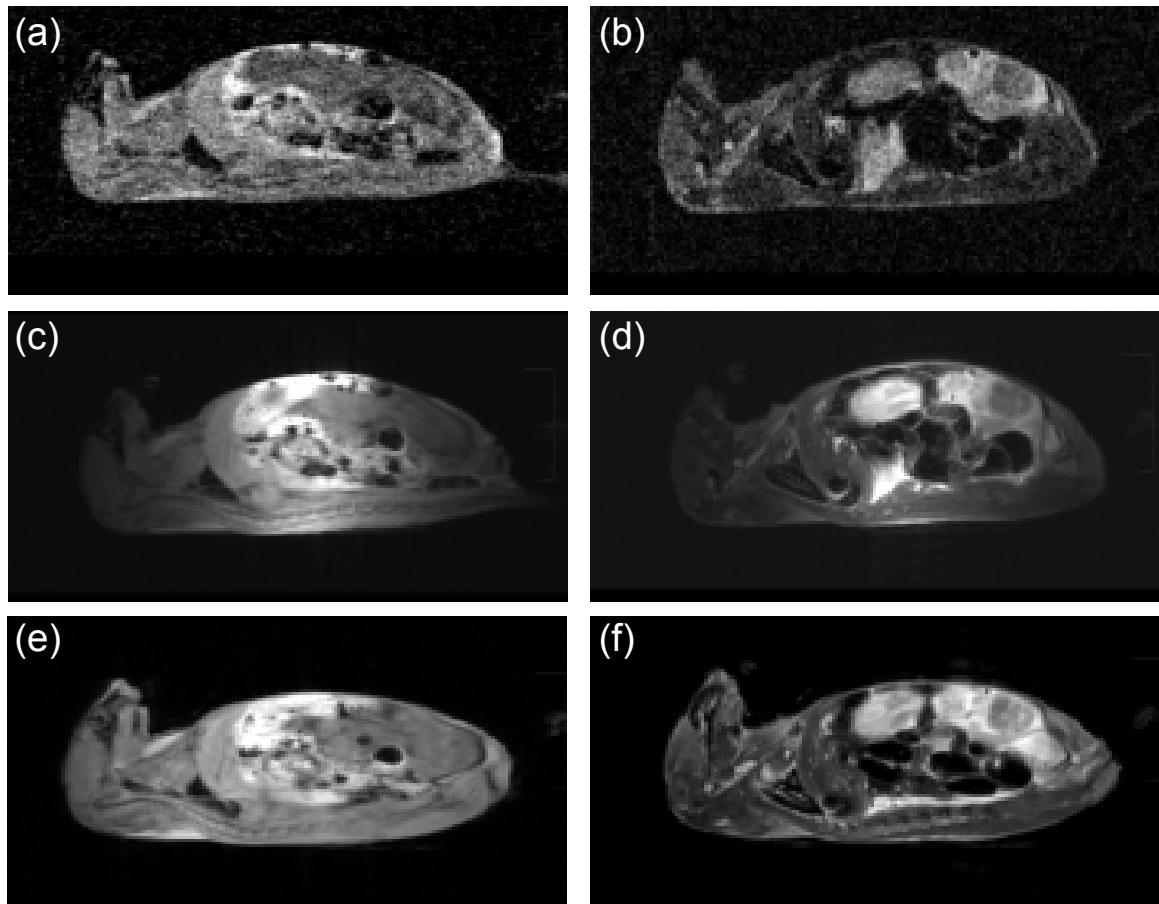


Abbildung 4.2.: *Ex-vivo*-Aufnahmen einer Maus bei 1,5 T. Aufgenommen unter Verwendung (a, b) der Kopfspule, (c, d) der Flex-Loop-Small und (e, f) der Solenoid-Mausspule mit zwei Windungen. Links: 3D-Gradientenecho-Bilder. Rechts: T_2 -gewichtete 2D-TSE-Bilder.

Größe eines menschlichen Kopfes verwendet. Bei Beladung mit einer deutlich kleineren Last ist die Spule fehlangepasst, was sich in einer Vergrößerung des Vorverstärkerrauschens (Abs. 2.2.4) äußert.

Mit der FLS-Spule konnte das höchste SNR erreicht werden, allerdings nur im Spulenzentrum, während es mit wachsendem Abstand vom Zentrum schnell abnahm. Definiert man den nutzbaren Bereich der Spule als den Bereich in dem das $\text{SNR} \geq 0,75 \cdot \text{SNR}_{\text{max}}$ ist, so ist dieser bei der Flex-Loop-Small 2 cm lang.

Das maximale SNR der Mausspule war geringer als das der Flex-Loop-Small, wohingegen die Homogenität größer war. Über eine Länge von 6,3 cm im Spulenzentrum war das $\text{SNR} \geq 0,75 \cdot \text{SNR}_{\text{max}}$. Mit dieser Spule konnte das höchste SNR gemittelt über das gesamte Phantom erreicht werden.

Die Eignung der Spulen zur Kleintierbildgebung wurde in einem *Ex-vivo*-Experiment an einer Maus untersucht. Abbildung 4.2 zeigt mit einer FLASH-Sequenz sowie mit einer T_2 -gewichteten Turbo-Spinecho-Sequenz aufgenommene Bilder. Das gemittelte SNR über den

B_0 -Feldstärke (T)	1,5		3		
Windungszahl	2	3	2	3	3 (3×segm.)
Q_U/Q_L	1,6±0,3	2,1±0,4	2,2±0,5	2,8±0,6	1,9±0,4
$\text{SNR}_{\text{real}}/\text{SNR}_{\text{ideal}}$	0,6±0,1	0,72±0,07	0,74±0,06	0,80±0,04	0,69±0,08
Δf (kHz)	52±1	56±1	500±8	1200±19	575±9
SNR gemessen	29±3	28±3	58±6		61±6
$\text{SNR}_{3\text{ T}}/\text{SNR}_{1,5\text{ T}}$ (err.)			2,7±0,5		3,3±0,7
$\text{SNR}_{3\text{ T}}/\text{SNR}_{1,5\text{ T}}$ (gem.)			2,0±0,4		2,2±0,4

Tabelle 4.2.: Vergleich der Solenoide mit unterschiedlichen Windungszahlen und bei unterschiedlichen B_0 -Feldstärken.

Mäusekörper beträgt in der Kopfspule nur 6% von dem in der Mausspule. Die mit der Flex-Loop-Small aufgenommenen Bilder zeigen ein Helligkeitsmaximum im Rumpfbereich der Maus. Im Bereich des Kopfes und des Schwanzes ist die Signalintensität auf 22% des Wertes im Rumpfbereich gesunken. Die Mausspulenbilder zeigen eine deutlich homogenere Aufnahme über den gesamten Körper der Maus. Das Signal fällt im Kopf- und Schwanzbereich auf 70% des Wertes im Rumpf ab.

4.1.2. Vergleich der Solenoidspulen

Zur Vergrößerung des Gesichtsfeldes wurde ein weiterer Solenoid mit drei Windungen hergestellt. Zudem wurde die Einsetzbarkeit der für $B_0 = 1,5\text{ T}$ entwickelten Spulenkonzepete bei $B_0 = 3\text{ T}$ überprüft.

Die Güte der beladenen und unbeladenen Solenoidspulen wurde wie in Abs. 3.2.1 beschrieben gemessen. Aus dem Güteverhältnis Q_U/Q_L konnte mit Gl. 3.6 das Verhältnis des theoretisch erreichbaren SNR (SNR_{real}) zum SNR einer idealen Spule ($\text{SNR}_{\text{ideal}}$) berechnet werden. Als Lastphantom wurde das in Abs. 4.1.1 beschriebene Phantom verwendet.

Die Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf bei Einbringen der Last wurde ebenfalls gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Jeder der Solenoide war bei der Messung in der Mitte aufgetrennt und mit einem Kondensator segmentiert. Außerdem waren die Enden der Spule über einen Kondensator verbunden. Die Kondensatoren bildeten zusammen mit dem Solenoid einen Schwingkreis mit einer Resonanzfrequenz von 63,7 MHz (für $B_0 = 1,5\text{ T}$) bzw. 123,2 MHz (für $B_0 = 3\text{ T}$). Die Frequenzverschiebung Δf ermöglicht eine qualitative Aussage über die parasitären Kapazitäten in der Spule, welche zu dielektrischen Verlusten führen. Bei 63,7 MHz war Δf bei beiden Spulentypen kleiner als 60 kHz, während es bei 123,2 MHz, bei dem Solenoid mit zwei Windungen, 500 kHz betrug. Bei dem Solenoid mit drei Windungen war Δf größer als 1 MHz, weshalb der Solenoid an zwei weiteren Stellen aufgetrennt und durch Kondensatoren segmentiert wurde. Diese Maßnahme verringerte die Frequenzverschiebung auf $\Delta f = 575\text{ kHz}$, was auf eine Verringerung der konservativen elektrischen Felder am Ort der Probe hindeutet.

Das Verhältnis der Güten Q_U/Q_L nimmt sowohl mit wachsender Windungszahl als auch

mit wachsender Frequenz zu. Eine weitere Segmentierung des Solenoids mit drei Windungen bei 123 MHz führte zu einer Verringerung von Q_U/Q_L . Dies kann ebenfalls auf die Verringerung der konservativen elektrischen Felder zurückgeführt werden, da konservative elektrische Felder zu Verlusten führen, die Q_L verringern (s. Abs. 2.2.4). Da elektrische Felder aber nicht zum Signal beitragen, werden alle auf der Grundlage von Q_U/Q_L durchgeführten SNR-Abschätzungen dadurch verfälscht. So ist auch der hohe Wert von $\text{SNR}_{\text{real}}/\text{SNR}_{\text{ideal}} = 0,8$ des einfach segmentierten Solenoids im Vergleich zu 0,69 bei der dreifach segmentierten Spule auf eine Verfälschung durch konservative elektrische Felder zurückzuführen.

Die Güten sowie die Verschiebung der Resonanzfrequenz wurden mehrfach gemessen, wobei die verwendeten Pick-up-Spulen an unterschiedlichen Stellen, relativ zu den Solenoiden, positioniert wurden. Die in Tab. 4.2 genannten Werte sind die Mittelwerte der Messungen. Aus der Streuung der Messwerte wurde der relative Messfehler zu $\Delta Q/Q = \pm 10\%$ abgeschätzt. Für Δf ist ebenfalls der Mittelwert aus mehreren Messungen angegeben. Hier wurde der relative Fehler der einzelnen Frequenzmessung zu $\pm 0,8\%$ ermittelt, was gemäß den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung einen relativen Fehler von $\pm 1,6\%$ für Δf bedeutet.

Nach der Gütemessung wurden die Solenoide zu MR-Empfangsspulen weiterverarbeitet. Das mit diesen Spulen erreichbare SNR von Bildgebungsexperimenten wurde mit der in Abs. 3.1.4 beschriebenen ROI-Methode ermittelt. Dazu wurde ein Bild mit einer 2D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern aufgenommen: $\alpha = 10^\circ$, $T_R = 300$ ms, $T_E = 8$ ms, $BW = 465$ Hz/Pixel, Schichtdicke = 3 mm, Matrixgröße = 256×128 , Pixelgröße = $(0,5 \times 0,5)$ mm². Als Phantom diente das o.g. Plastikgefäß (Länge 11 cm, Durchmesser 2,5 cm).

Neben statistischen Schwankungen durch thermisches Rauschen beeinflussten auch die folgenden Faktoren die Messgenauigkeit:

- War die Position des Phantoms in der Spule nicht exakt identisch mit der Position bei der Impedanzanpassung, so konnte daraus eine Fehlanpassung resultieren. Dies führte zu einer erhöhten Rauschzahl des Vorverstärkers.
- Da das SNR mit der ROI-Methode bestimmt wurde, hatte die Position der ROIs und des Phantoms in der Spule starken Einfluss auf das gemessene SNR.

Zur Abschätzung des daraus resultierenden Fehlers wurden auch diese Messungen mehrfach durchgeführt. Der Mittelwert der bestimmten SNR-Werte ist in Tab. 4.2 als SNR aufgeführt. Aus der Streuung der Messwerte wurde ein relativer Fehler von $\Delta \text{SNR}/\text{SNR} = 10\%$ abgeschätzt.

In Tab. 4.2 ist das erwartete (Gl. 2.75) und das gemessene Verhältnis $\text{SNR}_{3\text{T}}/\text{SNR}_{1,5\text{T}}$ angegeben. Hierbei wurden jeweils die Spulen gleicher Windungszahl miteinander verglichen.

Das gemäß Gl. 2.75 errechnete Verhältnis $\text{SNR}_{3\text{T}}/\text{SNR}_{1,5\text{T}}$ ist beim Solenoid mit zwei Windungen um 35%, bei dem mit drei Windungen um 50% größer als das gemessene. Auch dies kann auf Verfälschungen von Q_U/Q_L durch konservative elektrische Felder zurückgeführt werden. Da dielektrische Probenverluste gemäß Gl. 2.54 von ω_0^3 abhängig sind, wurde Q_L bei

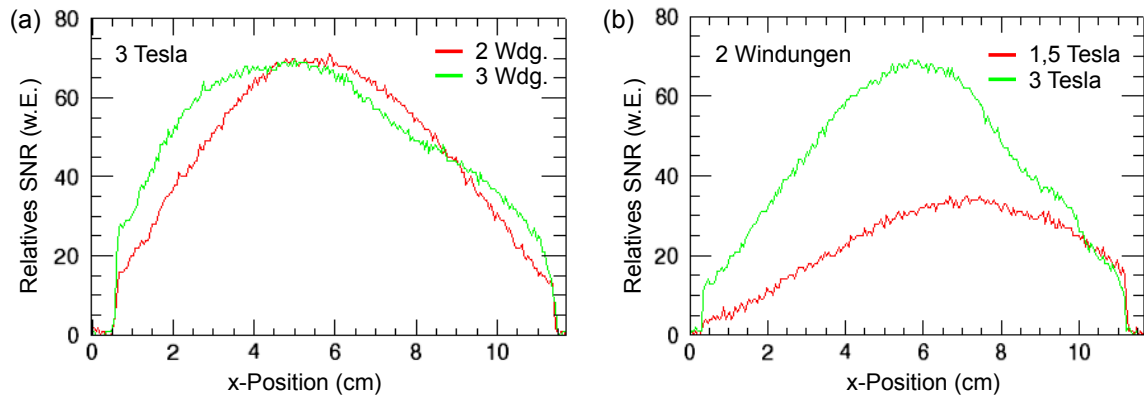


Abbildung 4.3.: SNR im MR-Bild entlang einer Linie im Zentrum eines homogenen 11 cm langen Phantoms. (a) Vergleich der Homogenität der Solenoid-Empfangsspulen mit zwei (rot) und mit drei Windungen (grün), bei 3 Tesla. (b) Vergleich der Homogenität der Solenoid-Empfangsspulen mit zwei Windungen, bei 1,5 Tesla (rot) und bei 3 Tesla (grün).

123,2 MHz mehr beeinträchtigt als bei 63,7 MHz, wodurch $\text{SNR}_{3\text{ T}}$ stärker überschätzt wurde als $\text{SNR}_{1,5\text{ T}}$.

Abbildung 4.3(a) zeigt das SNR, gemessen entlang einer Linie im Zentrum des Phantoms in dem Solenoid mit drei Windungen (grün) und dem Solenoid mit zwei Windungen (rot). Durch die Erweiterung auf drei Windungen konnte eine Vergrößerung des Gesichtsfeldes erreicht werden. Allerdings ist beim Solenoid mit drei Windungen ein asymmetrisches Profil zu erkennen. Zu einer Seite vom Zentrum ($x = 6\text{ cm}$) fällt das SNR ab, während zur anderen Seite ein Plateau erkennbar ist. Dieses Verhalten war sowohl bei 1,5 T als auch bei 3 T zu beobachten. In Abb. 4.3(b) ist das SNR entlang einer Linie des Solenoids mit zwei Windungen, gemessen bei 1,5 T mit dem bei 3 T verglichen. Die Bildhomogenitäten sind miteinander vergleichbar. Das SNR ist bei 3 T um einen Faktor 2 höher als bei 1,5 T.

Abbildung 4.4 zeigt *In-vivo*-Bilder einer Maus bei $B_0 = 3\text{ T}$ in den Solenoiden mit zwei Windungen und mit drei Windungen.

4.2. Phased-Array-Spule

Im Folgenden werden die Messungen zur Charakterisierung der 6-Kanal-Phased-Array-Spule und deren Ergebnisse dargestellt.

4.2.1. Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften

Die HF-Charakterisierung der Phased-Array-Spule wurde während der Konstruktion durchgeführt. Sie diente der Optimierung der Spule zu einem Zeitpunkt, als noch keine MR-Experimente mit ihr durchgeführt werden konnten. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen von Spulengüte, Impedanzanpassung und der Streumatrix dargestellt.

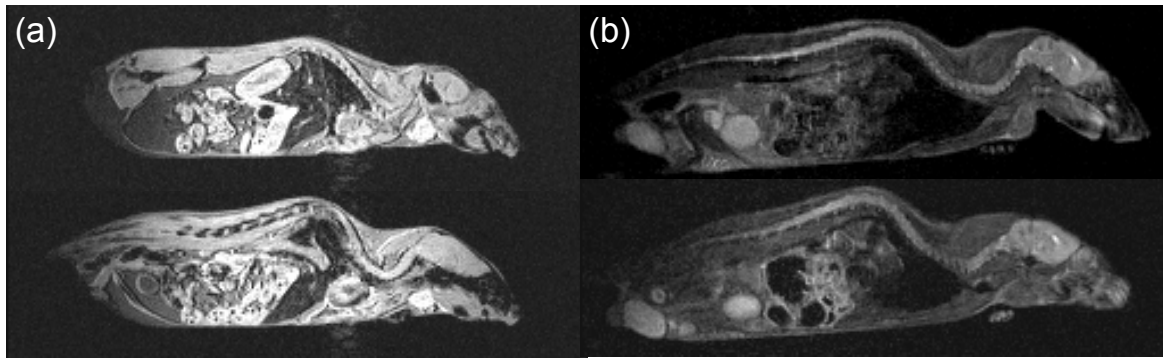


Abbildung 4.4.: Mit der Einkanal-Solenoidspule bei 3 Tesla aufgenommene *In-vivo*-Bilder einer Maus. (a) Solenoid mit 2 Windungen. Zwei Schichten eines 2D-FLASH-Bildes, $\alpha = 15^\circ$, $T_R = 20$ ms, $T_E = 5$ ms, Matrix = 80×256 , Pixel = (0.45×0.45) mm², Schichtdicke = 0.5 mm (b) Solenoid mit 3 Windungen. Zwei Schichten eines T_2 -gewichteten TSE-Bildes, $T_R = 3200$ ms, $T_E = 418$ ms, Echozuglänge = 75, Matrix = 76×256 , Pixel = (0.4×0.4) mm², Schichtdicke = 1 mm, Avg = 2.

Die Messung der beladenen und unbeladenen Güte (Q_L und Q_U) der einzelnen Loop-, Butterfly-, und Saddle-Train-Elemente erfolgte, bevor das Netzwerk zur Impedanzanpassung an die Elemente angeschlossen wurde. Die einzelnen Elemente wurden mithilfe zweier Kondensatoren zu resonanten Schwingkreisen mit Resonanzfrequenz $f_0 = 123,2$ MHz abgestimmt, und die Güten wurden wie in Abs. 3.2.1 beschrieben gemessen. Während die Gütemessung waren die Leiter aller anderen Elemente unterbrochen, um Störungen durch wechselseitige Kopplungen zu unterbinden. Neben der Güte wurde die durch das Einbringen der Last hervorgerufene Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf gemessen. Als Lastphantom wurde eine Spritze (Länge: 65 mm, Innendurchmesser 28,8 mm), gefüllt mit 40 ml physiologischer Kochsalzlösung und 1 Vol.-% Gadoliniumhaltigen Kontrastmittels (Omniscan, Amersham Buchler, Braunschweig, Deutschland), benutzt. Die Ergebnisse der Messung sind in Tab. 4.3 wiedergegeben. Das Verhältnis Q_U/Q_L sowie Δf nahmen mit der Anzahl der Leiterkreuzungen auf dem Element ab. Die Güten sowie die Verschiebung der Resonanzfrequenz wurden mindestens dreimal gemessen, wobei die verwendeten Pick-up-Spulen an unterschiedlichen Stellen relativ zu den Spulenelementen positioniert waren; die in Tab. 4.3 gezeigten Werte sind die Mittelwerte der Messungen. Aus den Streuungen der Messungen wurde der relative Fehler der Gütemessungen zu $\Delta Q/Q = \pm 10\%$ abgeschätzt. Für Δf ist ebenfalls der Mittelwert aus mehreren Messungen angegeben. Hier wurde als Fehler für die Einzelmessung $\pm 0,3\%$ ermittelt, was gemäß den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung einen Fehler von $\pm 0,6\%$ für Δf bedeutet.

Die Spulenelemente wurden zu einem Array zusammengefügt und jedes Element an ein Netzwerk zur Impedanztransformation angeschlossen. Die Impedanzanpassung wurde dabei an der beladenen Spule vorgenommen. Jedes Element wurde einzeln angepasst, während die restlichen fünf Elemente mit der Detuning-Elektronik ausgeschaltet waren. Eine Abstimmung

Elementgeometrie	Q_U	Q_L	Q_U/Q_L	Δf (kHz)
Loop	196 ± 2	120 ± 12	$1,6 \pm 0,3$	200 ± 1
Butterfly	221 ± 22	161 ± 16	$1,4 \pm 0,3$	170 ± 1
Saddle-Train	138 ± 14	128 ± 13	$1,1 \pm 0,2$	50 ± 1

Tabelle 4.3.: Ergebnisse der Messung der Güten Q_U und Q_L und lastinduzierter Frequenzverschiebung Δf der drei Spulengeometrien Loop, Butterfly und Saddle-Train.

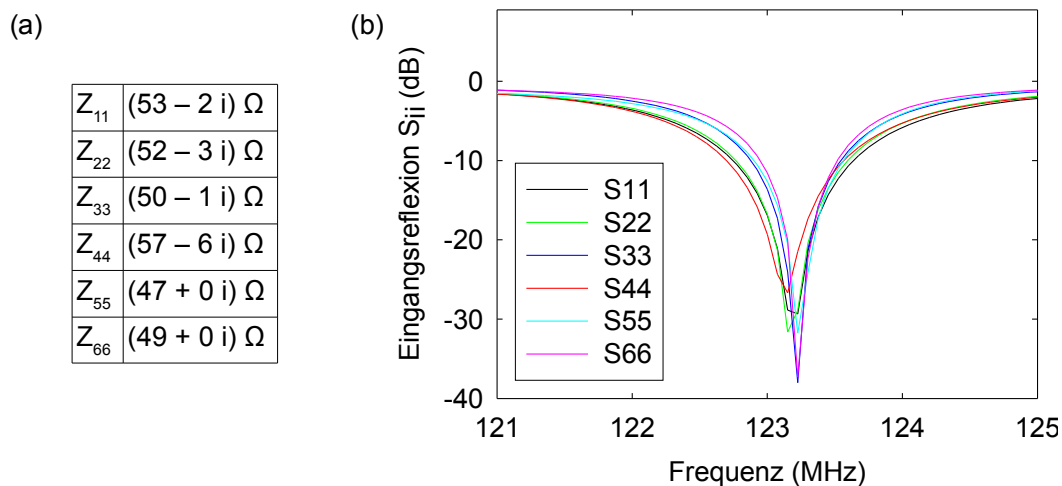


Abbildung 4.5.: (a) Eingangsimpedanzen Z_{ii} der beladenen und impedanzangepassten Spulenelemente bei 123,2 MHz. Während der Messung eines Elementes waren die anderen Elemente ausgeschaltet. (b) Frequenzverlauf der Eingangsreflexionsfaktoren S_{ii} der Spulenelemente.

auf genau $50+0i\Omega$ gestaltete sich schwierig, da Bewegungen des Lastphantoms sowie der Spule sich auf die Eingangsreflexion auswirken. Außerdem erschwerten Kopplungen zu den restlichen Elementen, obwohl diese ausgeschaltet waren, die genaue Impedanzanpassung. Die erreichten Eingangsimpedanzen bei der Frequenz 123,2 MHz sind in Abb. 4.5(a) aufgelistet, und der Frequenzgang der Eingangsreflexion ist in Abb. 4.5(b) dargestellt. Die Eingangsreflexionen der Spulenelemente lagen im Bereich zwischen -22 und -38 dB bei 123,2 MHz.

Die Geometrie der Spulenelemente wurde so gewählt, dass eine Verminderung der wechselseitigen Kopplung erzielt wird. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurde die Streumatrix S_{ij} des beladenen und angepassten Spulenarrays gemessen. Hierzu wurden jeweils zwei der Spulenelemente an die Eingänge des Netzwerkanalysators angeschlossen und die Transmission S_{ij} und Reflexion S_{ii} gemessen, während die restlichen Elemente mit einer Impedanz $Z = 50 \Omega$ abgeschlossen waren. Tabelle 4.4 zeigt die gemessene Streumatrix. Die Diagonalelemente stellen die Eingangsreflexionen der Elemente dar, die Nicht-Diagonalelemente die wechselseitige Kopplung. Besonders starke Kopplung zeigten die beiden sich gegenüberstehenden Loop-Elemente (El. 2 und 5, $S_{52} = -6$ dB) und die beiden Butterfly-Elemente (El. 3 und 6, $S_{63} = -12$ dB). Durch die Kopplungen wurde auch die Eingangsreflexion S_{ii} beeinflusst,

	1	2	3	4	5	6
1	-26	-29	-25	-31	-25	-25
2		-6	-29	-25	-6	-27
3			-19	-28	-25	-12
4				-23	-30	-25
5					-6	-30
6						-20

Tabelle 4.4.: Streumatrix S_{ij} in dB der mit einem Lastphantom beladenen 6-Kanal-Phased-Array-Spule ohne Vorverstärker. Zur Messung wurden jeweils zwei Spulenelemente an die Ports des Netzwerkanalysators angeschlossen. Die anderen Elemente wurden mit $50\ \Omega$ -Widerständen abgeschlossen.

so dass sie von den in Abb. 4.5 genannten Werten abweichen. Dieser Effekt war ebenfalls bei den Elementen 2 und 5 ($S_{22} = -6$ dB, $S_{55} = -6$ dB) besonders ausgeprägt.

Um die Kopplungen weiter zu reduzieren, wurden alle Spulenelemente Vorverstärker-entkoppelt (s. Abs. 3.3.4). Die Kopplung zweier entkoppelter Spulenelemente konnte mithilfe zweier Pick-up-Spulen gemessen werden, die jeweils in die Nähe der Spulenelemente gebracht wurden, um die Transmission S_{21} zwischen den Pick-up-Spulen zu messen. Die Messung wurde bei ein- und (über die Detuning-Elektronik) ausgeschalteten Spulenelementen durchgeführt. Die Differenz der Transmission lieferte die Kopplungsstärke der Spulenelemente. Da diese Messmethode bei Spulen in der Größe der entwickelten Phased-Array-Spule schwierig und fehlerbehaftet ist, wurde die Messung nur für die Elemente 2 und 5 durchgeführt. Hierbei wurde eine Kopplung von $S_{52} = -28$ dB gemessen.

4.2.2. Homogenität

Die Bildhomogenität der Phased-Array-Spule wurde in Simulationen (s. Abs. 3.3.1) errechnet und mit Bildgebungsexperimenten verglichen. Abbildung 4.6 zeigt die errechneten Flächen gleicher Sensitivität eines Loop-Elements (a, b), eines Butterfly-Elements (c, d) und eines Saddle-Train-Elements (e, f). Die Flächen in Abb. 4.6(a, c, e) entsprechen dem Fall, dass die Längsachse der Elemente senkrecht zu B_0 ausgerichtet ist. Abbildung 4.6(b, d, f) zeigt die Flächen gleicher Sensitivität bei Ausrichtung parallel zu B_0 . Da MR-Experimente nur die xy -Komponente des Magnetisierungsvektors detektieren, muss die Sensitivität der Spule in x - und y -Richtung betrachtet werden. Die Überkreuzungen der Leiter im Butterfly- und Saddle-Train-Element führen daher bei Ausrichtung der Elemente parallel zu B_0 zu Signalauslöschungen, während sie bei einer Anordnung senkrecht zu B_0 konstruktiv zum Signal beitragen.

Um die Homogenität der einzelnen Elemente im Bildgebungsexperiment zu überprüfen, wurde die Spule mit dem in Abs. 4.2.1 beschriebenen Phantom beladen und parallel zu B_0 ausgerichtet. Ein dreidimensionaler Bilddatensatz wurde mit einer 3D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern aufgenommen: $\alpha = 25^\circ$, $T_R = 184$ ms, $T_E = 10$ ms, Matrix =

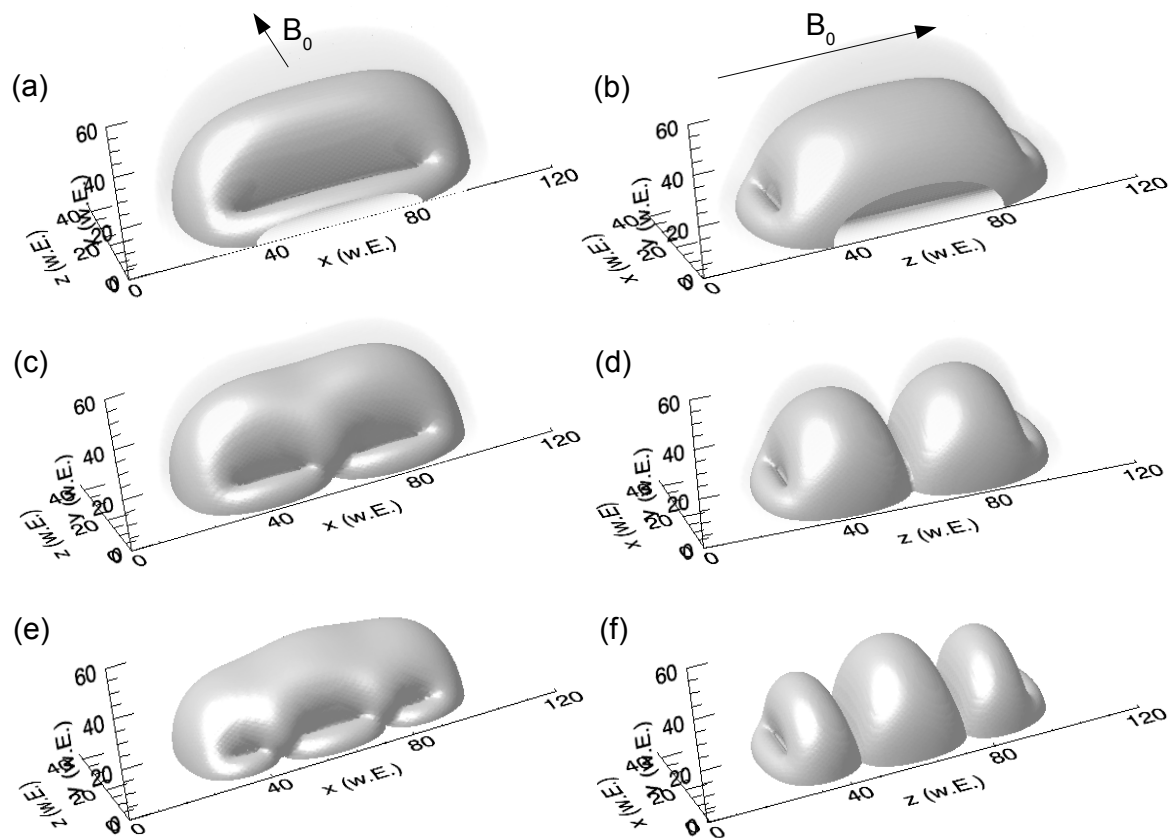


Abbildung 4.6.: Simulation der Flächen gleicher Spulensensitivität für die in Abb. 3.10(a) dargestellten Spulentypen. (a, b) Loop-Spule, (c, d) Butterfly-Spule, (e, f) Saddle-Train-Spule. (a, c, e) Ausrichtung der Längsachse der Spule senkrecht zu B_0 . (b, d, f) Ausrichtung parallel zu B_0 .

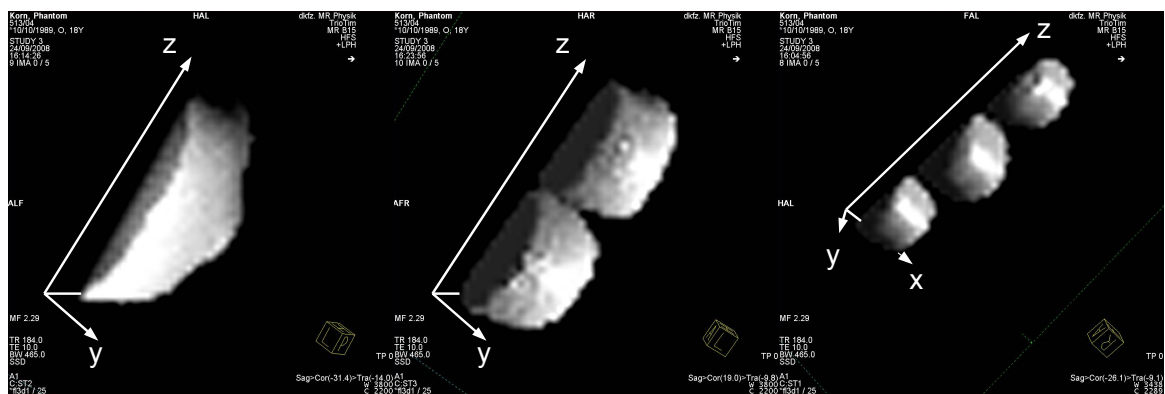


Abbildung 4.7.: Oberflächenrekonstruktion eines dreidimensionalen MR-Bildsatzes. Die Zylinderachse der Phased-Array-Spule war parallel zu B_0 ausgerichtet. Es war jeweils nur ein Spulenelement eingeschaltet. Links: Loop (Element 2), Mitte: Butterfly (Element 3), Rechts: Saddle-Train (Element 1);

$128 \times 128 \times 48$, Voxel = $(0.7 \times 0.7 \times 0.7)$ mm³, BW = 465 Hz/Pixel, Avg = 1. Um die Bildhomogenität der einzelnen Elemente zu erfassen, wurde die Messung dreimal durchgeführt, wobei jeweils nur ein Element eingeschaltet war. Die übrigen Elemente wurden durch die Detuning-Elektronik deaktiviert. Eine Oberflächenrekonstruktion der Flächen gleicher Bildintensität zeigt Abb. 4.7. Auch hier sind die Signalauslöschungen an den Leiterbahnkreuzungen klar zu erkennen.

Als nächstes wurde die Bildhomogenität der gesamten Phased-Array-Spule betrachtet. Diese wurde für eine coronare Ebene im Zentrum der Spule simuliert. Hierzu wurde die Fläche durch ein Gitter mit 256×256 Stützstellen mit den Koordinaten (x, y) parametrisiert. Dann wurden die Sensitivitäten $s_1(x, y), s_2(x, y), \dots, s_6(x, y)$ der sechs Elemente an den Stützstellen berechnet. Position und Inklination des jeweiligen Elements wurden berücksichtigt. Die Sensitivitäten der Elemente wurden gemäß der Gleichung

$$s_{ges}(x, y) = \sqrt{\sum_{k=1}^6 s_k^2(x, y)} \quad (4.1)$$

zu einer Gesamtsensitivität kombiniert (*Sum-of-Squares-Kombination* [REH⁺90]). Abbildung 4.8(a) zeigt die berechnete Bildhomogenität bei Ausrichtung der Spule senkrecht zu B_0 . Abbildung 4.8(b) zeigt die Homogenität bei Ausrichtung parallel zu B_0 . Bei Ausrichtung parallel zu B_0 führte die Kombination der sechs Elemente zu einer Glättung des Sensitivitätsprofils: Im Gegensatz zu Abb. 4.6 und Abb. 4.7 sind keine Signalauslöschungen mehr zu sehen, die sich durch das gesamte Bild ziehen. Nur nahe der Spulenleiter sind auf jeder Seite drei Signalminima sichtbar.

Die Homogenität wurde in einem Bildgebungsexperiment gemessen. Hierzu wurde eine 3D-FLASH-Sequenz mit den oben genannten Parametern verwendet. Während der Bildaufnahme waren alle sechs Elemente der Spule eingeschaltet und die Daten wurden mit dem Sum-of-Squares-Algorithmus kombiniert. Die Bildintensität einer coronaren Schicht im Spulenzentrum ist in Abb. 4.8(c) gezeigt. Auch hier war die Spule parallel zu B_0 ausgerichtet. In Abb. 4.8(c) ist das Empfangsprofil gezeigt. Im Gegensatz zur Simulation ist im gemessenen Bild nur jeweils ein Signalminimum auf beiden Seiten nahe des Spulenleiters sichtbar.

4.2.3. Vergleich mit Einkanal-Solenoidspule

Das SNR der Phased-Array-Spule wurde mit dem der Solenoidspule mit drei Windungen (Abs. 3.2) verglichen. Es wurden Serien von 128 2D-FLASH-Bildern mit folgenden Parametern aufgenommen: $\alpha = 40^\circ$, TR = 40 ms, TE = 5 ms, Matrix = 256×256 , Pixel = (0.3×0.3) mm², Schichtdicke = 1,5 mm, BW = 300 Hz/Pixel. Hierbei wurden die ersten acht Bilder verworfen, um sicherzustellen, dass sich die Magnetisierung bei der Bildaufnahme im Gleichgewicht befand. Aus den restlichen 120 Bildern wurde das SNR pixelweise, mit der in Abs. 3.1.4 beschriebenen Mittelungsmethode, bestimmt. Als Phantom wurde o.g. Spritze

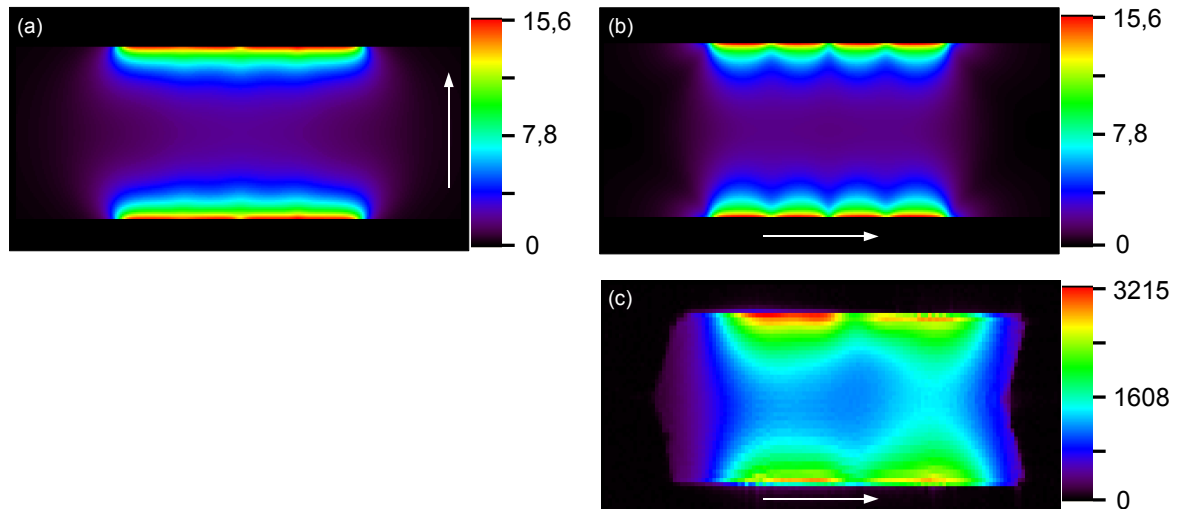


Abbildung 4.8.: Simulierte und gemessene Bildhomogenität der Phased-Array-Spule im Spulenzentrum. Die Pfeile zeigen in Richtung des B_0 -Feldes. (a) Simulation der Spulensensitivität bei Ausrichtung der Spule senkrecht zu B_0 . (b) Simulation der Spulensensitivität bei Ausrichtung der Spule parallel zu B_0 . (c) Gemessene Bildintensität in einem homogenen Phantom bei Ausrichtung der Spule parallel zu B_0 .

benutzt. Die daraus errechneten SNR-Karten zeigt Abb. 4.9. Die Karten sind über einen Schwellenwertfilter gefiltert: Nur Signalwerte >200 werden gezeigt. Die SNR-Karte des Solenoids weist eine deutlich homogenere SNR-Verteilung auf. Das mit der Phased-Array-Spule erreichbare SNR ist nahe der Spulenelemente mehr als dreimal so groß wie im Spulenzentrum.

Tabelle 4.5 zeigt Mittelwert $\langle \text{SNR} \rangle$, Standardabweichung $\sigma(\text{SNR})$ und den Maximalwert des SNR in einer $15,9 \text{ cm}^2$ großen ROI im Spulenzentrum. Außerdem ist in Tabelle 4.5 die Fläche angegeben, an der die Spule ein Signal über dem Schwellwert lieferte. Diese ist in einer coronaren Schicht des Solenoids um 12% größer als in der Phased-Array-Spule.

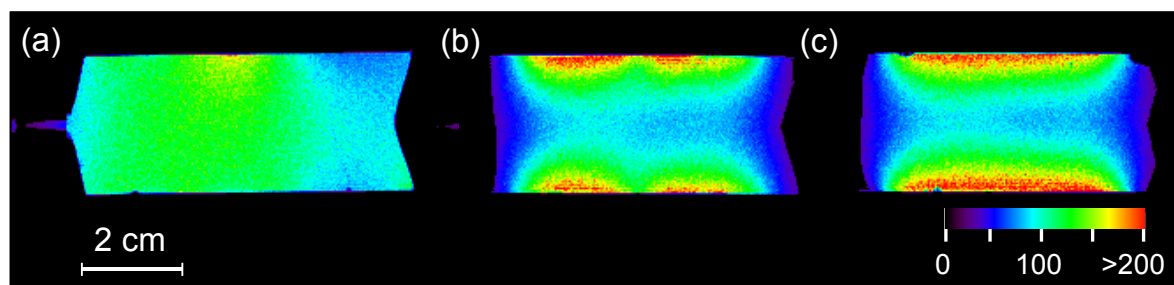


Abbildung 4.9.: SNR in einem homogenen Phantom. (a) Coronare Schicht im Zentrum der Solenoidspule mit drei Windungen. (b) Coronare Schicht im Zentrum der Phased-Array-Spule (c) Sagittale Schicht im Zentrum der Phased-Array-Spule.

	$\langle \text{SNR} \rangle$	$\sigma(\text{SNR})$	SNR_{max}	Fläche (cm ²)
Solenoid (Cor)	109	19	197	18,3
Phased-Array (Cor)	96	38	270	16,3
Phased-Array (Sag)	101	43	237	15,9

Tabelle 4.5.: Vergleich des SNR der Solenoidspule mit drei Windungen mit dem der Phased-Array-Spule.

4.2.4. Parallele Bildgebung

Die Eigenschaften der Spule bei Einsatz der parallelen Bildgebung wurde in Phantommessungen überprüft. Hierzu wurden g-Faktoren orts aufgelöst gemessen und g-Faktorkarten erstellt. Der Faktor g ist ein Maß für die weitere Reduktion des SNR durch die Spulengeometrie und unvollständige Entkopplung der Elemente. Im Idealfall ist $g = 1$, für reale Spulen gilt stets $g \geq 1$ [PWSB99]. Aus Gl. 2.99 können die g-Faktoren aus dem SNR gemäß

$$g = \frac{\text{SNR}_0}{\text{SNR}_B \cdot \sqrt{R}} \quad (4.2)$$

berechnet werden. Hierbei sind SNR_0 und SNR_B das SNR mit und ohne parallele Bildgebung, und R ist der Beschleunigungsfaktor. Zur orts aufgelösten Bestimmung von SNR_0 wurde eine Serie von 128 Bildern unter Verwendung einer 2D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern aufgenommen: $\alpha = 40^\circ$, TR = 40 ms, TE = 5 ms, Pixel = (0.3 × 0.3) mm², Schichtdicke = 1,5 mm, BW = 300 Hz/Pixel. Die ersten vier Bilder der Serie wurden verworfen, um sicherzustellen, dass sich der Magnetisierungsvektor im FLASH-Gleichgewicht befindet. Aus den restlichen 124 Bildern wurde SNR_0 mit der in Abs. 3.1.4 beschriebenen Mittelungsmethode pixelweise bestimmt. Zur Bestimmung von SNR_B wurde die Messung wiederholt, wobei die Bildgebung durch den Einsatz der am MR-Tomographen implementierten Variante des SENSE-Algorithmus (*modifiedSENSE*, *mSENSE*) beschleunigt wurde. Die Messung wurde für die Beschleunigungsfaktoren $R = 2, 3$ und 4 durchgeführt und SNR_B pixelweise bestimmt. Für jeden der Beschleunigungsfaktoren wurden aus den SNR-Karten gemäß Gl. 4.2 die g-Faktoren pixelweise errechnet.

Um die Eignung der Phased-Array-Spule für die parallele Bildgebung in beliebige Richtungen zu prüfen, wurden Messungen für die drei Phasenkodierrichtungen Kopf-Fuß (KF), Rechts-Links (RL) und Anterior-Posterior (AP) durchgeführt. Die Abbildungen 4.10(a), 4.11(a) und 4.12(a) zeigen die daraus gewonnenen g-Faktor-Karten. Bei Beschleunigung in RL und AP-Richtung war ein deutlich erhöhtes g im Zentrum des Bildes zu erkennen, während die g-Faktoren bei Beschleunigung in HF-Richtung vermehrt an den Bildrändern größer als im Bildzentrum waren.

Die Mittelwerte von g in Abhängigkeit vom Beschleunigungsfaktor R sind in Abb. 4.10(c), 4.11(c) und 4.12(c) in rot eingezeichnet. Als Fehlerbalken wurden die einfachen Standardabweichungen aufgetragen. Da die räumliche Verteilung von g sehr inhomogen und nicht

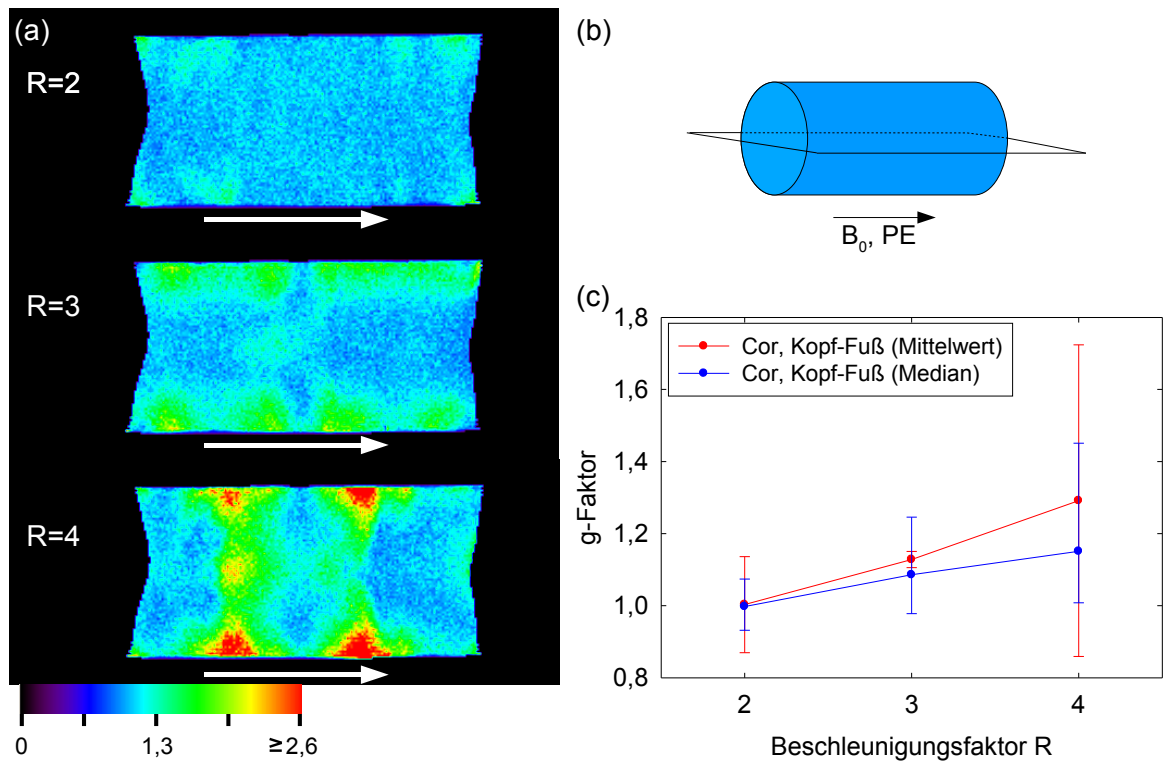


Abbildung 4.10.: (a) Karte der g-Faktoren, gemessen mit den Beschleunigungsfaktoren $R = 2$, 3 und 4 in einer coronaren Schicht zentral im Phantom. Die Phasenkodierung und damit die beschleunigte Bildaufnahme wurde in Kopf-Fuß-Richtung durchgeführt (Pfeil). (b) Skizze der Position der Bildgebungsschicht und der Phasenkodierrichtung (PE) relativ zum Phantom und zur Richtung des B_0 -Feldes. (c) Mittelwert und Median der g-Faktoren in Abhängigkeit von den Beschleunigungsfaktoren.

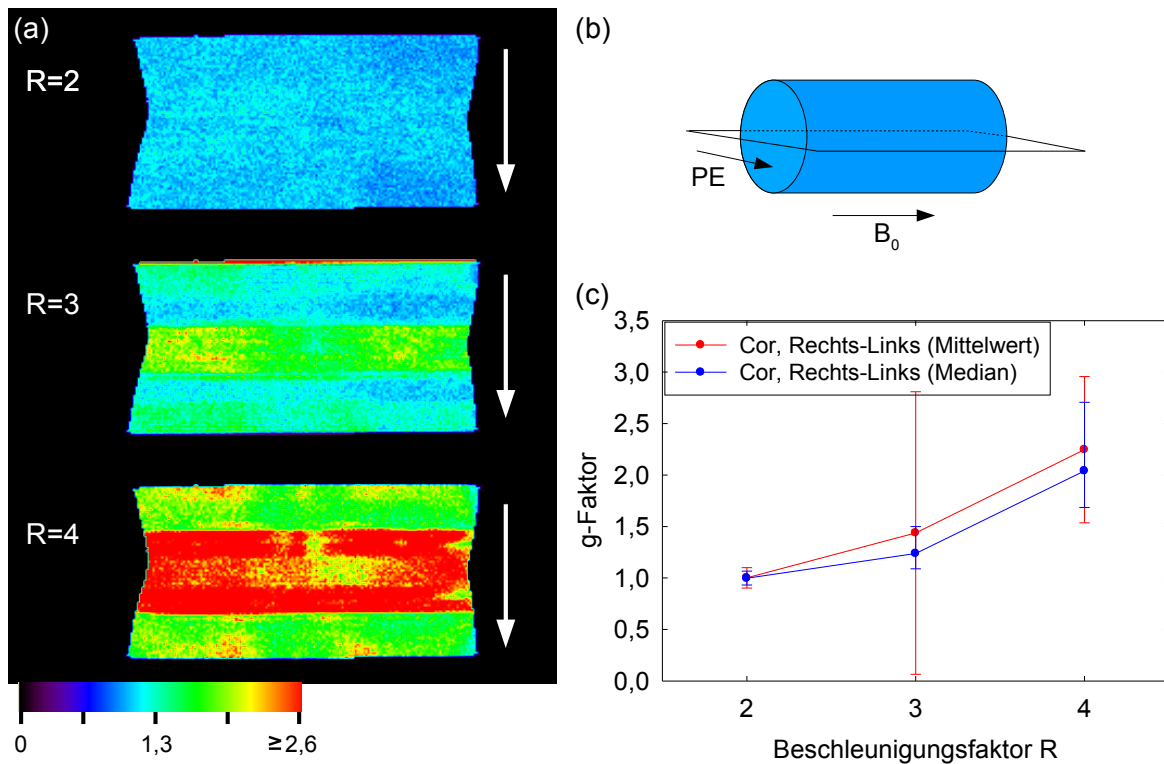


Abbildung 4.11.: (a) Karte der g-Faktoren, gemessen mit den Beschleunigungsfaktoren $R = 2$, 3 und 4 in einer coronaren Schicht zentral im Phantom. Die Phasenkodierung und damit die beschleunigte Bildaufnahme wurde in Rechts-Links-Richtung durchgeführt (Pfeil). (b) Skizze der Position der Bildgebungsschicht und der Phasenkodierrichtung (PE) relativ zum Phantom und zur Richtung des B_0 -Feldes. (c) Mittelwert und Median der g-Faktoren in Abhängigkeit von den Beschleunigungsfaktoren.

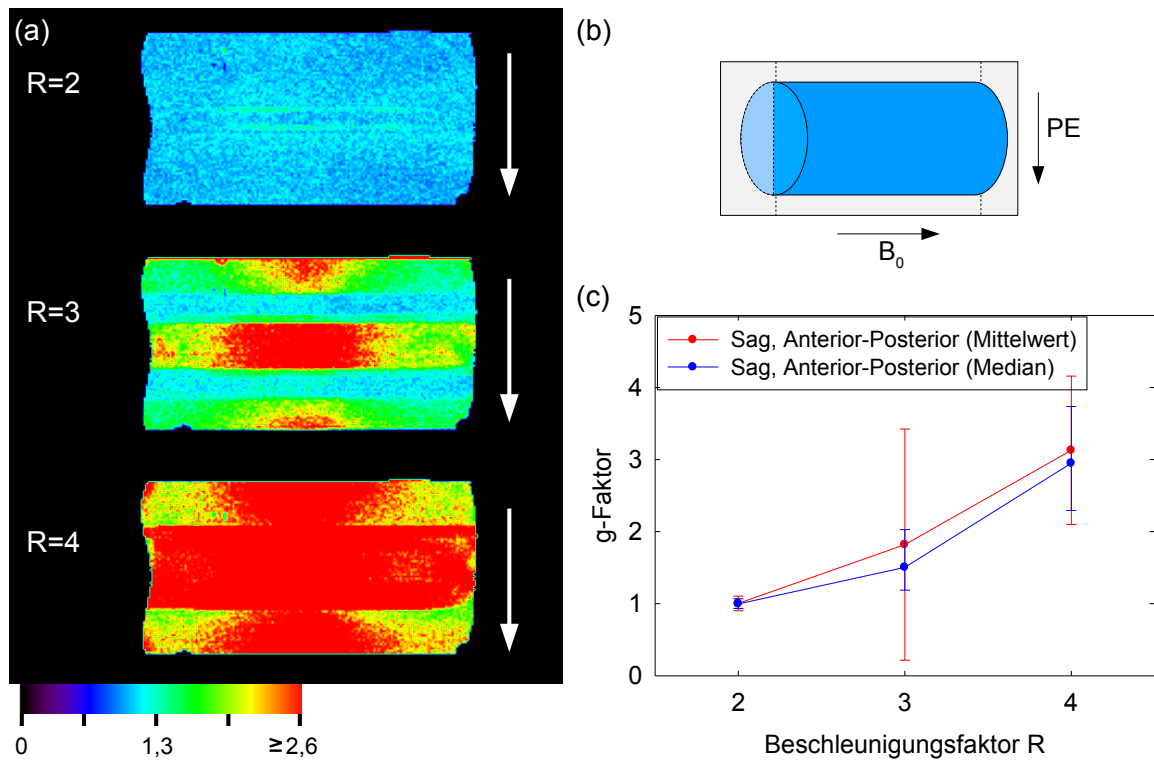


Abbildung 4.12.: (a) Karte der g-Faktoren, gemessen mit den Beschleunigungsfaktoren $R = 2$, 3 und 4 in einer sagittalen Schicht zentral im Phantom. Die Phasenkodierung und damit die beschleunigte Bildaufnahme wurde in Anterior-Posterior-Richtung durchgeführt (Pfeil). (b) Skizze der Position der Bildgebungsschicht und der Phasenkodierrichtung (PE) relativ zum Phantom und zur Richtung des B_0 -Feldes. (c) Mittelwert und Median der g-Faktoren in Abhängigkeit von den Beschleunigungsfaktoren.

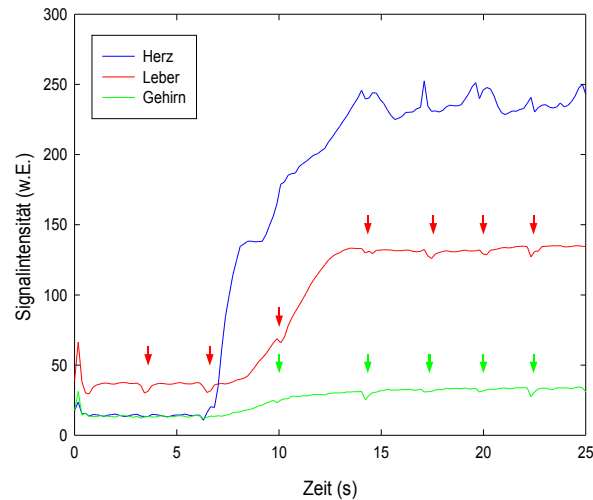


Abbildung 4.13.: Signalanstieg in Herz (blau), Leber (rot) und Gehirn (grün) der Maus nach Kontrastmittelgabe. Die durch die Pfeile markierten Signalvariationen stammen von der Atembewegung (Schnappatmung).

Gaußverteilt ist, sind die Fehlerbalken eher als Maß der Streuung der g -Faktoren denn als Messfehler zu betrachten. Aufgrund dieser inhomogenen Verteilung ist in den Abbildungen ebenfalls der Median der g -Faktoren aufgetragen. Dieser war in allen Fällen kleiner als der Mittelwert. Als obere bzw. untere Grenze der asymmetrischen Fehlerbalken sind die Quantile Q_{25} und Q_{75} dargestellt.

Bei einer Beschleunigung von $R = 2$ konnte nur eine geringe Abweichung zwischen SNR_B und $\text{SNR}_0/\sqrt{2}$ beobachtet werden. Für die Beschleunigungsrichtungen KF/RL/AP betrug der gemittelte g -Faktor 1,003/1,002/1,004 und der Median 0,998/0,997/0,997. Mit wachsendem R wuchsen auch die g -Faktoren. Bei einer Beschleunigung von $R = 3$ betrug die Mittelwerte 1,128/1,438/1,820 und die Mediane 1,086/1,238/1,504. Der stärkste Anstieg war somit in AP-Richtung zu beobachten. Bei $R = 4$ waren nur noch in KF-Richtung Mittelwert und Median von g kleiner als 2.

4.2.5. Tierexperiment

Die Eignung des Solenoids für die schnelle Bildgebung wurde im Tierexperiment evaluiert. Hierzu wurde eine kontrastmittelverstärkte First-Pass-Angiographie an einer Maus durchgeführt. Die Maus wurde dazu mit dem Inhalationsanaesthetikum Isofluran (Baxter Deutschland GmbH, Unterschleißheim, Deutschland) anaesthetisiert. Zur Kontrastmittelgabe wurde eine Schwanzvene punktiert. Während eine Serie von 300 Bildern mit einer Zeitauflösung von 180 ms aufgenommen wurde, wurde ein 20 μl -Bolus des Kontrastmittels Gadomer $\text{\textcircled{R}}$ (Bayer Schering Pharma, Berlin, Deutschland) injiziert. Die Bildgebung geschah mit einer 2D-TurboFLASH-Sequenz mit den folgenden Parametern: $\alpha = 8^\circ$, $\text{TI} = 73 \text{ ms}$, $\text{TR} = 180 \text{ ms}$, $\text{TE} = 1,69 \text{ ms}$, $\text{Pixel} = (0,6 \times 0,6) \text{ mm}^2$, Schichtdicke = 8 mm. 18 der 300 Bilder sind in Abb. 4.14

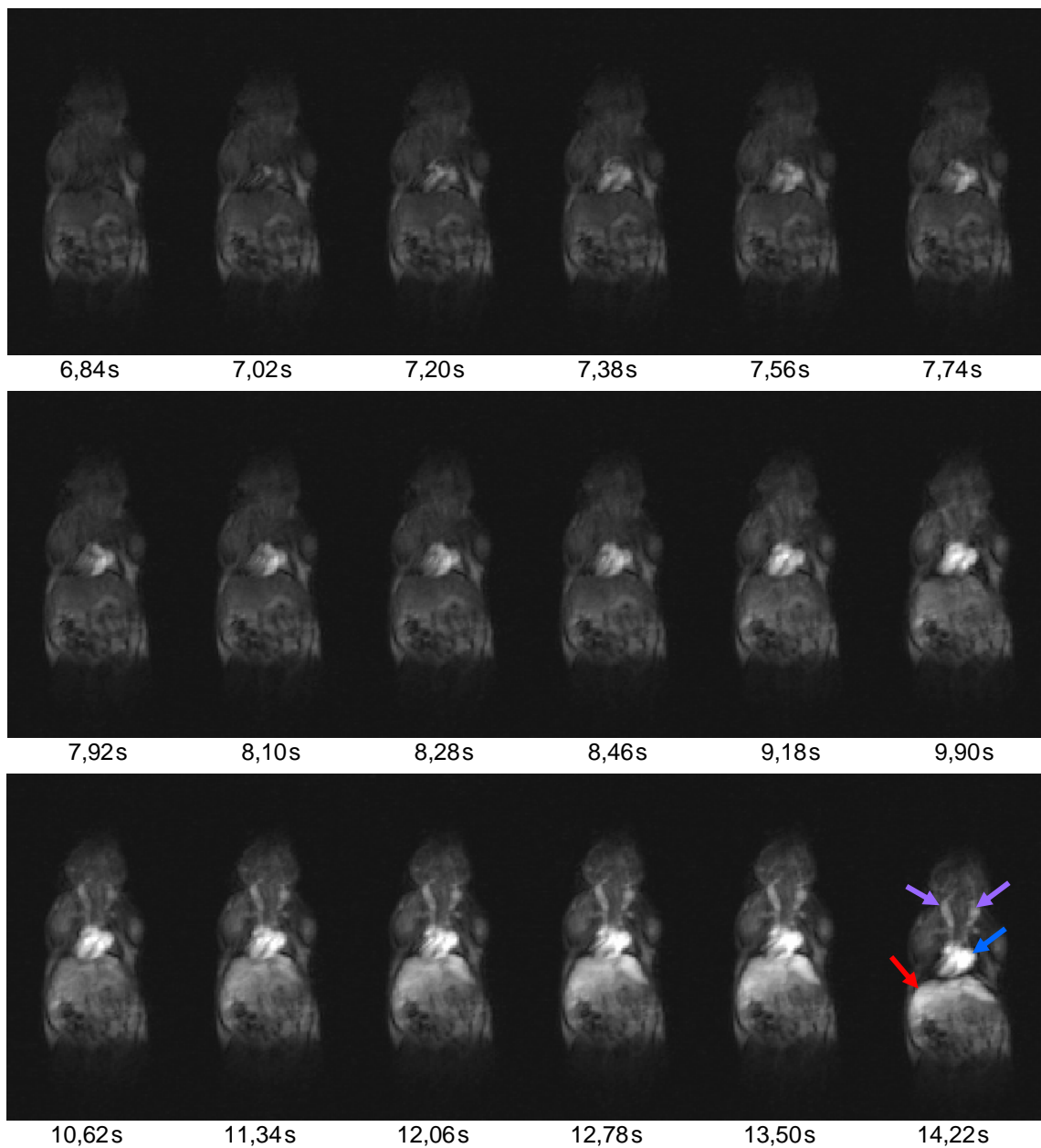


Abbildung 4.14.: Bilder aus der Zeitserie einer First-Pass-Angiographie an einer Maus mit einer Zeitauflösung von 180 ms. Die ersten zehn Bilder sind aufeinander folgende Aufnahmen, danach ist jedes vierte Bild (Abstand 720 ms) gezeigt. Zunächst ist ein Signalanstieg in den Herzkammern (blauer Pfeil) zu sehen, später nimmt das Signal in den Karotiden (violette Pfeile) und den Lebergefäßen (roter Pfeil) zu.

dargestellt. Zunächst war ein Signalanstieg im Herzen zu sehen, daraufhin erhöhte sich das Signal in den Karotiden und den Lebergefäßen. Den zeitlichen Verlauf des Signalanstiegs in Herz, Leber und Gehirn zeigt Abb. 4.13. Außerdem sind in Abb. 4.13 Signalvariationen infolge der Atembewegung der Maus zu erkennen (durch Pfeile markiert).

4.3. Selfgating-Spule

In diesem Abschnitt werden die Messungen zur Charakterisierung der SG-Spule und deren Ergebnisse beschrieben. Die Spulengüte sowie die Effektivität und Schaltzeit des optischen Detunings wurden quantifiziert. In MR-Experimenten wurde der Einfluss der Spule auf SNR, B_1 -Feld- und Bildhomogenität untersucht. Im Tierexperiment wurde die durch die Spule erzielte Verstärkung des SG-Signals evaluiert.

4.3.1. Elektrische Charakterisierung

Die Spulengüte wurde mit der in Abs. 3.1.3 beschriebenen Anordnung gemessen. Die Güte der unbeladenen Spule war $Q_U = 75 \pm 7,5$; ein Unterschied zwischen Q_L und Q_U konnte in den Grenzen der Messgenauigkeit nicht detektiert werden. Dies kann auf die geringe Größe der Spule zurückgeführt werden; der Anteil des Probenwiderstandes am effektiven Rauschwiderstand einer Spule-Messobjekt-Kombination nimmt mit der Größe der Spule zu.

Die Effektivität der optischen Detuning-Schaltung wurde am Netzwerkanalysator gemessen. Hierzu wurde die Messanordnung aus Abb. 3.3 verwendet und die Transmission S_{21} durch die entkoppelten Spulen gemessen. Den Frequenzgang von S_{21} bei ein- (rot) und optisch ausgeschalteter (blau) SG-Spule zeigt Abb. 4.15(a). Bei eingeschalteter Spule war ein Transmissionsmaximum bei 63,7 MHz zu beobachten. Bei ausgeschalteter Spule war das Maximum deutlich weniger ausgeprägt. Bei 63,7 MHz betrug der Unterschied zwischen ein- und ausgeschalteter Spule 19 dB. Dies bedeutet, dass bei ausgeschalteter Spule der induzierte Strom um einen Faktor 9 verringert war.

Als Anstiegs- und Abfallzeit des Photostroms der Photodiode (SFH203P) wurde vom Hersteller 5 ns angegeben. Dies bezog sich auf den Sperrbetrieb mit einer Sperrspannung von 20 V. Da die Photodiode in der SG-Spule als Photoelement betrieben wurde, war mit deutlich davon abweichenden Schaltzeiten zu rechnen. Um diese zu messen, wurde mit einem Oszilloskop die über der PIN-Diode D_3 (Abb. 3.16) abfallende Spannung dargestellt. Um die gleichen Bedingungen wie bei den SG-Experimenten herzustellen, wurde die SG-Spule über eine Verstärkerschaltung an den optischen Ausgang des MR-Tomographen angeschlossen (s. Abs. 3.4.3) und die SG-Sequenz gestartet. Der zeitliche Verlauf der mit dem Oszilloskop gemessenen Spannung ist in Abb. 4.15(b) rot dargestellt. Als Referenz ist die Spannung an den Anschlüssen der Photodiode im optischen Verstärker gezeigt (blau). Die Spannungskurven zeigen zwei rechteckige Anstiege. Der erste 1 ms lange Puls entspricht dem Detuning während des Sendepulses; der zweite, 5 ms lange Puls ist das Detuning während des Empfangs des

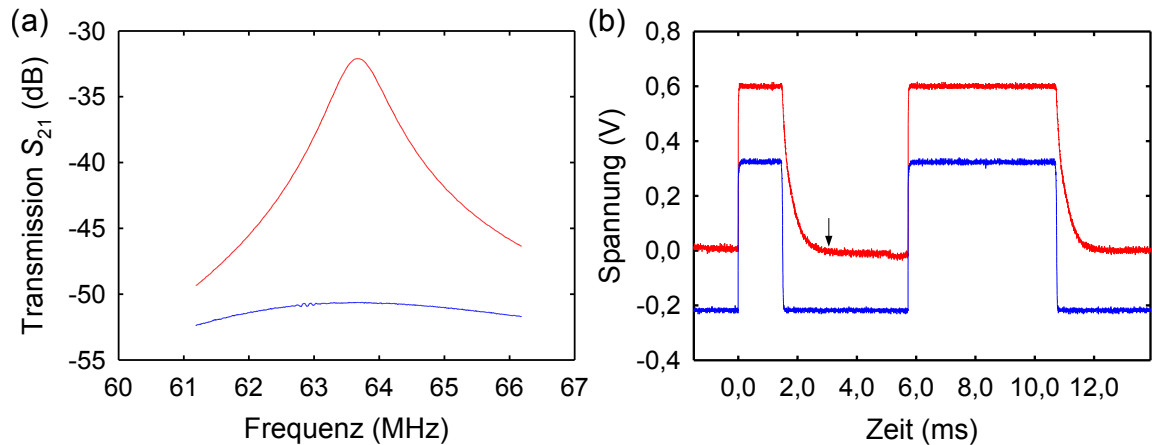


Abbildung 4.15.: (a) Transmission zweier entkoppelter Pick-up-Spulen in der Nähe der eingeschalteten (rot) und optisch ausgeschalteten (blau) SG-Spule. (b) Zeitlicher Verlauf der Spannung über die PIN-Diode D_3 (Abb. 3.16) bei laufender SG-Sequenz (rot). Diese ist eine Funktion des von der Photodiode erzeugten Photostromes. Der Pfeil zeigt den Zeitpunkt an dem die Auslese der SG-Daten startete. Als Referenz ist die Spannung an der Photodiode im optischen Verstärker gezeigt (blau).

MR-Bildes. Bei Eintreffen eines Lichtsignals stieg die an der SG-Spule gemessene Spannung innerhalb von $30 \mu\text{s}$ auf einen Maximalwert von $0,6 \text{ V}$ an. Dies entsprach der Durchbruchspannung von D_3 . Die Abfallzeit nach Ausschalten des Lichtsignals war deutlich länger. Es war ein exponentielles abklingen mit einer Zeitkonstanten $\tau = 0,30 \pm 0,05 \text{ ms}$ zu beobachten. Nach $1,4 \text{ ms}$ war die Spannung auf das Grundrauschen gesunken. Die Auslese des SG-Signals wurde $1,6 \text{ ms}$ nach dem Ende des HF-Pulses durchgeführt (Pfeil in Abb. 4.15(b)), so dass die SG-Spule folglich wieder maximal resonant war.

4.3.2. Signalverstärkung

Wie in Abs. 3.4.1 beschrieben, wirkt sich die SG-Spule sowohl auf das von der Empfangsspule gemessene Signal als auch auf das Rauschen aus. Im Folgenden werden die Messungen, die unternommen wurden, um die von der SG-Spule verursachten Veränderungen von Signal und Rauschen zu charakterisieren, und deren Ergebnisse beschrieben.

Zur Quantifizierung der Auswirkungen der SG-Spule auf die Eingangsimpedanz Z_S der Empfangsspule wurde Z_S mithilfe eines Netzwerkanalysators bei beladener Spule L_S gemessen. Als Lastphantom diente ein mit physiologischer Kochsalzlösung und Kontrastmittel befüllter Latexhandschuh. Die Empfangsspule war beladen auf $Z_S = 50 \Omega$ abgestimmt. Durch Einbringen der SG-Spule nahm die Eingangsimpedanz, abhängig von der Position der SG-Spule, Werte zwischen $Z_S = 43 + 2i \Omega$ (schwache Kopplung) und $16 - 23i \Omega$ (starke Kopplung) an. Dies entspricht Eingangsreflexionen S_{11} von -22 (schwache Kopplung) bzw. -5 dB (starke Kopplung).

Pos.	S_{11} (dB)	$Z(\Omega)$	SNR_K	S_H/S_K
Ohne SG	≤ -30	$50 \pm 0 i$	$58 \pm 5,8$	
1	-19	$41 - 3 i$	58 ± 6	$1,7 \pm 0,4$
2	-14	$34 - 4 i$	53 ± 6	$4,0 \pm 0,8$
3	-9	$26 - 13 i$	44 ± 5	6 ± 2
4	-5	$16 - 23 i$	32 ± 4	11 ± 3

Tabelle 4.6.: Mittleres SNR in einer ROI fern der SG-Spule (SNR_K) und Verhältnis der Signale nah und fern der SG-Spule (S_H/S_K) bei verschiedenen Eingangsimpedanzen der Solenoid-Empfangsspule. Zum Vergleich ist eine Messung ohne SG-Spule gezeigt.

Um den Einfluss der beiden konkurrierenden Effekte - Erhöhung von I_{PH}/I_{PK} und Erniedrigung des SNR (s. Abs. 3.4.1) - gegeneinander abwägen zu können, wurden bei vier verschiedenen Eingangsimpedanzen MR-Bilder aufgenommen. Dazu wurde eine 2D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern benutzt: $\alpha = 10^\circ$, $T_R = 40$ ms, $T_E = 5,2$ ms, $\text{BW} = 300$ Hz/Pixel, Schichtdicke = 2 mm, Matrix = 128×64 , Pixel = $0,94 \times 0,94$ mm², Avg = 1. Die SG-Spule wurde während der HF-Anregung über ein Lichtsignal ausgeschaltet, während sie bei der Bildaufnahme eingeschaltet war. Dies resultierte in Bildern, die in der Nähe der SG-Spule eine deutlich erhöhte Signalintensität S aufwiesen (Abb. 4.16(c)). Die mittlere Signalintensität einer ROI nahe der SG-Spule ($S_H \propto I_{PH}$) wurde mit der mittleren Signalintensität einer spulernen ROI ($S_K \propto I_{PK}$) verglichen. Der Einfluss der SG-Spule auf das SNR wurde ermittelt, indem das SNR in einer Region fern der SG-Spule (SNR_K) mit der in Abs. 3.1.4 beschriebenen ROI-Methode bestimmt wurde. Der Messfehler der SNR-Messungen wurde (wie in Abs. 4.1.2) zu $\Delta\text{SNR}/\text{SNR} = \pm 10\%$ abgeschätzt.

Die Ergebnisse der Messungen zeigt Tab. 4.6. SNR_K verringerte sich mit zunehmender Kopplung bis auf 55% des ursprünglichen Wertes. S_H hingegen stieg an, so dass es bei maximaler Kopplung das 11-Fache von S_K hatte.

4.3.3. Bildhomogenität

Zur Charakterisierung des Einflusses der SG-Spule auf die Bildhomogenität wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Dabei wurden die vier folgenden Situationen untersucht:

1. Die Messung wurde ohne die SG-Spule durchgeführt. Dies diente als Referenz für alle Veränderungen durch die SG-Spule.
2. Die Spule war während HF-Anregung und Bildauslese optisch ausgeschaltet. Dies entsprach der Situation wie sie während SG-Experimenten herrschen sollte, in denen die Spule nur das SG-Signal verstärken sollte. Das B_1 -Feld und die Bildhomogenität sollten durch die SG-Spule nicht beeinträchtigt werden.
3. Die Spule war während der HF-Anregung ausgeschaltet, aber während der Bildauslese

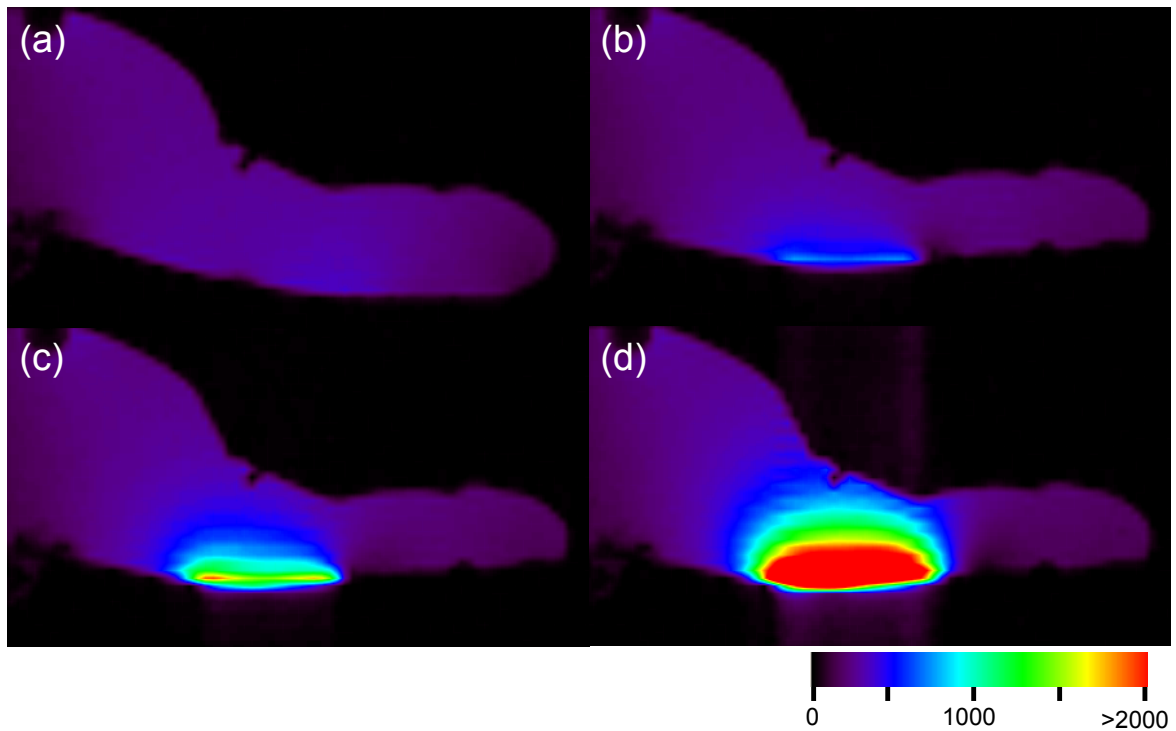


Abbildung 4.16.: Bildhomogenität einer transversalen Schicht durch ein mit Kochsalzlösung und Kontrastmittel gefülltes Phantom in der Solenoidspule mit drei Windungen (a) ohne SG-Spule (Situation 1), (b) mit permanent ausgeschalteter SG-Spule (Situation 2), (c) SG-Spule bei HF-Anregung detuned (Situation 3), (d) SG-Spule während der gesamten Messung resonant (Situation 4).

resonant. Dies ermöglichte die Signalverstärkung der SG-Spule orts aufgelöst zu bestimmen.

4. Die Spule war während der gesamten Messung resonant. So konnte zusätzlich der Einfluss der B_1 -Verzerrung, bei nicht ausgeschalteter Spule, auf das Bild untersucht werden.

Abbildung 4.16(a-d) zeigt MR-Bilder der vier oben genannten Situationen. Die Bilder wurden mit der 2D-FLASH-Sequenz mit o.g. Parametern und dem beschriebenen Phantom aufgenommen. Die Kopplung zwischen SG-Spule und Empfangsspule entsprach der bei Pos. 3 in Tab. 4.6. Das Verhältnis SNR_K und das Verhältnis S_H/S_K für die vier o.g. Situationen zeigt Tab. 4.7.

Ohne SG-Spule (Sit. 1) war das Signal der Zielregion gegenüber den Gebieten fern der SG-Spule um 20% erhöht. Dies ist auf Inhomogenitäten der Empfangsspule zurückzuführen; Empfangsspulen sind im Allgemeinen in Leiternähe empfindlicher als in ihrem Zentrum. Durch das Einbringen der ausgeschalteten SG-Spule (Sit. 2) wurde SNR_K um 12% vermindert und S_H/S_K auf 2,1 angehoben. War die Spule auch bei der Bildauslese resonant (Sit. 3), so verringerte sich SNR_K um 17% gegenüber dem Wert ohne SG-Spule. Das Signal der Zielregion betrug dann das Fünffache vom Wert im restlichen Körper.

Sit.	SNR _K	S _H /S _K
1	59±6	1,2±0,3
2	52±6	2,1±0,5
3	49±5	5±1
4	50±5	9±2

Tabelle 4.7.: Mittleres SNR in einer ROI fern der SG-Spule (SNR_K) und Verhältnis des Signale nah und fern der SG-Spule (S_H/S_K) bei verschiedenen Schaltungen des Detunings.

4.3.4. B₁-Verzerrung

Zusätzlich zum Einfluss auf die Bildhomogenität wurde der Einfluss der SG-Spule auf die Homogenität des B₁-Feldes gemessen. Dazu wurde die SG-Spule in der Solenoid-Empfangsspule positioniert und o.g. Phantom benutzt. Zur Messung wurden beide in Abs. 3.1.5 beschriebenen Methoden verwendet.

Zur Charakterisierung der B₁-Homogenität mittels der FLASH-Methode wurde eine 2D-FLASH-Sequenz mit folgenden Parametern verwendet: T_R = 10 ms, T_E = 5,2 ms, BW = 300 Hz/Pixel, Schichtdicke = 2 mm, Matrix = 128 × 64, Pixel = 0,94 × 0,94 mm², Avg = 1. In 5-Grad-Schritten wurden Bilder mit Anregungswinkeln zwischen α = 5° und 50° aufgenommen. Die daraus (wie in Abs. 3.1.5 beschrieben) errechneten Karten der B₁-Verstärkung zeigt Abb. 4.17. Die Messung wurde zweimal durchgeführt. Im ersten Fall war die Spule während der gesamten Messung eingeschaltet (Sit. 4, Abb. 4.17(a)), im zweiten Fall war sie während des Sendens ausgeschaltet (Sit. 3, Abb. 4.17(b)). Die B₁-Karten sind so skaliert, dass im Bereich fern von der SG-Spule die B₁-Verstärkung B_{1amp} = B_{1, gemessen}/B_{1, erwartet} = 1 war. Im Falle der permanent eingeschalteten SG-Spule (Abb. 4.17(a)) betrug die durchschnittliche B₁-Verstärkung in der Umgebung der SG-Spule B_{1amp} = 5. Nahe dem Spulenleiter wurde ein Maximalwert von B_{1amp} = 10,7 gemessen. Bei im Sendefall ausgeschalteter SG-Spule betrug die durchschnittliche B₁-Verstärkung in der Umgebung der SG-Spule B_{1amp} = 1,3, während sie nahe dem Spulenleiter einen Maximalwert von B_{1amp} = 2 erreichte. Für die Durchschnittswerte der Region in Spulennähe entspricht dies einer Unterdrückung der B₁-Verstärkung um den Faktor 16,7.

Zum Vergleich wurde eine B₁-Karte mit der Spinecho-Methode (s. Abs. 3.1.5) erstellt. Hierzu wurde die in Abs. 3.1.5 beschriebene Sequenz mit folgenden Parametern benutzt: α = 60°, T_R = 50 ms, T_{E1} = 10 ms, T_{E2} = 22 ms, BW = 500 Hz/Pixel, Matrix = 64 × 64 × 32, Voxel = 2,2 × 2,2 × 2,2 mm³, Avg = 4. Die Karte der gemessenen Anregungswinkel bei im Sendefall ausgeschalteter Spule (Sit. 3) zeigt Abb. 4.18. Fern der SG-Spule wurde ein durchschnittlicher Anregungswinkel von α = 61° gemessen. In der Umgebung der SG-Spule war α teils vermindert, teils erhöht. Am Punkt maximaler Erhöhung war α = 71° und somit um einen Faktor 1,2 erhöht. Der mittlere Anregungswinkel in der Nähe der SG-Spule betrug α = 57°, das gemessene B₁ war durch die Spule auf 93% vermindert worden.

Die gleiche Messung wurde bei permanent eingeschalteter SG-Spule (Sit. 4) durchgeführt.

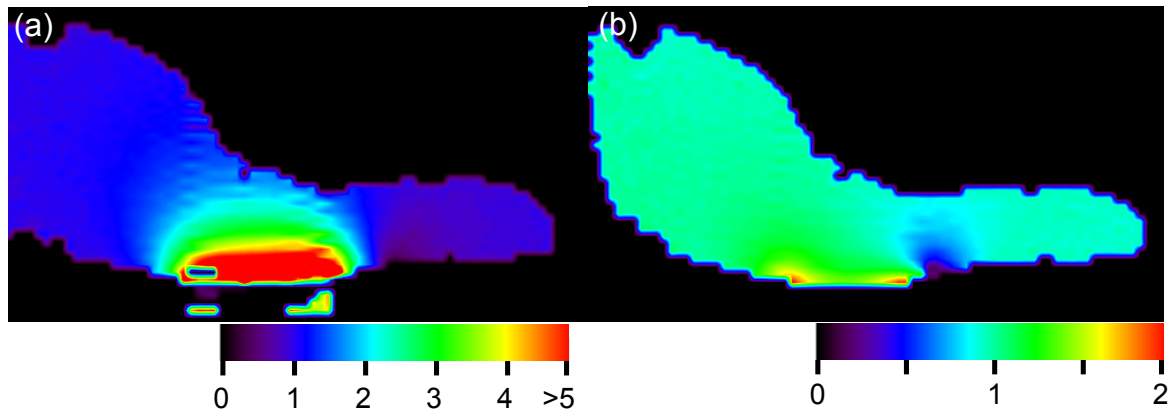


Abbildung 4.17.: Mit der FLASH-Methode (Abs. 3.1.5) erstellte Karte der B_1 -Verstärkung (a) bei permanent eingeschalteter SG-Spule, (b) bei während der HF-Anregung ausgeschalteter SG-Spule.

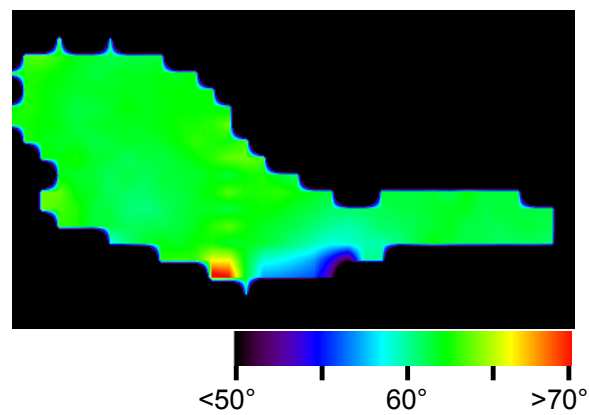


Abbildung 4.18.: Mit der Spinecho-Methode (Abs. 3.1.5) erstellte Karte der Anregungswinkel. Da $\alpha \propto B_1$, entspricht dies einem B_1 -Mapping. Während der HF-Anregung war die Spule optisch ausgeschaltet.

Da ein nomineller Anregungswinkel $\alpha = 60^\circ$ in der Nähe der SG-Spule Winkel von $\alpha \gg 90^\circ$ erzeugt hätte und dies zu Mehrdeutigkeiten in der B_1 -Karte geführt hätte, wurde hier als nomineller Anregungswinkel $\alpha = 8^\circ$ gewählt. Die Messung ergab eine B_1 -Verstärkung um einen Faktor 8 in der Nähe der SG-Spule.

4.3.5. Selfgating-Experimente an einer Maus

Selfgating-Experimente wurden an einer 25 g schweren Maus durchgeführt. Die SG-Spule wurde unter dem Thorax des Tieres positioniert. Maus und SG-Spule wurden dann in die Solenoid-Empfangsspule gelegt. Es wurden sagittale (Matrix = 256×256 , Pixel = 0,38 mm) und transversale (Matrix = 256×256 , Pixel = 0,20 mm) Schichtbilder mit der in Abs. 3.4.4 beschriebenen Sequenz, mit den folgenden Parametern aufgenommen: $\alpha = 25^\circ$, $T_R = 14$ ms, $T_E = 6,06$ ms, BW = 130 Hz/Pixel, Schichtdicke = 1,5 mm, Echo-Asymmetrie = 12,5%. Zur Charakterisierung der Signalveränderung durch die SG-Spule wurden die vier folgenden Situationen untersucht:

1. Die SG-Spule war während HF-Anregung und Bildauslese ausgeschaltet. Dies sollte die Akquisition eines homogenen Bildes ermöglichen. Während der Aufnahme des SG-Signals war die Spule an, so dass das physiologische Signal verstärkt detektiert werden konnte.
2. Die Spule war nur während der HF-Anregung ausgeschaltet. Dies sollte in einem verstärkten SG-Signal, aber auch in einem inhomogenen Bild resultieren.
3. Die Spule war während der gesamten Sequenz ausgeschaltet, so dass weder SG-Signal noch Bild verstärkt wurden. Dies sollte als Vergleichsmessung der SG-Signalverstärkung durch die SG-Spule dienen.
4. Die Messung wurde ohne SG-Spule durchgeführt. Auch dies sollte als Vergleichsmessung der SG-Signalverstärkung durch die SG-Spule dienen.

Abbildung 4.19(a) zeigt einen Ausschnitt der aufgenommenen SG-Signale für Situation 1 (rot) und Situation 3 (blau). Die kleinen Signalvariationen stammen von der Bewegung des Herzens, während die größeren Ausschläge (durch Pfeile markiert) ihre Ursache in der Schnappatmung haben. Im gezeigten Ausschnitt ist bei eingeschalteter SG-Spule sowohl der absolute Signalpegel als auch die Signalvariation um einen Faktor 1,5 bis 2,5 erhöht. Ein ähnliches Verhalten war bei allen anderen Daten ebenfalls zu erkennen. Zur Frequenzanalyse der Daten wurde eine schnelle Fouriertransformation durchgeführt. Einen Ausschnitt aus dem Frequenzspektrum zeigt Abb. 4.19(b). Im Bereich von 5 Hz sind Signalmaxima zu erkennen. Diese stammen von der Bewegung des Mäuseherzens, das mit einer Herzrate von 300 Schlägen pro Minute schlug.

Um das SNR des SG-Signals zu quantifizieren, wurden die Signalmaxima mit dem Rauschen in umliegenden Frequenzbereichen verglichen. Dabei wurde wie folgt vorgegangen: Befand

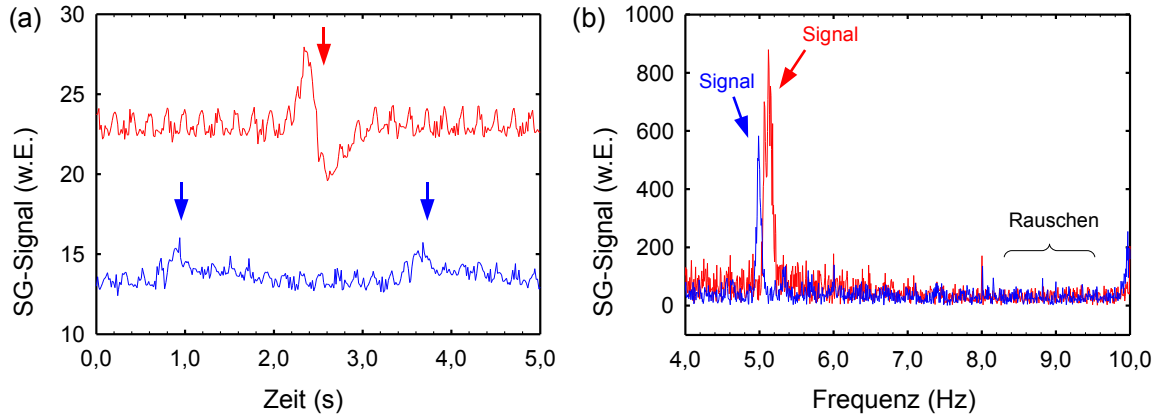


Abbildung 4.19.: Ausschnitt des Selfgating-Signals (transversale Schicht) mit eingeschalteter (Sit. 1, rot) und ausgeschalteter (Sit. 3, blau) SG-Spule. (a) Signal in der Zeitdomäne. Die kleinen periodischen Variationen stammen vom Herzschlag, die größeren Ausschläge (Pfeile) von der Schnappatmung. (b) Fouriertransformiertes SG-Signal. Durch die Bewegung des Herzens trat im Bereich von 5 Hz ein Signalmaximum auf.

sich ein Signalmaximum an den N diskreten Punkten $f_n = f_0 \dots f_N$ im Frequenzspektrum, so wurde das SNR durch die Gleichung

$$\text{SNR}_{SG} = \frac{\sum_{f_n=f_0}^{f_N} (S(f_n) - \bar{S}_0)}{\sigma(S_0)} \quad (4.3)$$

berechnet, wobei \bar{S}_0 den Mittelwert des Signals in einem Frequenzbereich ohne Maxima bezeichnet. \bar{S}_0 wird in Gl. 4.3 zur Grundlinienkorrektur verwendet. $\sigma(S_0)$ ist die Standardabweichung des Signals im Frequenzbereich in dem sich keine Maxima befinden und beschreibt das Rauschen. SNR_{SG} für die vier Triggersituationen und zwei Schichtorientierungen zeigt Tab. 4.8. Wenn die SG-Spule während der Aufnahme der SG-Daten resonant war, war das SNR_{SG} um einen Faktor 1,2-2,8 höher als im Falle einer ausgeschalteten SG-Spule. Im Vergleich zu Messungen ohne die SG-Spule war SNR_{SG} aus einer sagittalen Schicht um einen Faktor 1,4-1,8, aus einer transversalen Schicht um einen Faktor 7,9-9,5 erhöht. Das Signal aus der transversalen Schicht war je nach Situation um einen Faktor 1,6 - 9 größer als das aus der sagittalen Schicht. Allein das Einbringen der SG-Spule, auch wenn diese permanent aus-

Schicht/Sit.	1	2	3	4
Sagittal	81	100	49	57
Transversal	739	887	317	93

Tabelle 4.8.: SNR_{SG} für die vier Detuning-Situationen: 1. SG-Spule während HF-Anregung und Bildauslese aus; 2. SG-Spule während der HF-Anregung aus; 3. SG-Spule immer aus; 4. Messung ohne SG-Spule.

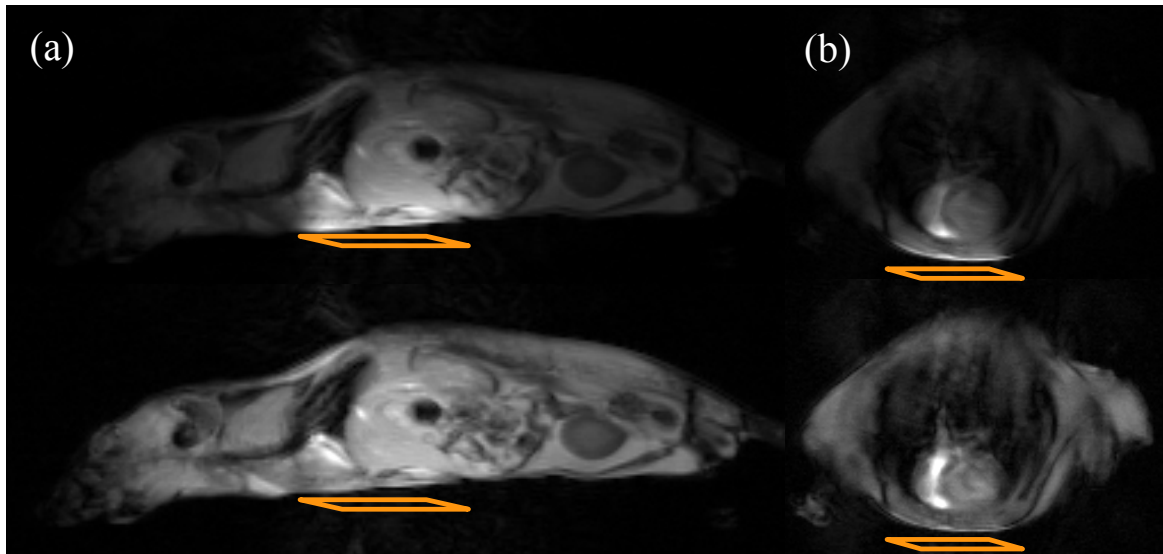


Abbildung 4.20.: Bewegungskompensierte MR-Bilder einer Maus. Die Position der SG-Spule ist durch orange Parallelelogramme angedeutet. (a) Sagittale, (b) transversale Schicht. Oben: Die SG-Spule war während der Bildaufnahme resonant (Situation 2), was in inhomogenen Bildern resultierte. Unten: Die SG-Spule war während der Aufnahme des Bildsignales ausgeschaltet (Situation 1).

geschaltet war (Sit. 3), führte zu einer Veränderung des SG-Signals: In der sagittalen Schicht wurde das SG-Signal auf 86% reduziert, während es in einer transversalen Schicht auf das 3,4-Fache angehoben wurde.

Als Beispiel sind in Abb. 4.20 bewegungskompensierte Schnittbilder einer Maus gezeigt. Bei den oberen Bildern war die SG-Spule während der Bildaufnahme resonant (Sit. 2), während sie bei der Aufnahme der unteren Bilder ausgeschaltet war (Sit. 1). Auch hier ist eine erhöhte Bildhomogenität im Falle der ausgeschalteten SG-Spule zu erkennen.

5. Diskussion

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung neuartiger Spulenkonzeppte zur Magnetresonanzbildung von Kleintieren in klinischen Ganzkörper-Tomographen. Besonderes Augenmerk wurde auf die Entwicklung von Konzepten zur schnellen und bewegungskompensierten Bildaufnahme gelegt.

5.1. Einkanal-Empfangsspulen

In der vorliegenden Arbeit wurden Einkanal-Empfangsspulen zur Ganzkörperbildung von Mäusen für den Gebrauch an klinischen 1,5-Tesla- und 3-Tesla-MR-Systemen entwickelt. Diese Mausspulen wurden als Solenoide mit zwei oder drei Windungen gefertigt. Die geringe Windungszahl hat den Vorteil einer kurzen Leiterlänge, die in geringen Verlusten durch elektrische Felder und Strahlung resultiert. Um trotz der geringen Windungszahl auch eine gute Bildhomogenität zu erzielen, wurden die Windungen doppelt ausgeführt.

Die Mausspule mit zwei Windungen wurde bei 1,5 T mit kommerziell verfügbaren Spulen (Kopfspule und Flex-Loop-Small) der Fa. Siemens verglichen, die für die Humanbildung optimiert waren. Der Vergleich zeigte, dass die entwickelte Mausspule den besten Kompromiss zwischen homogener Bildaufnahme des gesamten Mausekörpers und erreichbarem SNR darstellt: Die Flex-Loop-Small lieferte im Spulenzentrum ein um den Faktor 1,6 höheres SNR, welches aber mit wachsendem Abstand zum Zentrum weit steiler abfiel als bei der Mausspule. Für Fragestellungen, bei denen ausschließlich bestimmte anatomische Regionen der Maus wie beispielsweise der Kopf von Interesse sind, wäre somit die Flex-Loop-Small die besser geeignete Spule. Das mittlere SNR über den gesamten Mausekörper war jedoch bei der Mausspule um 14% höher, so dass sie besser geeignet ist, wenn hochaufgelöste Aufnahmen der gesamten Maus erforderlich sind. Dies ist beispielsweise bei Tumor-Studien der Fall, in denen der Ort von Metastasen nicht im Voraus bekannt ist [LAG⁺02], oder bei der Phänotypisierung von Mäusen, deren Erbgut verändert wurde [JCGH02]. Wie zu erwarten, konnte mit der Kopfspule zwar ein sehr homogenes Bild der ganzen Maus aufgenommen werden, jedoch betrug das SNR nur 8% des mit der Mausspule erreichten SNR. Dadurch ist die Kopfspule von den drei getesteten Spulen die am wenigsten zur Mausebildung geeignete.

Im Vergleich der Solenoide untereinander zeigte sich, dass bei einer Erhöhung der Windungszahl, die gleichzeitig mit einer Verlängerung der Spule von 9 cm auf 11 cm einhergeht, das SNR konstant bleibt, während der nutzbare Bereich vergrößert wird. Das Empfangsprofil der Solenoide mit drei Windungen war allerdings inhomogener als das der Spulen mit zwei

Windungen. Dies lag vermutlich an einer unvollständigen elektrischen Symmetrisierung der Spule.

Allgemein ist beim Übergang von 1,5 T zu 3 T, für Messbedingungen bei denen Probenrauschen dominiert, ein Anwachsen des SNR um einen Faktor 2 zu erwarten, bei Messbedingungen in denen Spulenrauschen dominiert, ist eine SNR-Erhöhung von 3,36 theoretisch möglich [HL79]. Da bei Kleintierspulen bei 1,5 T bzw. 3 T sowohl Spulen- als auch Probenrauschen ins Gewicht fallen, war mit einer SNR-Erhöhung in einem Bereich dazwischen zu rechnen. Tatsächlich konnte ein SNR-Gewinn um einen Faktor 2,0 (2 Windungen) bzw. 2,2 (3 Windungen) gemessen werden. Vergleiche der Resonanzfrequenz der beladenen und der unbeladenen Spulen zeigten, dass insbesondere bei den Spulen für 3 Tesla elektrische Felder einen wesentlichen Teil der Probenverluste ausmachen. Elektrische Felder tragen nicht zum MR-Signal bei, aber die dadurch hervorgerufenen Verluste erhöhen das Rauschen.

Die Solenoidspulen sind für vielfältige Anwendungszwecke, wie z.B. der morphologischen Bildgebung zur Bestimmung von Tumorgrößen und der Abgrenzung von vitalem und nekrotischem Tumorgewebe oder der dynamischen Bildgebung zur Bestimmung von Gewebeparametern, wie Gefäßpermeabilität und Blutvolumen, einsetzbar. Für den Anschluss der Spulen wurden Komponenten des klinischen Tomographen genutzt, um das Spulenkonzept in die bestehende Systemarchitektur schnell integrieren und die Spulen zwischen verschiedenen MR-Systemen ohne aufwändige Installationen austauschen zu können. Der Anschluss erfolgte an ein Spuleninterface mit integriertem Vorverstärker (Flex-Coil-Interface), das bei fast allen MR-Tomographen dieser Bauart verfügbar ist. Das Design der Spulen für 1,5 T und 3 T wurde für den täglichen Routinegebrauch optimiert, indem auf eine manuelle Feinabstimmung der Impedanzanpassung vor jeder Messung verzichtet wurde (sog. *no-tune*-Spulen). Daher werden die Spulen am Deutschen Krebsforschungszentrum und bei Bayer Schering Pharma zur Bildgebung von Mäusen und kleinen Proben bereits routinemäßig eingesetzt.

5.2. Phased-Array-Spule

Im zweiten Teil der Arbeit wurde eine Sechskanal-Phased-Array-Spule zur MR-Bildgebung von Mäusen entwickelt und getestet. Ziel war die Entwicklung einer Spule, mit der die parallele Bildgebung in beliebige Raumrichtungen mit einer geringen Anzahl von Spulenelementen möglich ist. Die parallele Bildgebung ermöglicht eine Verringerung der Bildakquisitionszeiten, was insbesondere bei Anwendungen wie der MR-Herzbildgebung oder Studien zur Kontrastmitteldynamik notwendig ist. Kürzere Messzeiten sind bei Kleintierstudien wegen der hohen Raten der physiologischen Bewegungen besonders wichtig. Da für viele Studien eine große Zahl an Tieren benötigt wird, um statistisch signifikante Daten zu gewinnen, sollte die Messzeit auch bei nichtdynamischen Messungen und selbst bei *ex-vivo* durchgeführten Studien minimiert werden [MMM05, BKH03]. Überdies können mithilfe der parallelen Bildgebung Suszeptibilitätsartefakte vermindert werden, wie sie beispielsweise bei der echoplanaren Bildgebung [GJC⁺99, BAK⁺02] oder bei spiraler *k*-Raumauslese auftreten [WPO⁺02].

Eine Spule, die für die parallele Bildgebung geeignet ist, muss durch die Anordnung ihrer Elemente eine Ortskodierung ermöglichen. Die entwickelte Phased-Array-Spule bestand aus jeweils zwei Loop-, zwei Butterfly- und zwei Saddle-Train-Spulenelementen, die auf einem zylindrischen Träger aufgebracht waren. Die Ortskodierung in anterior-posterior-Richtung (AP) und in rechts-links-Richtung (RL) erfolgte durch die räumliche Distanz der Spulenelemente zueinander. In Kopf-Fuß-Richtung (KF) hingegen, wurde die Ortskodierung durch den Phasensprung, der durch die Überkreuzungen der Butterfly und Saddle-Train-Elemente entsteht, ermöglicht. In Phantomexperimenten wurde die Eignung der Spule verifiziert.

Wechselseitige Kopplungen

Eine grundlegende Eigenschaft einer Phased-Array-Spule ist eine geringe wechselseitige Kopplung der Elemente [REH⁺90]. Durch Kopplungen wird sowohl Signal als auch Rauschen von einem auf das andere Element übertragen. Durch Signalkopplungen kann die Orthogonalität des Sensitivitätsprofils verringert werden, wodurch Einfaltungsartefakte entstehen und das SNR verringert wird. Kopplungen von Rauschen vermindern das SNR der Phased-Array-Spule auch bei unbeschleunigter Bildgebung. Unter bestimmten Voraussetzungen kann die Rauschkopplung zwar durch eine geeignete Bildkombination wieder kompensiert werden [DBF96], und auch die Effekte auf die parallele Bildgebung sind häufig gering [PWWB02, OLMS04], jedoch können Kopplungen unter nichtidealen Bedingungen die Eigenschaften einer Spule verschlechtern: Bei stark gekoppelten Elementen wird durch ein Aufspalten der Resonanzfrequenz die Impedanzanpassung erschwert oder gar unmöglich gemacht, so dass das SNR vermindert wird.

Die entwickelte Phased-Array-Spule bietet den Vorteil, dass ungleichnamige Elemente durch ihre Geometrie eine geringe wechselseitige Induktivität haben und nur die wechselseitige Induktivität gleicher Elemente zu signifikanten Kopplungen führt. Zur Quantifizierung dieser Kopplungen wurden Messungen am Netzwerkanalysator durchgeführt. Wie erwartet, zeigen die gegenüberstehenden Loop-Elemente die größte Kopplung (-6 dB), da es sich nicht nur um zwei Elemente gleicher Geometrie handelt, sondern auch das Feld dieser Elemente die größte Eindringtiefe hat. Die zweithöchste Kopplung (-12 dB) weisen die beiden Butterfly-Elemente gegeneinander auf. Alle übrigen Elementkombinationen liefern einen Signalübertrag von unter -25 dB. Um die Kopplungen noch weiter zu reduzieren, wurden Vorverstärker mit hohem Reflexionsfaktor eingesetzt. Dadurch konnte selbst die Kopplung der beiden Loop-Elemente auf -28 dB reduziert werden.

Homogenität und SNR

In Simulationen und in Bildgebungsexperimenten wurde die Bildhomogenität der Phased-Array-Spule untersucht. Die Simulationen wurden für eine Ausrichtung der Spulenelemente senkrecht zu B_0 als auch parallel zu B_0 durchgeführt. Bei der Ausrichtung parallel zu B_0 zeigten die Butterfly- und Saddle-Train-Elemente deutliche Signalauslöschungen an den

Leiterkreuzungen. Bei einer Ausrichtung senkrecht zu B_0 waren diese Auslöschungen nicht vorhanden. Aufgrund der Anordnung der Spulenelemente auf einem zylinderförmigen Träger bedeutet dies, dass die Flächennormale von vier Elementen eine nichtverschwindende Komponente in B_0 -Richtung hat. Es wurde davon ausgegangen, dass dies zu einer Verminderung des SNR führt. Weiterhin zeigte eine Simulation der Bildhomogenität der Spule, dass die Signalauslöschungen bei paralleler Spulenausrichtung weniger deutlich waren, wenn alle sechs Elemente gemeinsam betrieben wurden. Deshalb wurde die Spule für die Ausrichtung parallel zu B_0 konstruiert. Bildgebungsexperimente am Phantom bestätigten das inhomogene Empfangsprofil der einzelnen Elemente und die erhöhte Homogenität beim gemeinsamen Betrieb aller sechs Elemente.

In Bildgebungsexperimenten am Phantom wurde das SNR der Phased-Array-Spule gemessen. Das SNR der aufgenommenen Bilder war um 7-12% geringer als das der Solenoidspule mit drei Windungen. Die SNR-Verminderung beim Einsatz von Phased-Array-Spulen, im Vergleich zu einer Einkanalspule, wird darauf zurückgeführt, dass in einer Phased-Array-Spule der Spulenwiderstand üblicherweise erhöht ist [DASM04]. Eine wesentliche Ursache dafür ist der höhere ohmsche Widerstand, der aus der größeren Gesamtlänge der Kupferleiter resultiert. In der Phased-Array-Spule war zudem der Umfang der verwendeten Leiter geringer, was den Spulenwiderstand weiter erhöhte. In einer Spule, in der das Spulenrauschen einen wesentlichen Anteil am Gesamtrauschen hat, bewirkt eine Widerstandserhöhung eine messbare Verringerung des SNR.

Ein weiterer Effekt, der das mittlere SNR der Phased-Array-Spule erniedrigte, war die geringe Größe der Spulenelemente im Vergleich zum Probendurchmesser. Kleinere Elemente bewirken eine geringere Eindringtiefe des sensitiven Bereiches [WRD95, RE87]. Eine Vergrößerung der Elemente könnte zu einem höheren SNR führen. Dies kann aber nur realisiert werden, indem benachbarte Spulen überlappen. Bei der vorgestellten Spulengeometrie würde dies jedoch die geometrische Entkopplung erschweren. Ein Übereinanderführen der Leiter benachbarter Spulen könnte die kapazitiven Kopplungen erhöhen und ist demzufolge nicht praktikabel.

Parallele Bildgebung

Im Bereich der *Mid-Range-Coils* [DEK⁺07], in dem der Übergang von Volumenspulen auf Arrayspulen nicht unbedingt eine Vergrößerung des SNR mit sich bringt, liegt der große Vorteil der Phased-Array-Spulen gegenüber Einkanalspulen in der Möglichkeit zur parallelen Bildgebung. Deshalb finden Phased-Array-Spulen auch in der Kleintierbildgebung zunehmend Verwendung [SCZW05, GWL⁺07, UJH⁺04].

Die Eignung der entwickelten Spule zur parallelen Bildgebung wurde in Phantomexperimenten anhand der SNR-Verminderung quantifiziert, die bei paralleler Bildgebung entsteht (g -Faktoren). Bei Beschleunigungsfaktoren von $R = 2$ wich das SNR in allen drei Raumrichtungen kaum vom theoretisch maximalen SNR ab. Ab einem Beschleunigungsfaktor von

$R = 3$ hing das SNR stark von der Richtung ab, in die die Beschleunigung erfolgte. Bei $R = 3$ wurden in einer Schicht Medianwerte der g -Faktoren zwischen 1,1 und 1,5 gemessen. In Richtung der Phasenwechsel der Spulenelemente konnten selbst bei Beschleunigungsfaktoren von $R = 4$ mittlere Faktoren von $g < 2$ erzielt werden. Somit ist die Phased-Array-Spule für die parallele Bildgebung mit $R = 2$ uneingeschränkt einsetzbar. Größere Beschleunigungen sind mit moderaten SNR-Einbußen ebenfalls möglich.

Die praktische Einsetzbarkeit der Spule wurde während einer First-Pass-Angiographie an einer Maus demonstriert. Die Bildgebung wurde um einen Faktor $R = 2$ beschleunigt, wodurch eine Zeitaufösung von 180 ms erreicht werden konnte. Dadurch war es möglich, die Kontrastmittelanflutung im Herz, an den Karotiden, dem Gehirn und der Leber sichtbar zu machen.

5.3. Selfgating Spule

In diesem Teil der Arbeit wurde ein Spulenkonzent entwickelt, das die Aufnahme eines Selfgating-Signals verbessern soll, mit dessen Hilfe bewegungskompensierte Bilder rekonstruiert werden können. Dazu wurde das Tier in eine Ganzkörper-Kleintierspule gelegt und eine kleine resonante Oberflächenspule (SG-Spule) so unter dem Thorax des Tieres positioniert, dass sich die sensitive Region der SG-Spule im Bereich des Herzens befand. Die SG-Spule gab das von ihr detektierte Signal über induktive Kopplung an die Empfangsspule weiter. Dadurch verstärkte die SG-Spule während der Aufnahme des SG-Signals selektiv das Signal aus der Herzregion. Während der Bildakquisition wurde sie ausgeschaltet, um ein homogen ausgeleuchtetes Bild des gesamten Tieres zu erhalten. Ein- und Ausschalten der SG-Spule wurde über ein neu entwickeltes optisches Verfahren realisiert. Es wurden Untersuchungen zu den elektrischen Eigenschaften und Phantommessungen zur Bestimmung der Signalverstärkung durchgeführt. Die Effektivität des optischen Verfahrens zum Ein- und Ausschalten der Spule wurde anhand der Signalverstärkung im ausgeschalteten Zustand und anhand von B_1 -Karten quantifiziert. Tierversuche zeigten die Eignung der SG-Spule für realistische SG-Experimente.

Signalverstärkung und SNR

Bei der lokalen Signalverstärkung durch den Einsatz der SG-Spule konkurrieren zwei Effekte: Einerseits ist die Signalintensität im sensitiven Bereich der SG-Spule gegenüber der Signalintensität aus dem übrigen Körper angehoben. Andererseits verändert die SG-Spule aber auch die Impedanzanpassung der Empfangsspule, so dass das Gesamt-SNR vermindert wird. Diese Effekte sind abhängig von der Stärke der induktiven Kopplung zwischen SG-Spule und Empfangsspule. Die Kopplungsstärke wiederum hängt von der Position der SG-Spule in der Empfangsspule ab.

Zur Bestimmung der optimalen Kopplung wurden MR-Bilder aufgenommen, wobei die SG-Spule während der Bildaufnahme eingeschaltet war. Aus den Bildern konnte die Ver-

stärkung des Signals aus dem Herzen bei unterschiedlich starker Kopplung (unterschiedliche Positionierung der SG-Spule) gemessen werden. Der maximale im MR-Experiment gemessene Signalverstärkungsfaktor war 11 und trat bei der maximal erreichbaren Kopplung zwischen Empfangsspule und SG-Spule auf. In diesem Fall hatte das SNR in Regionen fern der SG-Spule nur noch 55% seines ursprünglichen Wertes. Eine starke Kopplung, die das Gesamt-SNR derart verringert, dass selbst das SNR mit Spule in der Herzregion unter den Wert ohne SG-Spule sinkt, konnte mit der verwendeten Kombination aus SG-Spule und Empfangsspule nicht gemessen werden. Somit ist davon auszugehen, dass die Maximierung der Kopplung auch zur stärksten Anhebung des SG-Signals führt. Deshalb sollte die SG-Spule so positioniert werden, dass die Kopplung zur Empfangsspule immer maximal ist.

Optisches Detuning

Da die erhöhte Signalintensität in der Herzregion nur während der Aufnahme des SG-Signals erwünscht ist, muss die SG-Spule während der HF-Anregung und der Bildakquisition ausgeschaltet (*detuned*) werden. Hierzu wurde eine Methode entwickelt, die es ermöglichte, die SG-Spule auf optischem Wege in einen nichtresonanten Zustand zu schalten. Dazu wurde eine Photodiode verwendet, deren Photostrom zwei PIN-Dioden steuert. Werden die PIN-Dioden durch einen Stromfluss durchgeschaltet, so überbrücken sie den Schwingkreis Kondensator der SG-Spule. Dies führt zu einer Verstimmung der Resonanzfrequenz der SG-Spule und wirkt wie ein Ausschalten.

Eine Messung der Schaltzeiten ergab, dass der Ausschaltvorgang der SG-Spule $30 \mu\text{s}$ dauert, was für alle SG-Experimente ausreichend kurz ist. Der Einschaltvorgang hingegen war erst nach $1,4 \text{ ms}$ vollständig abgeschlossen. Die Schaltzeiten wurden indirekt über die an den PIN-Dioden abfallende Spannung gemessen. Der Durchlasswiderstand der PIN-Dioden nimmt mit dem Strom ab. Es kann nicht sicher gesagt werden, wie gering die an den PIN-Dioden abfallende Spannung sein muss, damit sie gesperrt und die SG-Spule wieder vollständig resonant ist. Deshalb stellt der Wert von $1,4 \text{ ms}$ die maximale Zeit dar, nach der die Spule wieder resonant ist. Da SG-Sequenzen mit einer schichtselektiven HF-Anregung arbeiten, ist nach dem Anregungspuls Zeit erforderlich, um die Magnetisierung zu refokussieren. Daraus resultiert eine minimale Zeit, die zwischen HF-Anregung und SG-Signalauslese verstreicht. Diese ist in den gängigen SG-Sequenzen ausreichend, um ein Einschalten der SG-Spule zu gewährleisten. Bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten SG-Sequenz waren zusätzlich zum Refokussier-Gradienten noch Gradienten zur Flusskompensation zwischen HF-Anregung und SG-Auslese geschaltet, so dass eine Zeit von $1,6 \text{ ms}$ für den Einschaltvorgang zur Verfügung stand.

Die Effektivität der optischen Detuning-Schaltung wurde durch Messungen der Bildhomogenität, des SNR und der Homogenität des B_1 -Anregungsfeldes untersucht. Durch das Ausschalten der SG-Spule während der Bildaufnahme konnten deutlich homogenere Bilder als bei eingeschalteter SG-Spule erzielt werden. Das Signal in der Nähe der SG-Spule war nur

um einen Faktor 2,1 gegenüber der Umgebung verstärkt, im Vergleich zu einem Faktor 5 bei eingeschalteter SG-Spule.

Die Phantommessungen zeigten, dass die SG-Spule auch im ausgeschalteten Zustand die Signalverstärkung und das SNR beeinflusst. Im Vergleich zu Messungen ohne die Spule wurde das Signal nahe der SG-Spule um 75% erhöht, während das SNR fern der Spule um 12% reduziert wurde. Die SNR-Erniedrigung lag hierbei im Bereich der Fehlergrenzen. Jedoch ist angesichts der gleichzeitig gemessenen Signalerhöhung nah der SG-Spule davon auszugehen, dass diese mit einer SNR-Verminderung fern der SG-Spule einhergeht und lässt Raum für Verbesserungen des Detunings.

Zur Messung der B_1 -Feldverzerrung wurden zwei verschiedene Messmethoden verwendet: Eine Serie von FLASH-Aufnahmen und eine Spinecho-Sequenz. Die Messungen lieferten unterschiedliche Ergebnisse.

Ein Vergleich der B_1 -Verzerrungen ergab, dass bei ausgeschalteter SG-Spule das B_1 in der Nähe der SG-Spule nur noch 1/16 (FLASH-Methode) bzw. 1/8 (Spinecho-Methode) des B_1 bei eingeschalteter Spule beträgt. Somit wird auch das B_1 -Feld durch ein Ausschalten der SG-Spule während der HF-Anregung weit weniger verzerrt als bei eingeschalteter SG-Spule. Messungen am Netzwerkanalysator ergaben, dass der Strom auf der ausgeschalteten Spule gegenüber dem auf der eingeschalteten SG-Spule auf 1/9 (-19 dB) reduziert ist. Dieses Ergebnis ist dem der Spinecho-Messung näher als dem der FLASH-Messung. War die SG-Spule während der HF-Anregung ausgeschaltet, so wurde mit der FLASH-Methode eine verbleibende B_1 -Verstärkung von 30-100% gemessen. Die Spinecho-Methode lieferte, abhängig vom Ort, B_1 -Veränderungen zwischen -7 und +20%.

Bei Empfangsspulen, in denen ein konventionelles Detuning-Konzept mit gleichstromgesteuerten PIN-Dioden verwendet wird (siehe Abs. 2.2.8), können Stromunterdrückungen von >35 dB und B_1 -Verstärkungen von weniger als 15% gemessen werden [BGRM00, LGD05]. Das schlechtere Abschneiden des Detuningkonzepts der SG-Spule kann auf zwei Faktoren zurückgeführt werden:

1. Beim konventionellen Detuning ist der PIN-Dioden-Strom (typisch: 100 mA) deutlich größer als der Photostrom der Photodiode (Kurzschlussstrom in Sättigung: $100\mu\text{A}$). Größere Durchlassströme resultieren in einem niedrigeren Durchlasswiderstand der PIN-Diode, wodurch der Kondensator wirksamer überbrückt wird.
2. Der Kondensator der SG-Spule wurde durch die PIN-Dioden kurzgeschlossen. Beim konventionellen Detuning wird den PIN-Dioden eine weitere Spule in Serie geschaltet, um Ströme, die zu B_1 -Verzerrungen führen, wirkungsvoller zu unterdrücken [Bos85]. In der SG-Spule wurde aufgrund des limitierten Platzes auf diese Spule verzichtet. Bei künftigen Entwicklungen sollte die Implementierung einer derartigen Spule allerdings in Erwägung gezogen werden.

Die unterschiedlichen Ergebnisse von FLASH-Methode und Spinecho-Methode bei den Messungen der B_1 -Verzerrung kann auf unterschiedliche Fehlerquellen zurückgeführt werden:

Bei der FLASH-Methode wurde die FLASH-Gleichung (Gl. 2.97) an die Signalintensitäten von Bildern angefügt, die bei unterschiedlichen nominellen Anregungswinkeln aufgenommen wurden. Die Signalintensität bei FLASH-Aufnahmen oszilliert mit einer Periode von 90° . Durch die B_1 -Verzerrung der SG-Spule konnte der tatsächliche Anregungswinkel α lokal auf Werte $\alpha > 90^\circ$ erhöht sein. Dies führte zu Problemen der Fitroutine und damit zu einer fehlerbehafteten B_1 -Messung. Die Spinecho-Methode wurde dadurch fehlerbehaftet, dass trotz der in Abs. 3.1.5 beschriebenen Spoiler- und Crusher-Gradienten Bildartefakte beobachtet werden konnten. Außerdem ist auch die Genauigkeit der Spinecho-Methode abhängig vom tatsächlichen Anregungswinkel [AFSLP93].

Tierversuch

Die Qualität des SG-Signals in Abhängigkeit von der Verstärkung der Bildintensität in der Herzregion zu beurteilen ist schwierig; für ein verwertbares SG-Signal ist die Signalmodulation, die durch Herzbewegung entsteht, wichtiger als das absolute Signal. Deshalb wurde statt der Signalverstärkung die Verstärkung der SG-Signalvariation im Tierversuch evaluiert. Dazu wurde eine Frequenzanalyse des SG-Signals durchgeführt und das Signal-Rausch-Verhältnis SNR_{SG} des SG-Signals berechnet. Je nach Schichtorientierung konnte mit der SG-Spule eine SNR_{SG} -Verstärkung um einen Faktor 1,4 - 1,8 (sagittale Schicht) bzw. 7,9 - 9,5 (transversale Schicht), im Vergleich zu Messungen ohne die SG-Spule, gemessen werden. Diese Signalverstärkungen machen die SG-Spule zu einem wirkungsvollen Hilfsmittel bei der Aufnahme bewegungskompensierter Bilder.

SNR_{SG} zeigte eine starke Abhängigkeit von der Schichtorientierung. In der transversalen Schicht war SNR_{SG} ohne die SG-Spule um 60% höher als in der sagittalen Schicht. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass das Herz in einer transversalen Schicht einen weit größeren Anteil des Gesamtbildes ausmacht als in einer sagittalen Schicht, und somit auch die Signalmodulation durch die Herzbewegung größer ist.

Es wurde erwartet, dass die SG-Spule zu einer größeren SNR_{SG} -Verstärkung in der sagittalen Schicht führt, da eine Verstärkung des Herzsignals gegenüber dem Signal des restlichen Körpers zu einer deutlich stärkeren Signalmodulation führen sollte als in der transversalen Schicht. Die Messungen ergaben allerdings das Gegenteil: Die SNR_{SG} -Verstärkung war in der transversalen Schicht 4,3 - 6,8 mal höher als in der sagittalen. Es bedarf weiterer Messungen an einem größeren Kollektiv von Mäusen, um die Ursache dieses Effektes zu finden. Ein Grund könnte die Positionierung der SG-Spule relativ zur Maus und die Wahl der Bildgebungsschicht sein. Ein weiterer Grund können Signalmodulationen durch den Blutfluss sein.

Im Tierversuch und in den Phantommessungen zeigte sich, dass allein das Einbringen der SG-Spule, auch wenn diese permanent ausgeschaltet war, zu einer Veränderung des SG-Signals führt. In der sagittalen Schicht wurde SNR_{SG} auf 86% reduziert, während es in der transversalen Schicht auf das 3,4-Fache angehoben wurde. Dieser Effekt kann vom Detuning herrühren, das keine völlige Stromunterdrückung auf der SG-Spule bewirkt. Außerdem konnte

die Positionierung der Maus nach dem Einbringen bzw. Herausnehmen der SG-Spule nicht exakt reproduziert werden. Dadurch konnten auch Inhomogenitäten des Sensitivitätsprofils der Empfangsspule eine Veränderung von SNR_{SG} bewirken.

Die Ergebnisse des Einsatzes der SG-Spule im Tierexperiment zeigten bei jeder Messung eine Erhöhung von SNR_{SG} . Durch das Detuning konnten Verzerrungen der Bildhomogenität und des B_1 -Feldes wirksam verringert werden. Im Gegensatz zu EKG-Elektroden, zu deren Platzierung die Brust des Tieres erst vom Fell befreit werden muss und deren Funktion von der zuverlässigen Haftung der Elektroden auf der Haut abhängt, gestaltet sich die Positionierung der SG-Spule deutlich einfacher. Somit steht mit der SG-Spule ein flexibles, einfach zu handhabendes Gerät zur Kompensation von Bildeinflüssen die durch physiologische Bewegungen hervorgerufen werden zur Verfügung.

6. Zusammenfassung und Ausblick

MR-Studien an Kleintieren werden hauptsächlich in dedizierten Kleintier-MR-Tomographen bei hohen Feldstärken ($B_0 > 4 T$) durchgeführt. Auch wenn diese Systeme MR-Bilder mit hoher räumlicher Auflösung in kurzen Messzeiten liefern, so können Ergebnisse dieser Studien wegen des unterschiedlichen Kontrastverhaltens schwer auf den Menschen übertragen werden, da klinische MR-Tomographen bei deutlich niedrigeren Feldstärken (typisch: 1,5 - 3 Tesla) betrieben werden. Um jedoch in klinischen Magnetresonanztomographen Untersuchungen an kleinen Tieren (Ratten, Mäuse) durchführen zu können, werden u.a. spezielle Hochfrequenzspulen benötigt, die auf die Größe und Körperform der Tiere angepasst sind. Kleintierspulen erhöhen die MR-Signalausbeute und ermöglichen so, bei gleicher Messzeit, die Akquisition räumlich höher aufgelöster Datensätze. Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Mäusespulenkonzepte für den Einsatz in klinischen Ganzkörpertomographen entwickelt.

Zunächst wurden Kleintierempfangsspulen für klinische 1,5-Tesla- und 3-Tesla-MR-Tomographen entwickelt. Aufgrund der hohen Sensitivität und Homogenität wurde die Solenoidgeometrie gewählt. Diese Geometrie war möglich, da bei der Bildgebung von Kleintieren Spule und Tier senkrecht zum Hauptmagnetfeld positioniert werden können. Eine Solenoid-Empfangsspule mit zwei Windungen wurde für einen 1,5-Tesla-Tomographen konzipiert. Um eine bessere Homogenität des Sensitivitätsprofils zu erzielen, wurden die Windungen doppelt ausgeführt. Einen Vergleich des SNR dieser optimierten Mäusespule mit dem zweier Spulen für die Humanbildgebung zeigte, dass die Mäusespule eine homogene Ausleuchtung mit einem hohen SNR kombiniert, um homogene Ganzkörperaufnahmen einer Maus zu erstellen.

Um das Gesichtsfeld der Spule noch weiter zu vergrößern, wurde ein Solenoid mit drei doppelt ausgeführten Windungen konstruiert und getestet. Die Erhöhung der Windungszahl von zwei auf drei erbrachte nur eine geringfügige Vergrößerung des Gesichtsfeldes, bei gleichem SNR. Das für 1,5 Tesla-Tomographen entwickelte Design wurde für den Einsatz in 3-Tesla-Tomographen weiterentwickelt und angepasst. Die 3-Tesla-Spulen lieferten Bilder mit dem 2,0 bzw. 2,2-fachen (bei 2 bzw. 3 Windungen) SNR der vergleichbaren 1,5T-Spulen. Prinzipiell ist bei Kleintierspulen eine größere Erhöhung des SNR möglich, jedoch begrenzt in den vorliegenden Fällen Verluste durch konservative elektrische Felder die maximale SNR-Ausbeute.

Mit den Spulen können bei guter Homogenität Ganzkörper-Schnittbilder einer Maus mit exzellentem SNR aufgenommen werden, weshalb sie inzwischen im Deutschen Krebsforschungszentrum routinemäßig eingesetzt werden.

Im nächsten Teil der Arbeit wurde eine Sechskanal-Phased-Array-Spule für 3-Tesla-Tomo-

graphen entwickelt, wobei ein neuartiges Verfahren zur wechselseitigen Entkopplung der Kanäle und zur Ortskodierung zum Einsatz kam [KUM⁺08]. Die Spulenelemente wurden in drei verschiedenen Geometrien gefertigt: Als einfache Loop-Elemente, einfach überkreuzte Butterfly-Elemente und zweifach überkreuzte Saddle-Train-Elemente. Ziel dieser Entwicklung war, durch die Geometrie der Spulen eine Spulenempfindlichkeit zu erzeugen, die eine Beschleunigung der Bildaufnahme durch Techniken der parallelen Bildgebung in beliebige Raumrichtungen ermöglicht.

Die wechselseitige Kopplung der Spulenelemente, die hierbei störend auftritt, konnte sowohl durch die geometrische Form als auch durch die Verwendung geeigneter Vorverstärker auf Werte ≤ -25 dB reduziert werden. In Phantomexperimenten wurde das SNR von Bildern mit und ohne parallele Bildgebung pixelweise bestimmt. Die Ergebnisse zeigten, dass sich bei Beschleunigungsfaktoren von $R = 2$ das SNR kaum vom theoretisch maximal erreichbaren SNR unterschied.

Mit dieser Spule konnte unter Einsatz der parallelen Bildgebung eine kontrastmittelverstärkte First-Pass-Angiographie an einer Maus mit einer zeitlichen Auflösung von 180 ms durchgeführt werden.

Der dritte Teil der Arbeit widmete sich der Verbesserung der Kompensation physiologischer Bewegungen. Die Bildgebung des schlagenden Herzens oder anderer periodisch bewegter Organe ist aufgrund der langen Bildakquisitionszeiten im Vergleich zu den typischen Herzraten eine Herausforderung. Eine Lösung bietet die Synchronisation der Bildgebung mit der Bewegung. Information über die Bewegung kann direkt aus dem MR-Signal gewonnen werden (sog. *Selfgating*). Aufgrund der deutlich höheren Herzfrequenz und der geringen Größe einer Maus ist die Aufnahme eines Selfgating-Signals an Mäuseherzen jedoch wesentlich schwieriger als am Menschen. Deshalb wurde in dieser Arbeit eine induktiv gekoppelte Spule (SG-Spule) vorgestellt, deren Sensitivitätsbereich auf das Mäuseherz beschränkt ist, um von der Herzbewegung herrührende Signalvariationen mit maximaler Signalintensität detektieren zu können [KUS⁺09]. Die Spule kann durch ein Lichtsignal dynamisch verstimmt werden, um während der Untersuchungen keine Artefakte zu erzeugen.

In Phantomexperimenten konnten die Auswirkungen der SG-Spule auf das Signal und das Rauschen untersucht und die Anwendung optimiert werden. Im Tierversuch wurde mit dieser Spule eine Verstärkung des SG-Signals um mindestens 40%, im Vergleich zu Messungen ohne SG-Spule, gemessen.

Die in dieser Arbeit entwickelten Hardwarekonzepte bieten Hilfsmittel zur vereinfachten und verbesserten Bildgebung von Kleintieren in klinischen Ganzkörpermographen. Insbesondere dynamische Messungen, die eine schnelle und bewegungskompensierte Bildgebung erfordern, werden in ihrer Anwendung erleichtert. Dadurch lässt sich die präklinische Forschung genauer und in kürzerer Zeit durchführen, um neue Medikamente und Therapieformen schnell und effizient zu entwickeln.

A. MAGNETOM Symphony

Magnet

- Kompakter 1,5-Tesla-Magnet (Länge: 160 cm, Innendurchmesser der Bohrung: 60 cm)
- Magnetgewicht inkl. Helium: 4050 kg
- Hohes DSV (*Diameter Spherical Volume*) mit hoher Homogenität über 50 cm

Gradientensystem

- Max. Gradientenfeldstärke: 30 mT/m
- Max. Rampenanstiegszeit (*Slew Rate*): 125 mT/(m · ms)
- Max. Gesichtsfeld (FOV): 50 cm
- Wassergekühlte Gradientenverstärker in *Solid-State*-Technologie für ein minimales T_R von 1,8 ms und minimales T_E von 0,8 ms bei einer 256×256 -Matrix.

Hochfrequenzsystem

- Bis zu 16 CP Spulenelemente von bis zu 8 verschiedenen integrierten IPA(Integrated Panoramic Array) erlauben es bis zu 8 Spulen gleichzeitig einzusetzen.
- Integrated Panoramic Positioning (IPP) ermöglicht eine fernbedienbare Patientenpositionierung über die MR-Konsole in Kombination mit automatischer Tischverschiebung.

Computer

- Softwareplattform *Syngo* für medizinische Anwendungen bei allen bildgebenden Modalitäten.

Quelle: <http://www.medical.siemens.com>



Abbildung A.1.: MAGNETOM Symphony, 1,5 T MR-Tomograph am DKFZ.

B. MAGNETOM TIM Trio

Magnet

- 3-Tesla-Magnet mit kurzer Bohrung (Länge: 160 cm).
- Homogenität: 0,25 ppm VRMS für ein 40 cm DSV (*Diameter Spherical Volume*) 1 ppm VRMS für ein 50 cm DSV.
- *Zero boil-off magnet* (integrierter Helium-Rückverflüssiger).

Gradientensystem

- Max. Gradientenfeldstärke: 45 mT/m.
- Max. Rampenanstiegszeit (*Slew Rate*): 200 mT/(m · ms).
- Max. Gesichtsfeld (FOV): 50 cm.
- Wassergekühlte Gradientenverstärker in *Solid-State*-Technologie für ein minimales T_R von 1,5 ms und minimales T_E von 0,6 ms bei einer 256×256 -Matrix.

Hochfrequenzsystem

- Bis zu 102 nahtlos integrierte Spulenelemente mit bis zu 32 Empfangskanälen.
- *iPAT²*. Parallele Bildgebung bis zu Beschleunigungsfaktoren von 16.

Computer

- Softwareplattform *Syngo* für medizinische Anwendungen bei allen bildgebenden Modalitäten.

Quelle: <http://www.medical.siemens.com>



Abbildung B.1.: MAGNETOM TIM Trio, 3 T MR-Tomograph am Deutschen Krebsforschungszentrum.

Literaturverzeichnis

- [Abr83] ABRAGAM, A.: *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, 1983
- [AFSLP93] AKOKA, S. ; FRANCONI, F. ; SEGUIN, F. ; LE PAPE, A.: Radiofrequency map of an NMR coil by imaging. In: *Magn Reson Imaging* 11 (1993), Nr. 3, S. 437–441
- [BAK⁺02] BAMMER, R. ; AUER, M. ; KEELING, S.L. ; AUGUSTIN, M. ; STABLES, L.A. ; PROKESCH, R.W. ; STOLLBERGER, R. ; MOSELEY, M.E. ; FAZEKAS, F.: Diffusion tensor imaging using single-shot SENSE-EPI. In: *Magn Reson Med* 48 (2002), Nr. 1, S. 128–136
- [BB06] BRAU, A.C. ; BRITAIN, J.H.: Generalized self-navigated motion detection technique: Preliminary investigation in abdominal imaging. In: *Magn Reson Med* 55 (2006), Nr. 2, S. 263–270
- [BGRM00] BARBERI, E.A. ; GATI, J.S. ; RUTT, B.K. ; MENON, R.S.: A transmit-only/receive-only (TORO) RF system for high-field MRI/MRS applications. In: *Magn Reson Med* 43 (2000), Nr. 2, S. 284–289
- [BHP46a] BLOCH, F. ; HANSEN, W.W. ; PACKARD, M.: Nuclear induction. In: *Phys Rev* 70 (1946), Nr. 7-8, S. 460–474
- [BHP46b] BLOCH, F. ; HANSEN, W.W. ; PACKARD, M.: The nuclear induction experiment. In: *Phys Rev* 70 (1946), Nr. 7-8, S. 474–485
- [BJSJ06] BEUF, O. ; JAILLON, F. ; SAINT-JALMES, H.: Small-animal MRI: signal-to-noise ratio comparison at 7 and 1.5 T with multiple-animal acquisition strategies. In: *Magn Reson Mater Phy* 19 (2006), Nr. 4, S. 202–208
- [BKH03] BOCK, N.A. ; KONYER, N.B. ; HENKELMAN, R.M.: Multiple-mouse MRI. In: *Magn Reson Med* 49 (2003), Nr. 1, S. 158–167
- [BKZ04] BERNSTEIN, M.A. ; KING, K.F. ; ZHOU, X.J.: *Handbook of MRI Pulse Sequences*. Academic Press, 2004
- [Bos85] BOSKAMP, E.B.: Improved surface coil imaging in MR: decoupling of the excitation and receiver coils. In: *Radiology* 157 (1985), Nr. 2, S. 449–452

- [CLZ⁺04] CROWE, M.E. ; LARSON, A.C. ; ZHANG, Q. ; CARR, J. ; WHITE, R.D. ; LI, D. ; SIMONETTI, O.P.: Automated rectilinear self-gated cardiac cine imaging. In: *Magn Reson Med* 52 (2004), Nr. 4, S. 782–788
- [CT65] COOLEY, J.W. ; TUKEY, J.W.: An algorithm for the machine computation of complex Fourier series. In: *Mathematics of Computation* 19 (1965), Nr. 90, S. 297–301
- [DASM04] DUENSING, G.R. ; AKAO, J. ; SAYLOR, C. ; MOLYNEAUX, D.: Conductor losses in many channel RF coil arrays. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 12, 2004, S. 1583
- [DBF96] DUENSING, G.R. ; BROOKER, H.R. ; FITZSIMMONS, J.R.: Maximizing signal-to-noise ratio in the presence of coil coupling. In: *J Magn Reson, Series B* 111 (1996), Nr. 3, S. 230–235
- [DEK⁺07] DOTY, F.D. ; ENTZMINGER, G. ; KULKARNI, J. ; PAMARTHY, K. ; STAAB, J.P.: Radio frequency coil technology for small-animal MRI. In: *NMR Biomed* 20 (2007), Nr. 3, S. 304–25
- [DSE⁺88] DAMJI, A.A. ; SNYDER, R.E. ; ELLINGER, D.C. ; WITKOWSKI, F.X. ; ALLEN, P.S.: RF interference suppression in a cardiac synchronization system operating in a high magnetic field NMR imaging system. In: *Magn Reson Imaging* 6 (1988), Nr. 6, S. 637–640
- [EGHR86] EDELSTEIN, W.A. ; GLOVER, G.H. ; HARDY, C.J. ; REDINGTON, R.W.: The intrinsic signal-to-noise ratio in NMR imaging. In: *Magn Reson Med* 3 (1986), Nr. 4, S. 604–618
- [EHM86] EDELSTEIN, W.A. ; HARDY, C.J. ; MUELLER, O.M.: Electronic decoupling of surface-coil receivers for NMR imaging and spectroscopy. In: *J Magn Reson* 67 (1986), Nr. 1, S. 156–161
- [GJC⁺99] GRISWOLD, M.A. ; JAKOB, P.M. ; CHEN, Q. ; GOLDFARB, J.W. ; MANNING, W.J. ; EDELMAN, R.R. ; SODICKSON, D.K.: Resolution Enhancement in Single-Shot Imaging Using Simultaneous Acquisition of Spatial Harmonics (SMASH). In: *Magn Reson Med* 41 (1999), Nr. 6, S. 1236–1245
- [GJH⁺02] GRISWOLD, M.A. ; JAKOB, P.M. ; HEIDEMANN, R.M. ; NITTKA, M. ; JELLUS, V. ; WANG, J. ; KIEFER, B. ; HAASE, A.: Generalized Autocalibrating Partially Parallel Acquisitions (GRAPPA). In: *Magn Reson Med* 47 (2002), Nr. 6, S. 1202–1210

- [GWL⁺07] GAREIS, D. ; WICHMANN, T. ; LANZ, T. ; MELKUS, G. ; HORN, M. ; JAKOB, P.M.: Mouse MRI using phased-array coils. In: *NMR Biomed* 20 (2007), Nr. 3, S. 326–334
- [Gys03] GYSEL, U.: *Elektrotechnik und Signalverarbeitung*. Vorlesungsskript ZHW, Departement Technik, Informatik und Naturwissenschaften, 2003
- [Hah50] HAHN, E.L.: Spin Echoes. In: *Phys Rev* 80 (1950), Nr. 4, S. 580–594
- [HFM⁺86] HAASE, A. ; FRAHM, J. ; MATTHAEI, D. ; HÄNICKE, W. ; MERBOLDT, K.D.: FLASH imaging rapid NMR imaging using low flip-angle pulses. In: *J Magn Reson* 67 (1986), Nr. 2, S. 258–266
- [HL79] HOULT, D.I. ; LAUTERBUR, P.C.: The sensitivity of the zeugmatographic experiment involving human samples. In: *J Magn Reson* 34 (1979), Nr. 2, S. 425–433
- [HLH00] HAJNAL, J.V. ; LARKMAN, D.J. ; HERLIHY, D.J.: An array that exploits phase for SENSE imaging. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 8, 2000, S. 1719
- [Hou78] HOULT, D.I.: The NMR receiver: a description and analysis of design. In: *Progress in NMR Spectroscopy* 12 (1978), S. 41–77
- [Hou00] HOULT, D.I.: The principle of reciprocity in signal strength calculations- A mathematical guide. In: *Concepts in Magn Reson* 12 (2000), Nr. 4, S. 173–187
- [HR76] HOULT, D.I. ; RICHARDS, R.E.: The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment. In: *J Magn Reson* 24 (1976), Nr. 1, S. 71–85
- [HT02] HOULT, D.I. ; TOMANEK, B.: Use of mutually inductive coupling in probe design. In: *Concepts in Magn Reson* 15 (2002), Nr. 4, S. 262–285
- [HTB99] HAACKE, E.M. ; THOMPSON, M.R. ; BROWN, R.W.: *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design*. 3. Auflage. Wiley & Sons, 1999
- [Jac62] JACKSON, J.D.: *Classical Electrodynamics*. Wiley & Sons, 1962
- [JCGH02] JOHNSON, G.A. ; COFER, G.P. ; GEWALT, S.L. ; HEDLUND, L.W.: Morphologic phenotyping with MR microscopy: The visible mouse 1. In: *Radiology* 222 (2002), Nr. 3, S. 789–793
- [Joh28] JOHNSON, J.B.: Thermal agitation of electricity in conductors. In: *Phys Rev* 32 (1928), Nr. 1, S. 97–109
- [KBP⁺03] KUGEL, H. ; BREMER, C. ; PÜSCHEL, M. ; FISCHBACH, R. ; LENZEN, H. ; TOMBACH, B. ; VAN AKEN, H. ; HEINDEL, W.: Hazardous situation in the MR bore: induction in ECG leads causes fire. In: *European Radiology* 13 (2003), Nr. 4, S. 690–694

- [KRBB90] KELTNER, J.R. ; ROOS, M.S. ; BRAKEMAN, P.R. ; BUDINGER, T.F.: Magneto-hydrodynamics of blood flow. In: *Magn Reson Med* 16 (1990), Nr. 1, S. 139–149
- [KUM⁺07] KORN, M. ; UMATHUM, R. ; MUELLER, S. ; SEMMLER, W. ; BOCK, M.: A radiative heater for small animal coils to prevent hypothermia. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 15, 2007, S. 3280
- [KUM⁺08] KORN, M. ; UMATHUM, R. ; MÜLLER, S. ; SEMMLER, W. ; BOCK, M.: A 6-element coil array for parallel imaging in arbitrary directions. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 16, 2008, S. 436
- [KUS⁺09] KORN, M. ; UMATHUM, R. ; SCHULZ, J. ; KRAFFT, A.J. ; SEMMLER, W. ; BOCK, M.: An optically detunable coil for improved self gating in small animals. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 17, 2009. – accepted
- [LAG⁺02] LEWIS, J.S. ; ACHILEFU, S. ; GARBOW, J.R. ; LAFOREST, R. ; WELCH, M.J.: Small animal imaging current technology and perspectives for oncological imaging. In: *European Journal of Cancer* 38 (2002), Nr. 16, S. 2173–2188
- [Lau73] LAUTERBUR, P.C.: Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance. In: *Nature* 242 (1973), Nr. 5394, S. 190–191
- [LGD05] LEDDEN, P.J. ; GELDEREN, P.V. ; DUYN, J.: Birdcage volume transmit, eight channel receive array system for brain imaging at 7T. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 13, 2005, S. 322
- [LL60] LANDAU, L.D. ; LIFSHITZ, E.M.: *Electromagnetics of continuous media*. Pergamon, 1960
- [Man77] MANSFIELD, P.: Multi-planar image formation using NMR spin echoes. In: *J Phys C* 10 (1977), Nr. L55, S. 349–352
- [MLB06] MISPELTER, J. ; LUPU, M. ; BRIGUET, A.: *NMR Probeheads for Biophysical and Biomedical Experiments: Theoretical Principles and Practical Guidelines*. Imperial College Press, 2006
- [MMM05] MCCONVILLE, P. ; MOODY, J.B. ; MOFFAT, B.A.: High-throughput magnetic resonance imaging in mice for phenotyping and therapeutic evaluation. In: *Current opinion in chemical biology* 9 (2005), Nr. 4, S. 413–420
- [Nyq28] NYQUIST, H.: Thermal agitation of electric charge in conductors. In: *Phys Rev* 32 (1928), Nr. 1, S. 110–113

- [OLMS04] OHLIGER, M.A. ; LEDDEN, P. ; MCKENZIE, C.A. ; SODICKSON, D.K.: Effects of inductive coupling on parallel MR image reconstructions. In: *Magn Reson Med* 52 (2004), Nr. 3, S. 628–639
- [Opp06] OPPELT, A. (Hrsg.): *Imaging Systems for Medical Diagnostics: Fundamentals, Technical Solutions and Applications for Systems Applying Ionizing Radiation, Nuclear Magnetic Resonance and Ultrasound*. 3. Auflage. Publicis Corporate Publishing, 2006
- [OS06] OHLIGER, M.A. ; SODICKSON, D.K.: An introduction to coil array design for parallel MRI. In: *NMR Biomed* 19 (2006), Nr. 3, S. 300–315
- [PBG82] POLSON, M.J.R. ; BARKER, A.T. ; GARDINER, S.: The effect of rapid rise-time magnetic fields on the ECG of the rat. In: *Clinical Physics and Physiological Measurement* 3 (1982), S. 231–234
- [Poz05] POZAR, D.M.: *Microwave Engineering*. 3. Auflage. Wiley & Sons, 2005
- [PTP46] PURCELL, E.M. ; TORREY, H.C. ; POUND, R.V.: Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. In: *Phys Rev* 69 (1946), Nr. 1-2, S. 37–38
- [PWSB99] PRUESSMANN, K.P. ; WEIGER, M. ; SCHEIDEGGER, M.B. ; BOESIGER, P.: SENSE: Sensitivity encoding for fast MRI. In: *Magn Reson Med* 42 (1999), Nr. 5, S. 952–962
- [PWWB02] PRUESSMANN, K. ; WEIGER, M. ; WIESINGER, F. ; BOESIGER, P.: An investigation into the role of coil coupling in parallel imaging. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 10, 2002
- [RE87] ROEMER, P.B. ; EDELSTEIN, W.A.: Ultimate sensitivity limits of surface coils. In: *Proceedings of the 6th Annual Meeting of SMRM, New York, 1987*
- [REH⁺90] ROEMER, P.B. ; EDELSTEIN, W.A. ; HAYES, C.E. ; SOUZA, S.P. ; MUELLER, O.M.: The NMR phased array. In: *Magn Reson Med* 16 (1990), Nr. 2, S. 192–225
- [RWD⁺05] REEDER, S.B. ; WINTERSPERGER, B.J. ; DIETRICH, O. ; LANZ, T. ; GREISER, A. ; REISER, M.F. ; GLAZER, G.M. ; SCHOENBERG, S.O.: Practical approaches to the evaluation of signal-to-noise ratio performance with parallel imaging: Application with cardiac imaging and a 32-channel cardiac coil. In: *Magn Reson Med* 54 (2005), Nr. 3, S. 748–754
- [RWJ88] ROKEY, R. ; WENDT, R.E. ; JOHNSTON, D.L.: Monitoring of acutely ill patients during nuclear magnetic resonance imaging: use of a time-varying filter electrocardiographic gating device to reduce gradient artifacts. In: *Magn Reson Med* 6 (1988), Nr. 2, S. 240–245

- [RWP95] REYKOWSKI, A. ; WRIGHT, S.M. ; PORTER, J.R.: Design of matching networks for low noise preamplifiers. In: *Magn Reson Med* 33 (1995), Nr. 6, S. 848–852
- [RZMK38] RABI, I.I. ; ZACHARIAS, J.R. ; MILLMAN, S. ; KUSCH, P.: A new method of measuring nuclear magnetic moment. In: *Phys Rev* 53 (1938), Nr. 4, S. 318
- [SBHSL86] SCHNALL, M.D. ; BARLOW, C. ; HARIHARA SUBRAMANIAN, V. ; LEIGH, J.S.J.R.: Wireless implanted magnetic resonance probes for in vivo NMR. In: *J Magn Reson* 68 (1986), Nr. 1, S. 161–167
- [Sch08] SCHULZ, J.: *Kleintierbildgebung am 1,5 T MRTomographen: Techniken für 0,01-mm³-Auflösung, T₁-Bestimmung und flusskompensiertes Selfgating*, Universität Heidelberg, Diss., 2008
- [SCZW05] SUTTON, B.P. ; CIOBANU, L. ; ZHANG, X. ; WEBB, A.: Parallel imaging for NMR microscopy at 14.1 Tesla. In: *Magn Reson Med* 54 (2005), Nr. 1, S. 9–13
- [SDR07] SCHOENBERG, S.O. (Hrsg.) ; DIETRICH, O. (Hrsg.) ; REISER, M.F. (Hrsg.): *Parallel Imaging in Clinical MR Applications* . 1. Auflage. Springer, Berlin, 2007
- [SF02] SPENCE, D.K. ; FUJITA, H.: A new coil array for SENSE imaging with four or eight receivers. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 10, 2002
- [She88] SHETTY, A.N.: Suppression of radiofrequency interference in cardiac gated MRI: a simple design. In: *Magn Reson Med* 8 (1988), Nr. 1, S. 84–88
- [SKD⁺08] SCHULZ, J. ; KORN, M. ; DEIMLING, M. ; SEMMLER, W. ; BOCK, M.: Flow-compensated self-gating. In: *Magn Reson Mater Phy* 21 (2008), S. 307–315
- [Sli89] SLICHTER, C.P.: *Principles of Magnetic Resonance*. 3. Auflage. Springer, Berlin, 1989
- [Sod99] SODICKSON, D.K.: *Simultaneous acquisition of spatial harmonics (SMASH): ultra-fast imaging with radiofrequency coil arrays*. Juni 8 1999. – US Patent 5,910,728
- [Spe06] SPENCE, D.K.: *Array Combination for Parallel Imaging in Magnetic Resonance Imaging*, Texas A&M University, Diss., 2006
- [Ten05] TENFORDE, T.S.: Magnetically induced electric fields and currents in the circulatory system. In: *Progress in Biophysics and Molecular Biology* 87 (2005), Nr. 2-3, S. 279–288
- [Ter55] TERMAN, F.E.: *Electronic and Radio Engineering*. 4. Auflage. McGraw-Hill Book Company, 1955

- [TOO67] TOGAWA, T. ; OKAI, O. ; OSHIMA, M.: Observation of blood flow EMF in externally applied strong magnetic field by surface electrodes. In: *Med Biol Eng* 5 (1967), Nr. 2, S. 169–70
- [UJH⁺04] ULLMANN, P. ; JUNGE, S. ; HENNEL, F. ; NAUERH, A. ; PANAGIOTELIS, I. ; RUHM, W. ; HENNIG, J.: High field parallel imaging in rats. In: *Proc Intl Soc Mag Reson Med* Bd. 11, 2004, S. 1610
- [WKB⁺04] WEISS, S. ; KUEHNE, T. ; BRINKERT, F. ; KROMBACH, G. ; KATOH, M. ; SCHAEFFTER, T. ; GUENTHER, R.W. ; BUECKER, A.: In vivo safe catheter visualization and slice tracking using an optically detunable resonant marker. In: *Magn Reson Med* 52 (2004), Nr. 4, S. 860–868
- [WLM⁺92] WOLF, R.F.E. ; LAM, K.H. ; MOOYAART, E.L. ; BLEICHRODT, R.P. ; NIEUWENHUIS, P. ; SCHAKENRAAD, J.M.: Magnetic resonance imaging using a clinical whole body system: an introduction to a useful technique in small animal experiments. In: *Laboratory Animals* 26 (1992), Nr. 3, S. 222–227
- [WPO⁺02] WEIGER, M. ; PRUESSMANN, K.P. ; OSTERBAUER, R. ; BORNERT, P. ; BOESIGER, P. ; JEZZARD, P.: Sensitivity-encoded single-shot spiral imaging for reduced susceptibility artifacts in BOLD fMRI. In: *Magn Reson Med* 48 (2002), Nr. 5, S. 860–866
- [WQW⁺07] WU, B. ; QU, P. ; WANG, C. ; YUAN, J. ; SHEN, G.X.: Interconnecting L/C components for decoupling and its application to low-field open MRI array. In: *Concepts in Magn Reson Part B* 31 (2007), Nr. 2, S. 116–126
- [WRD95] WANG, J. ; REYKOWSKI, A. ; DICKAS, J.: Calculation of the signal-to-noise ratio for simple surface coils and arrays of coils [magnetic resonance imaging]. In: *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* 42 (1995), Nr. 9, S. 908–917
- [WrRVrJ88] WENDT 3RD, R.E. ; ROKEY, R. ; VICK 3RD, G.W. ; JOHNSTON, D.L.: Electrocardiographic gating and monitoring in NMR imaging. In: *Magn Reson Imaging* 6 (1988), Nr. 1, S. 89–95
- [WZD⁺00] WONG, E.Y. ; ZHANG, Q. ; DUERK, J.L. ; LEWIN, J.S. ; WENDT, M.: An optical system for wireless detuning of parallel resonant circuits. In: *J Magn Reson Imaging* 12 (2000), Nr. 4, S. 632–638

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die bei der Erstellung meiner Doktorarbeit behilflich waren und die meine Zeit am DKFZ so angenehm machten. Mein besonderer Dank gilt:

Dr. Michael Bock für die Aufnahme als „Bocktorand“ in seine Arbeitsgruppe, die gute Betreuung, viele Ratschläge und die ständige Unterstützung;

Dr. Reiner Umathum für Rat und Hilfe in allen Elektronik- und Hochfrequenzangelegenheiten und viele Diskussionen bei noch viel mehr Tassen Kaffee;

Prof. Dr. Peter Bachert für die Vertretung der Arbeit gegenüber der Fakultät;

Prof. Dr. Uwe Oelfke für die Übernahme der Zweitgutachterschaft;

Prof. Dr.Dr. Wolfhard Semmler für die Möglichkeit meine Doktorarbeit in der Abteilung *Medizinische Physik in der Radiologie* am DKFZ anzufertigen.

Bei allen Mitarbeitern, ehemaligen Mitarbeitern und Gästen der Arbeitsgruppe(n) von Michael Bock möchte ich mich herzlich bedanken: Barbara Dillenberger die in praktischen und organisatorischen Angelegenheiten alles wusste, alles zeigen konnte und mir wirklich eine große Menge Arbeit abgenommen hat; Axel Krafft für viele fachliche und weniger fachliche Diskussionen; Dr. Jessica Schulz die mir als Mitstreiterin im Eisenherz-Projekt eine große Hilfe war; André de Oliveira für Wortspiele, IDEAs und eine Fahrt nach München; Dr. Jaane Rauschenberg für Feiern in der Altstadt; Dr. Sven Müller für ostdeutsche Sprachkenntnisse und gute Anregungen; Stefan Alt dem Worte wie „Kneipche“, „Kroppe“ und „Kolder“ genauso geläufig sind wie mir; Ann-Kathrin Homagk für Gespräche über Fußball und andere wichtige Themen; Florian Maier für Abendessen im Café Botanik; Ke Zhang für chinesisches Vokabular und chinesisches Essen; Dr. Sebastian Schmitter für viele Gespräche und nützliche Ratschläge; Behrooz Fathinejad der immer aufmunternde Worte parat hatte; Christian Kindtner für seine Hilfsbereitschaft; Marco Müller für tolle Porträtfotos; Eissa Aguor (kind man), Sebastian Brenner, Robert Dürichen, Stefan Ueltzhöffer, Emilia Kawa, Corinna Maier, Gurpreet Singh Sandhu, Nurzhas Nurpeisso, Stefan Hoffmann, Sören Johst, Céline Pitsaer und Karl Petri für die gute Arbeitsatmosphäre und eine Menge Spaß.

Dank für die Hilfe bei Kleintierexperimenten gebührt Dr. Manfred Jugold, Dr. Jürgen Jenne, Marie Krause, Stefan Zwick und Sarah Flößer.

Auch den Mitgliedern und Leitern aller anderen Arbeits- und Projektgruppen in der Abteilung *Medizinische Physik in der Radiologie* möchte ich danken. Besonders nennen möchte ich Armin Nagel, Jens Gröbner, Moritz Berger, Sarah Snyder und Dr. Jörg Peter.

Danke an das Team der feinmechanischen Werkstatt um Herrn Heinrich Rühle für die sorgfältig gefertigten Spulengehäuse, Halterungen und sonstigen Aufbauten.

Für die Hilfe in allen organisatorischen Angelegenheiten möchte ich Frau Sabine Fritz und Frau Sarah Koch danken.

Herzlichen Dank an Helmut Stark von der Firma *Stark Contrast MRI Coils Research* für die investierte Zeit und viele hilfreiche Ratschläge. Ebenso danke ich Dr. Arne Hengerer und Dr. Hubertus Fischer von der Firma *Siemens Healthcare*.

Ein Dankeschön auch an Liane, Christian und Daniel. Ihr habt mir mehr geholfen als Euch bewusst ist.

Besonderer Dank gilt meiner Mutter für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht.

Diese Arbeit wurde gefördert durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung
unter dem Kennzeichen 13N8895 (Projekt EISENHERZ).