

*Entwicklung eines Solenoidspulenarrays für die simultane
MR-Bildgebung von Kleintieren*

von

Jain Mangalathu Arumana

Diplomarbeit im Studiengang
Medizintechnik

Fachhochschule Giessen-Friedberg, Bereich Giessen
Fachbereich Krankenhaus- und Medizintechnik,
Umwelt- und Biotechnologie (KMUB)

durchgeführt am:



Deutsches Krebsforschungszentrum,
Im Neuenheimer Feld 280, 69120 Heidelberg

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Klemens Zink, Dipl. Phys. (FH Giessen-Friedberg)

Koreferent: Dr. rer. nat. Michael Bock, Dipl. Phys. (DKFZ)

Giessen, Oktober 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Kernspinresonanz	3
2.1.1	Kernspin und magnetisches Moment	3
2.1.2	Einfluss äußerer Magnetfelder.....	3
2.1.3	Makroskopische Magnetisierung.....	4
2.1.4	Resonanzanregung.....	5
2.1.5	Relaxation der Magnetisierung.....	6
2.2	Magnetresonanzbildgebung.....	8
2.2.1	Gradientenfelder	8
2.2.2	Spinecho- und Gradientenecho.....	9
2.2.3	Ortskodierung	11
2.2.4	Dekodierung	13
2.2.5	FLASH	13
2.3	Hochfrequenzspulen	15
2.3.1	Solenoidspule	15
2.3.2	Birdcagespule	16
2.3.3	Sendespule.....	16
2.3.4	Empfangsspule	17
2.4	Signal-Rausch-Verhältnis.....	18
2.4.1	Das Reziprozitätsprinzip	18
2.4.2	Verlustmechanismen	19
2.4.3	Kopplung	20
2.4.4	Signal- und Rauschspannung	22
2.4.5	Spulengüte und Füllfaktor	22
2.4.6	Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses	23
2.5	Anpassung	25
2.5.1	Impedanzanpassung.....	25
2.5.2	Funktionsweise der Leistungs- und Rauschanpassung.....	26
3	Material und Methoden	28
3.1	Anforderung und Ziele	28
3.2	Sequenzparameter.....	29

3.3	Hochfrequenz-Kleintierspulen.....	29
3.3.1	Mechanischer Aufbau der Einzelspule.....	29
3.3.2	Spulenhaltung.....	30
3.3.3	Optimale Windungszahl.....	31
3.3.4	Optimaler Abstand der Spule zum Messobjekt.....	32
3.3.5	Sensitivitätsprofil.....	33
3.3.6	Sensitivitätsmessung.....	34
3.4	Mechanischer Aufbau der Abschirmung.....	34
3.5	Anpassnetzwerk.....	35
3.5.1	Reflexion und Transmission.....	35
3.5.2	Leistungsanpassung.....	36
3.5.3	Rauschanpassung.....	37
3.5.4	Vorverstärkerschaltung.....	38
3.6	Mantelwellensperre.....	39
3.7	Lastphantome.....	40
3.8	Methode zur Bestimmung der Referenzspannung.....	40
3.9	Mechanischer Aufbau des Sende-Empfangs-Tierresonator.....	41
4	Messungen und Ergebnisse.....	42
4.1	Optimierung der Spulenparameter.....	42
4.1.1	Windungszahl.....	42
4.1.2	Abstand zum Messobjekt.....	43
4.1.3	Vergleich der Sensitivitätsprofile.....	44
4.1.4	Homogenität.....	45
4.1.5	Leiterquerschnitt.....	46
4.2	Abschirmung.....	48
4.2.1	Kopplung benachbarter Spulen.....	49
4.2.2	Signaländerung bei Abschirmung.....	49
4.2.3	Optimierung der Abschirmung.....	50
4.2.4	Koppelfaktor.....	52
4.3	Anpassnetzwerk.....	53
4.3.1	Reflexion und Transmission.....	53
4.3.2	Rausch- und Leistungsanpassung.....	55
4.4	Vergleich des Spulenarrays mit dem Tierresonator.....	55

4.5	Tierexperimente.....	56
5	Diskussion	58
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	66
	Literaturverzeichnis.....	68
	Anhänge.....	73
	Anhang A: Berechnung Verstärkung in dB.....	73
	Anhang B: Geräte	74
	Anhang C: IDL-Programm zum Biot-Savart-Gesetz	75
	Anhang D: Messprotokolle.....	78
	Anhang E: Schmitt-Diagramm	79
	Eidesstattliche Erklärung.....	81
	Danksagung	82

1 Einleitung

In den vergangenen Jahrzehnten hat sich die Magnetresonanztomographie (MRT) zu einem der wichtigsten diagnostischen Verfahren in der Medizin entwickelt. Der Messeffekt der MRT beruht auf der kernmagnetischen Resonanz der Protonen im Körper, der zur Bildgebung genutzt wird. Im Gegensatz zu anderen bildgebenden Verfahren wie der Computertomographie (CT) oder Positronen-Emissions-Tomographie (PET) zeichnet sich die MRT dadurch aus, dass keine ionisierende Strahlung verwendet wird [Reis97]. Zudem ermöglicht sie es Schnittbilder mit hervorragendem Weichteilkontrast in beliebiger Orientierung nicht-invasiv zu erzeugen. Dies ist beispielsweise für Tierstudien in der Tumorthherapie von Interesse, da normalerweise die Charakterisierung von Malignomen immer mit einer Gewebeentnahme (Biopsie) zur histologischen Untersuchung verbunden ist.

Neben der morphologischen Bildgebung von Organen und Gefäßen ermöglicht die MRT auch die funktionelle Bildgebung. So sind beispielsweise nicht-invasive Messungen von Diffusion, Perfusion und des Blutflusses möglich. Die MRT stellt somit ein äußerst vielseitiges Verfahren zur Beantwortung von medizinischen Fragestellungen dar.

Die Signalintensität des Kernresonanzsignals wird in erster Linie durch folgende gewebe-spezifische Parameter bestimmt: die Dichte der Wasserstoffkerne (Spindichte ρ), die Spin-Gitter- (T_1) und die Spin-Spin-Relaxationszeit (T_2). Neben den gewebespezifischen Parametern wird die Signalintensität von den technischen Möglichkeiten eines MR-Tomographen, wie der Stärke des Magnetfeldes und der Leistungsfähigkeit des Gradientensystems, beeinflusst. Insbesondere jedoch hängt die Signalstärke von der Empfindlichkeit der eingesetzten Hochfrequenzspulen ab, mit denen die Erzeugung sowie die Detektion des Kernresonanzsignals überhaupt ermöglicht wird.

Kleintierstudien werden heute wegen der geringen Stärke des Magnetfeldes und des Gradientensystems nicht an 1,5 T-Ganzkörper-tomographen, sondern an dedizierten Hochfeld-MR-Tomographen für Kleintiere durchgeführt. Jedoch zeigte sich, dass die Ergebnisse dieser Tierstudien aufgrund der unterschiedlichen Relaxationszeiten gegenüber einem 1,5 T-Ganzkörper-tomographen auf den Menschen sehr schwer oder nicht übertragbar waren. Dies führte zu dem steigenden Interesse, klinische Studien an Kleintieren in Ganzkörper-tomographen durchzuführen. Daraus ergeben sich für die Bildgebung von Kleintieren folgende Vorteile: Verwendet man beispielsweise die integrierte Ganzkörperspule als Sende- und einen optimierten Kleintierresonator als Empfangsspule, so lässt sich ein homogenes Anregungsfeld mit hoher Empfangssensitivität kombinieren. Zudem ist es möglich, aufgrund der hohen Homogenität nicht nur einen Kleintierresonator im Ganzkörper-tomographen zu verwenden, sondern mit mehreren Resonatoren gleichzeitig mehrere Tiere abzubilden.

Zurzeit wird beispielsweise im Rahmen einer wissenschaftlichen Studie am Deutschen Krebsforschungszentrum (DKFZ) der Wirkmechanismus der Querschnittslähmung untersucht, die aus einer vollständigen oder partiellen Schädigung des Rückenmarkes resultiert [Fall78]. Hierzu werden Medikamente an Mäusen getestet, die nach Durchtrennung des

Rückenmarkes zu einer Regeneration der Nervenfasern führen sollen [Demj04]. In dieser Studie werden die Wirbelsäule und der Spinalkanal mit Hilfe der MRT über mehrere Wochen untersucht. Diese lassen sich in der MRT aufgrund der multiplanaren Schnittführung, des hohen Weichteilkontrastes und des Fehlens der aus der CT bekannten Knochenaufhärtungsartefakte sehr gut darstellen. Um in Kleintierstudien zu statistisch signifikanten Aussagen - beispielsweise über einen Therapieerfolg - zu gelangen, müssen jedoch eine Vielzahl von Tieren untersucht werden.

Motivation der vorliegenden Arbeit war es, ein Hochfrequenzspulenarray zu entwickeln, mit dem zwei Mäuse simultan in einem Ganzkörpertomographen untersucht werden können. Ziel war es dabei, Spulen zu konzipieren, die einen hohen Füllfaktor aufweisen, um ein möglichst hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) in den Schnittbildern zu erzielen. Die Gesamtmesszeit für die Datenaufnahme an zwei Tieren kann in einem Array mit zwei Einzelspulen durch die simultane Aufnahme um einen Faktor zwei reduziert werden. Gleichzeitig sollen die Einzelspulen im Vergleich zu einer bestehenden HF-Spule, die für größere Tiere wie Ratten konzipiert wurde, in Bezug auf das SNR noch verbessert werden. Die Optimierung der Spulen erfolgte im Rahmen der Arbeit anhand von Phantomexperimenten. Im Gegensatz zu aus der Literatur bekannten Kleintierspulenarrays [Bock03b] soll in dieser Arbeit auf spezielle Nachverarbeitung zur Signaltrennung der Einzelspulen verzichtet werden. Daher war vor allem die Reduzierung der Kopplung nah beieinander liegender Spulen wichtig, um das Spulenarray an jedem beliebigen MR-Tomographen mit einem Mehrkanalempfangssystem ohne Modifikation der Bildrekonstruktionsalgorithmen einsetzen zu können.

Die Ergebnisse der Phantommessungen wurden mit einem bereits vorhandenen Tierresonator verglichen. Abschließend erfolgte eine Evaluation des Spulenarrays in einer tierexperimentellen Pilotstudie.

In Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Grundlagen der Kernspinresonanz und Magnetresonanzbildgebung näher erläutert. In Kapitel 3 folgt eine Beschreibung der verwendeten Materialien und Methoden. Die Optimierungsansätze für die Spulenentwicklung und deren Ergebnisse in Phantom- sowie Tierstudien werden in Kapitel 4 präsentiert, die im anschließenden Kapitel 5 diskutiert werden. Abschließend erfolgen in Kapitel 6 eine Zusammenfassung und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Entwicklungsmöglichkeiten.

2 Grundlagen

2.1 Kernspinresonanz

Im folgenden Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen für das Verständnis der Kernspinresonanz beschrieben. Ausführlichere Behandlungen der Theorie findet man in [Abra89] und [Slic90].

2.1.1 Kernspin und magnetisches Moment

Alle Atomkerne mit einer ungeraden Anzahl von Protonen und/oder Neutronen, besitzen im Grundzustand einen von Null verschiedenen Eigendrehimpuls $\hbar\vec{I}$ bzw. (dimensionslosen) Kernspin \vec{I} . Dieser Kernspin bewirkt ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$, welches über die Proportionalitätskonstante γ mit dem Kernspin verknüpft ist:

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

Die Proportionalitätskonstante γ wird als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet und ist eine Konstante, die für jeden Kern charakteristisch ist. Der Kernspin wird üblicherweise in Einheiten des Planckschen Wirkungsquantums \hbar ($\hbar = h / 2\pi$) angegeben. Die Größe des Kernspins \vec{I} wird durch die Spinquantenzahl I charakterisiert. Grundsätzlich eignen sich alle Kerne mit einer Spinquantenzahl $I \neq 0$ für die Magnetresonanz (MR), da das Proton (1H) jedoch das im Körper am häufigsten vorkommende Atom ist und ein großes gyromagnetisches Verhältnis aufweist, kommt der 1H -MR-Bildgebung eine besondere Bedeutung in der Biologie und Medizin zu.

2.1.2 Einfluss äußerer Magnetfelder

Ohne äußeres Magnetfeld besitzt der Kernspin \vec{I} keine Vorzugsrichtung, längs der er sich ausrichten kann. Das Anlegen eines äußeren, zeitkonstanten Magnetfeld $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$ führt zur Aufspaltung der Energieniveaus des Kerns in $2I + 1$ Energiezustände, die auch als Kern-Zeeman-Niveaus bezeichnet werden (Abb. 2.1),

$$E = -\mu_z B_0 = -\gamma\hbar m B_0 \quad (2.2)$$

wobei μ_z die z-Komponente des magnetischen Moments ist und m die magnetische Quantenzahl des Kerns. Für sie sind die Werte $-I \leq m \leq I \pm 1$ erlaubt. Die Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Zuständen beträgt:

$$\Delta E = \gamma\hbar B_0 = \hbar\omega_0 \quad (2.3)$$

Daraus resultieren für das Wasserstoffproton mit $I = 1/2$ zwei Energiezustände, von denen einer parallel und einer antiparallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet ist. Durch

Einstrahlen eines zeitabhängigen elektromagnetischen Hochfrequenzfeldes mit der Kreisfrequenz $\omega_{\text{HF}} = \omega_0 = \gamma B_0$, die nach Gl. 2.3 der Energiedifferenz ΔE entspricht, kommt es zum Übergang zwischen den Energieniveaus. Für Protonen beträgt bei einem Grundfeld von $B_0 = 1,5 \text{ T}$ die Frequenz $\omega = 63,685 \text{ MHz}$ [Reis97].

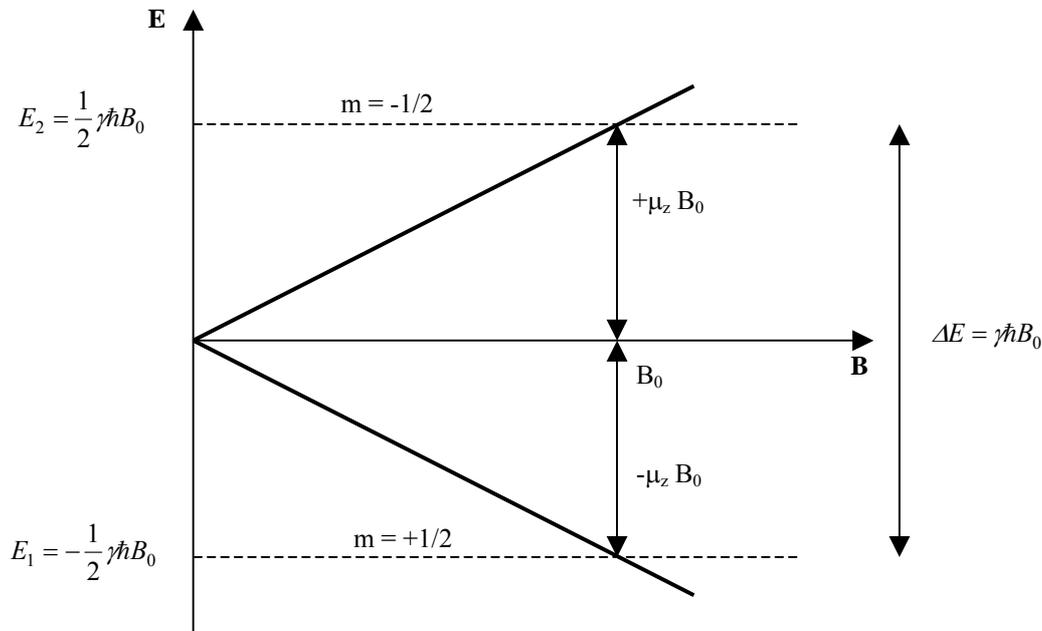


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Kern-Zeeman-Niveaus für Protonen nach Anlegen eines Magnetfeldes B_0

2.1.3 Makroskopische Magnetisierung

In der Kernspinresonanz wird nicht das Verhalten eines einzelnen magnetischen Momentes μ beobachtet, sondern die makroskopische Magnetisierung \vec{M} , welche durch die Summe aller magnetischer Momente μ_i eines Ensembles von Kernen gebildet wird. In Abschn. 2.1.2 wurde bereits die Richtungsquantelung der Spinensembles beschrieben. Die Boltzmann-Statistik beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit im thermischen Gleichgewicht der Spinensembles bei hohen Temperaturen. Entspricht die Besetzungszahl n_2 dem energiereicheren Niveau des Protons und n_1 dem energieärmeren, so ergibt sich das Verhältnis der Besetzungszahlen zu

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\frac{-\Delta E}{kT}} = e^{\frac{-\gamma \hbar B_0}{kT}} \quad (2.4)$$

Aus Gl. 2.4 ist zu erkennen, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit von der Stärke des Magnetfeldes B_0 , sowie von der Temperatur T abhängt. Für Protonen ergibt sich bei $T = 300 \text{ K}$ und $B_0 = 1,5 \text{ T}$ ein Besetzungszahlunterschied von nur 10^{-6} . Dennoch reicht dieser geringe Unterschied für die Bildgebung in der MRT aus, da eine große Anzahl N von

Protonen (ca. 10^{19} Protonen pro mm^3 Körpergewebe) zur Magnetisierung beiträgt. Das zeitliche Verhalten der Magnetisierung $\vec{M}(t)$ unter Einfluss eines äußeren, zeitabhängigen Magnetfeldes $\vec{B}(t)$ kann durch die Bewegung eines Kreisels beschrieben werden:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times \vec{B}(t)) \quad (2.5)$$

Die Magnetisierung $\vec{M}(t)$ rotiert mit einer Frequenz ω_0 , auch Lamorfrequenz genannt, um das zeitlich konstante Magnetfeld B_0 . Die Lamorfrequenz entspricht der Differenz $\Delta E = \hbar\omega_0$ der Energieniveaus. Die Drehbewegung der Magnetisierung wird auch als Präzession bezeichnet. Zeigen $\vec{M}(t)$ und $\vec{B}(t)$ in dieselbe Richtung, ist keine Präzession beobachtbar, da das Kreuzprodukt in (2.5) verschwindet.

2.1.4 Resonanzanregung

Im typischen Kernresonanzexperiment wird dem statischen Grundfeld \vec{B}_0 ein senkrecht dazu orientiertes magnetisches Hochfrequenzfeld

$$\vec{B}_1(t) = B_1 \begin{pmatrix} \cos \omega_{\text{HF}} t \\ \sin \omega_{\text{HF}} t \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

überlagert, wodurch die makroskopische Magnetisierung \vec{M} aus der Gleichgewichtslage gedreht wird. Addiert man die Vektoren beider Magnetfelder so ergibt sich das resultierende Gesamtmagnetfeld $\vec{B}_{\text{ges}}(t)$ zu:

$$\vec{B}_{\text{ges}}(t) = \begin{pmatrix} B_1 \cos \omega_{\text{HF}} t \\ B_1 \sin \omega_{\text{HF}} t \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Die Magnetisierung präzediert nun um den Vektor der Gesamtmagnetisierung \vec{B}_{ges} , der wiederum eine Rotationsbewegung um \vec{B}_0 ausführt. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, das statische Koordinatensystem in ein mit ω_{HF} um die z-Achse rotierendes Bezugssystem (x', y', z) zu transformieren [Haus89]. Hier lässt sich die Bewegungsgleichung 2.5 zu folgender Formel vereinfachen:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \gamma\vec{M}(t) \times \begin{pmatrix} B_1 \\ 0 \\ B_0 - \frac{\omega_{\text{HF}}}{\gamma} \end{pmatrix} = \gamma\vec{M}(t) \times \vec{B}_{\text{eff}}(t) \quad (2.8)$$

In dieser Betrachtung wird $\vec{B}_1(t)$ statisch und \vec{M} präzediert um ein effektives Magnetfeld \vec{B}_{eff} . Ist die Resonanzbedingung $\omega_{\text{HF}} = \gamma B_0$ erfüllt, so verschwindet die z-Komponente des

effektiven Magnetfeldes und die Magnetisierung präzediert um die x' -Achse (s. Abb. 2.2). Der Flipwinkel, um den die Magnetisierung $\vec{M}'(t)$ dann um die x' -Achse gedreht wird, ist

$$\alpha = \gamma B_1 t_{\text{HF}} \quad (2.9)$$

Dabei beschreibt t_{HF} die Zeitdauer, während der das Hochfrequenzfeld eingestrahlt wurde. Wird die Magnetisierung um einen Winkel von 90° bzw. 180° ausgelenkt, so bezeichnet man diesen HF-Puls als 90° - bzw. 180° -Puls. Nachdem das Zusatzfeld \vec{B}_1 abgeschaltet ist, präzediert die xy -Komponente der Magnetisierung \vec{M} wieder um das \vec{B}_0 -Feld und induziert eine schwache Wechselspannung in einer senkrecht zu B_0 stehenden Empfangsspule. Die Komponente der Magnetisierung in der xy -Ebene wird aufgrund ihrer Ausrichtung senkrecht zum Grundmagnetfeld Quer- oder Transversalmagnetisierung genannt, während M_z als Längs- oder Longitudinalmagnetisierung bezeichnet wird.

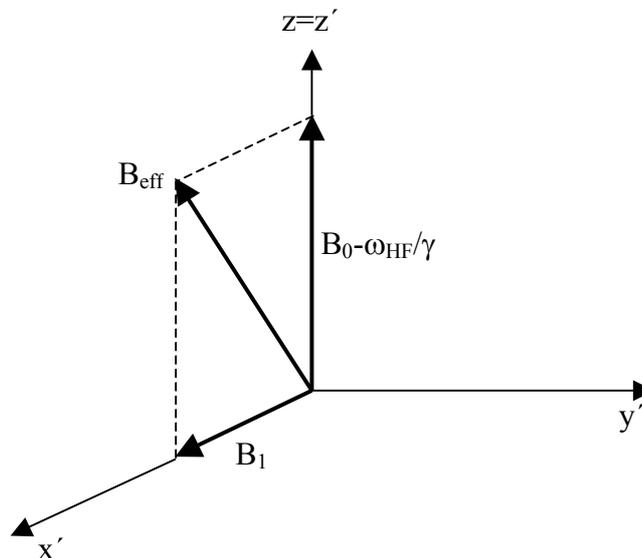


Abb. 2.2: Effektives B-Feld im rotierenden Koordinatensystem. Im Resonanzfall $\omega_{\text{HF}} = \gamma B_0$ verschwindet die z -Komponente von B_{eff} und die Magnetisierung rotiert um die x' -Achse.

2.1.5 Relaxation der Magnetisierung

Nach Gl. 2.8 sollte eine in die Transversalebene gekippte Magnetisierung unendlich lange in diesem Zustand bleiben. Im Kernresonanzexperiment beobachtet man jedoch, dass sich die Magnetisierung in den Gleichgewichtszustand $\vec{M}_0 = (0, 0, M_0)$ zurückbewegt. Die Abnahme der Transversalmagnetisierung und dadurch auch die Abnahme des induzierten Signals U_{ind} in einer Empfangsspule wird freier Induktionszerfall („free induction decay“ – FID) genannt. Diese phänomenologische Erweiterung der Bewegungsgleichung der Magnetisierung wurde 1946 von Bloch [Bloc46] eingeführt:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_x - \frac{M_x}{T_2} \quad (2.10)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_y - \frac{M_y}{T_2} \quad (2.11)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z - \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (2.12)$$

Gl. 2.10 und Gl. 2.11 beschreiben den Zerfall der Transversalmagnetisierung und Gl. 2.12 beschreibt die Rückkehr der Longitudinalmagnetisierung in den Gleichgewichtszustand.

Die Zeitkonstante T_1 charakterisiert somit den zeitlich exponentiellen Verlauf der Relaxation der Longitudinalmagnetisierung und T_2 die Abnahme der Transversalmagnetisierung. Die Ursache für das Auftreten der longitudinalen Relaxationszeit T_1 liegt in der Wechselwirkung der Spins mit ihrer Umgebung, da jeder Kern von einer Anzahl anderer Kerne und Moleküle umgeben wird, die aufgrund der Brownschen Molekularbewegung ein breites Spektrum fluktuierender Wechselfelder hervorrufen. Die Frequenzanteile dieses Spektrums, die gerade der Resonanzfrequenz ω_0 der Probe entsprechen, induzieren Übergänge zwischen den Kern-Zeeman-Niveaus. Die dabei freiwerdende Energiedifferenz zwischen diesen Niveaus werden an die benachbarten Atome, auch Gitter genannt, abgegeben (exothermer Prozess). Daher wird die Relaxation der Longitudinalmagnetisierung auch als Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 bezeichnet.

Ein weiterer Effekt der Relaxation wird durch die Relaxationszeit T_2 beschrieben. Diese hängt von der Wechselwirkung der Spins untereinander ab. Nach einem 90° -Anregungspuls sind alle Spins eines Spinensembles phasenkohärent in die xy-Ebene ausgerichtet. Diese Phasenkohärenz geht aufgrund von Spin-Spin-Wechselwirkungen irreversibel verloren. Die Relaxationszeit T_2 wird daher auch als Spin-Spin-Relaxationszeit bezeichnet. Ein weiterer Beitrag zur beobachteten transversalen Relaxation ergibt sich aufgrund von Inhomogenitäten des Grundfeldes oder Suszeptibilitätsänderungen im betrachteten Volumen. Diese verursachen eine örtliche variable Larmorfrequenz ω_L , welche zu einer zusätzlichen Dephasierung der Transversalmagnetisierung führen kann. Die Wirkung der Inhomogenitäten und die Relaxation der transversalen Magnetisierung wird zu der Zeitkonstanten T_2^* zusammengefasst:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \Delta B_0 \quad (2.13)$$

T_2^* ist somit geringer als die reine T_2 -Relaxationszeit. In Tab. 2.1 [Reis97] sind einige typische T_1 und T_2 -Zeiten aufgeführt.

Gewebe	T ₁ [ms]	T ₂ [ms]
<i>Skelettmuskel</i>	870±160	47±13
<i>Herzmuskel</i>	870±140	57±16
<i>Fett</i>	84±36	260±70
<i>Niere</i>	650±180	58±24
<i>Graue Hirnsubstanz</i>	920±160	101±13
<i>Weißer Hirnsubstanz</i>	790±130	92±22
<i>Cerebrospinal fluid</i>	4500	2200

Tab. 2.1: Relaxationszeiten unterschiedlicher Gewebe bei einer Magnetfeldstärke B_0 von 1,5T [Reis97]

2.2 Magnetresonanzbildung

Basierend auf den Grundlagen der Kernspinresonanz soll nun das Prinzip der MR-Bildgebung vorgestellt werden.

2.2.1 Gradientenfelder

Um ein MR-Bild in der MRT akquirieren zu können, muss das empfangene Signal einem bestimmten Ort im Messobjekt zugeordnet werden. Dies geschieht durch Anlegen zusätzlicher ortsabhängiger Magnetfelder, die auch als Gradienten bezeichnet werden. Sie variieren die z-Komponente des Grundfeldes linear mit dem Ort (s. Abb. 2.3). Die Gradienten werden wie folgt beschrieben:

$$\vec{G} = (G_x, G_y, G_z) \quad \text{mit} \quad G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}, G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y}, G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.14)$$

Das lokale Magnetfeld am Ort \vec{r} wird unter dem Einfluss eines Gradientenfeldes \vec{G} zu

$$B(\vec{r}) = B_0 + \vec{r} \cdot \vec{G} = B_0 + x \cdot G_x + y \cdot G_y + z \cdot G_z \quad (2.15)$$

verändert und führt zu einer ortsabhängigen Präzessionsfrequenz ω_0 .

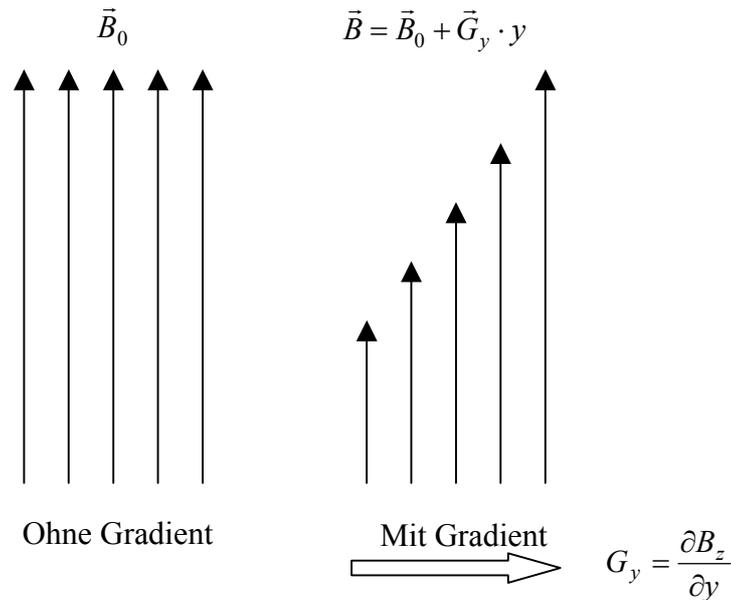


Abb. 2.3: Schematische Darstellung von Gradientenfeldern. Links ist das homogene Grundmagnetfeld dargestellt. Rechts wird das Grundfeld von einem Gradientenfeld G_y in y -Richtung überlagert. Die Richtung beider Felder stimmt überein, während die Feldstärke \vec{B} in y -Richtung zunimmt.

2.2.2 Spinecho- und Gradientenecho

Im Folgenden sollen einige ausgesuchte Messsequenzen der MR-Tomographie vorgestellt werden. Ihr wesentliches Unterscheidungsmerkmal ist die Art der Erzeugung des Messsignals.

2.2.2.1 Spinecho

Bei der Spinechosequenz klappt ein 90° -Anregungspuls die longitudinal ausgerichtete Magnetisierung in die Transversalebene. Die transversale Magnetisierung beginnt aufgrund von Inhomogenitäten im Magnetfeld B_0 zu dephasieren und zerfällt mit der Zeitkonstanten T_2^* . Zum Zeitpunkt Δt wird ein 180° -Puls eingestrahlt, der die Magnetisierung invertiert, so dass die zuvor dephasierten Spins jetzt wieder rephasieren (Abb. 2.4). Zum Zeitpunkt $t = 2 \cdot \Delta t = TE$ sind alle Spins wieder in Phase und bilden das so genannte Spinecho, welches von den Grundfeldinhomogenitäten unabhängig ist (Abb. 2.5).

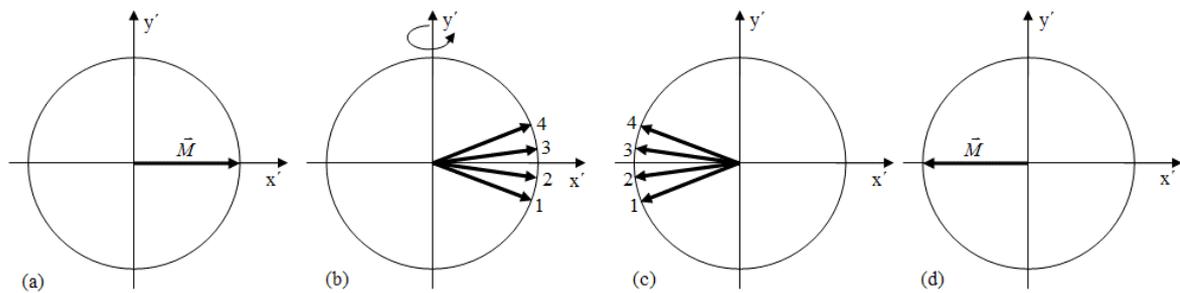


Abb. 2.4: Die durch einen 90°-Puls in die $x'y'$ -Ebene gedrehten Magnetisierungskomponenten (a) der Transversalmagnetisierung beginnen zu dephasieren (b). Durch einen 180°-Puls werden die Vektoren der Magnetisierungskomponenten um die y' -Achse gedreht. Die schnelleren Spins eilen den langsameren jetzt nach (c). Zum Zeitpunkt $2 \cdot \Delta t = TE$ sind die Spins wieder in Phase und bilden das Spinecho (d).

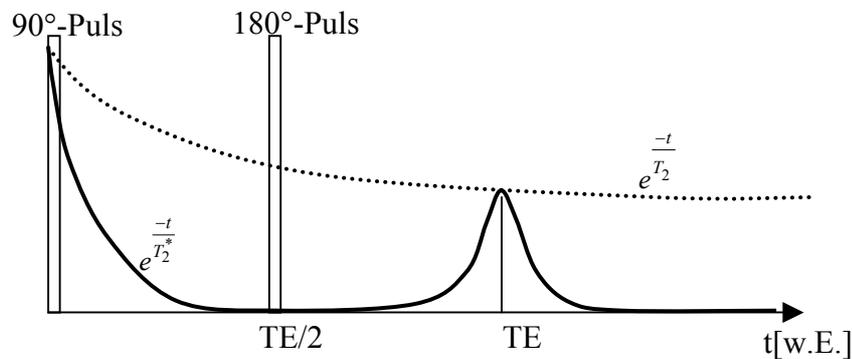


Abb. 2.5: Signalverlauf der Spinechosequenz. Der Zerfall des Signals (FID) nach dem 90°-Puls wird von der Zeitkonstanten T_2^* bestimmt. Bei $t = TE$ werden die Beiträge der Feldinhomogenitäten gerade kompensiert und es tritt das Spinecho auf das nur noch von T_2 abhängig ist.

2.2.2.2 Gradientenecho

Beim Gradientenecho wird im Gegensatz zur Spin-Echo kein Refokussierpuls, sondern mit Hilfe eines Gradienten ein Echo erzeugt. Dazu wird dem homogenen Grundfeld für eine gewisse Zeit ein ortsabhängiges Zusatzfeld $\vec{G}(x)$ überlagert, was zu einer beschleunigten Dephasierung der einzelnen Magnetisierungskomponenten im untersuchten Volumen führt. Nach der Zeit $TE/2$ wird das Vorzeichen des Gradienten $\vec{G}(x)$ invertiert. Dadurch wird die bisher eingetretene Dephasierung aufgehoben und es kommt zum Zeitpunkt $t = TE$ zum Gradientenecho (Abb. 2.6). Die Gradientenechosequenz hat gegenüber der Spinechosequenz den Vorteil, dass aufgrund des fehlenden Refokussierpulses kürzere Echozeiten möglich sind, allerdings werden hier Grundfeldinhomogenitäten nicht kompensiert.

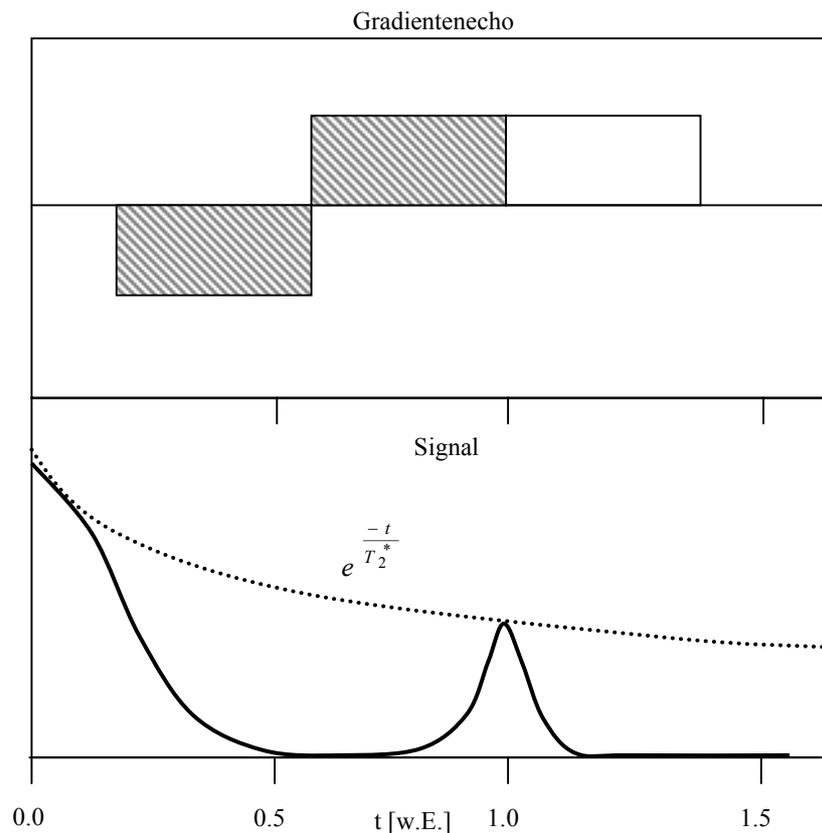


Abb. 2.6: Zeitverlauf von Gradient und Signal eines Gradientenechos. Ein Gradient führt zur beschleunigten Dephasierung der Spins. Durch Invertierung der Richtung des Gradientenfeldes wird zum Zeitpunkt $t = TE$ ein Gradientenecho gebildet.

2.2.3 Ortskodierung

Die Ortsabhängigkeit der Frequenz, die durch die Gradienten aufgeprägt wird, wird zur Selektion einer Schicht im Messobjekt und zur Ortskodierung innerhalb des angeregten Volumens verwendet. Grundsätzlich unterscheidet man hierbei die drei Kodierverfahren: Schichtselektion, Frequenzkodierung und Phasenkodierung. Diese werden im Weiteren näher erläutert werden.

2.2.3.1 Schichtselektion

Um eine definierte Schicht im Messobjekt anzuregen, wird zusammen mit dem HF-Puls ein linearer Schichtselektionsgradient G_z senkrecht zur Schichtebene geschaltet, wodurch die Larmorfrequenz von z abhängig wird:

$$\omega_0(z) = \gamma(B_0 + zG_z) \quad (2.16)$$

Es werden so nur die Spins angeregt, deren Larmorfrequenz im Frequenzspektrum $I(\omega)$ des Anregungspulses vorhanden ist (Abb. 2.7). Die Stärke und die Position der Objektschicht

kann durch Veränderung der Anregungsfrequenz und der Gradientensteilheit variiert werden. Die Schichtdicke Δz berechnet sich dann aus:

$$\Delta z = \frac{\Delta \omega_{\text{HF}}}{\gamma G_z} \quad (2.17)$$

Der HF-Puls muss in der Zeitdomäne moduliert werden, um ein Rechteckprofil im Ortsraum zu erzeugen, da diese eine konstante Transversalmagnetisierung über eine Schichtdicke z gewährleistet. Die durch das Gradientenfeld entstehende zusätzliche Phase führt zur Dephasierung der Transversalmagnetisierung entlang der z -Richtung. Deshalb wird dem Schichtselektionsgradienten ein Refokussiergradient nachgeschaltet, der die Dephasierung wieder aufhebt.

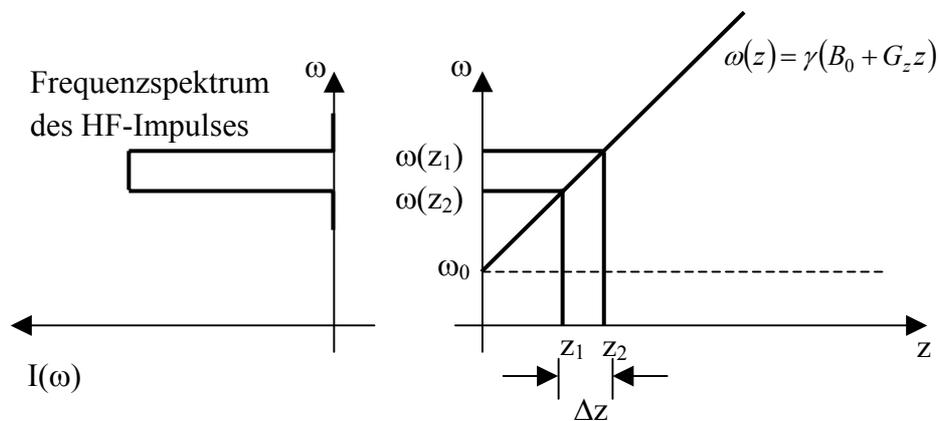


Abb. 2.7: Prinzip der selektiven Schichtanregung. Dem Grundmagnetfeld B_0 wird in z -Richtung ein Gradientenfeld überlagert, so dass die Lamorfrequenz ω vom Ort z abhängig wird. Wird ein HF-Impuls eingestrahlt, so werden nur die Spins in der Schicht z angeregt, die dem Frequenzband des Impulses entsprechen.

2.2.3.2 Frequenzkodierung

Um innerhalb der angeregten Schicht einen Ort genau lokalisieren zu können, müssen noch die Koordinaten in der Bildebene bestimmt werden. Hierbei wird ein Gradient während der Datenauslese entlang der x -Achse geschaltet. Die Lamorfrequenz ist mit

$$\omega(x) = \gamma(B_0 + G_x(t) x) \quad (2.18)$$

vom Ort abhängig, so dass die Spins senkrecht zum Frequenzkodiergradienten mit gleichen Frequenzen, entlang des Gradienten aber mit unterschiedlichen, ortsabhängigen Frequenzen präzedieren. Folglich kommt es zu einer unterschiedlichen Phase, die nur in x -Richtung kodiert ist. Diese Kodierung wird auch als Frequenzkodierung bezeichnet.

$$\varphi_{Fr}(x) = \gamma \int_0^{t_{acq}} G_x(\tau) x d\tau = k_x x \quad (2.19)$$

Wobei k als Ortsfrequenz bezeichnet wird.

2.2.3.3 Phasenkodierung

Eine Koordinate in der Bildebene wurde nun über die Frequenzkodierung bestimmt, die zweite wird nun über die sogenannte Phasenkodierung ermittelt. Hierbei wird ein Gradient entlang der y -Achse geschaltet. Dieser sogenannte Phasenkodiergradient führt zu einer zusätzlichen, ortsabhängigen Phase in y -Richtung.

$$\varphi_{Ph}(y) = \gamma \int_0^{t_{Ph}} G_y(\tau) y d\tau = k_y y \quad (2.20)$$

mit $k_y = \gamma G_y t_{Ph}$. Hierbei beschreibt t_{Ph} die Zeit zwischen Anregungspuls und Signalauslese.

2.2.4 Dekodierung

Wenn man die drei Schritte der Kodierung berücksichtigt, erhält man das zum Zeitpunkt t_{acq} akquirierte Signal.

$$S(k_x, k_y) = \iint_{Schicht} |M_{\perp}(x, y)| \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.21)$$

In dieser Notation erkennt man, dass das Signal proportional zur Fouriertransformierten der räumlichen Verteilung der Transversalmagnetisierung ist. Da zu jedem Zeitpunkt der Datenauslese die Ortsfrequenzen k_x und k_y bekannt sind, lässt sich mit Hilfe der Inversen Fouriertransformation (IFT) aus dem gemessenen Rohdatenbild, auch Hologramm genannt, das MR-Bild rekonstruieren.

$$M_{\perp}(x, y) = (2\pi)^{-1} \iint S(k_x, k_y) \cdot e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (2.22)$$

Um ein ganzes Volumen abzubilden, kann man z.B. die Bildgebungssequenz mit jeweils unterschiedlicher Schichtenwahl solange wiederholen, bis das gesamte Volumen erfasst wurde.

2.2.5 FLASH

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich die so genannte FLASH-Sequenz (engl.: *FastLowAngleShot*) [Haas86] verwendet, deren T_1 - bzw. T_2^* -Kontrast besonders gut für die Darstellung von Kontrastmitteln geeignet ist. Die FLASH-Sequenz war die erste Gradientenechosequenz, die in der MR-Bildgebung eingesetzt wurde. Hier wird im Gegensatz zur Spin-Echo-Sequenz kein 90° Puls, sondern ein Flipwinkel $\alpha < 90^\circ$ verwendet. Dadurch wird nur ein Teil der Longitudinalmagnetisierung in die xy -Ebene geklappt, so dass nach einer weiteren Anregung noch genug Longitudinalmagnetisierung zur Verfügung steht. In Abb. 2.8 ist die FLASH-Sequenz schematisch dargestellt. Nach wiederholter Anregung

stellt sich ein Gleichgewichtszustand $M_{z,ss}$ ein, der so genannte *steady state*, da die Magnetisierung aufgrund der T_1 -Relaxation zwischen den Anregungen gerade soviel zunimmt, wie sie durch die Anregung verliert. Im Gleichgewicht ergibt sich für die Longitudinalmagnetisierung:

$$M_{z,ss} = M_0 \frac{1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}}{1 - e^{-\frac{TR}{T_1}} \cos \alpha} \quad (2.23)$$

Wie man aus Gl. 2.23 erkennt, hängt $M_{z,ss}$ von der Relaxationszeit T_1 , der Repetitionszeit TR und dem Flipwinkel α ab. Der Flipwinkel, der ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis ergibt, ist gegeben durch:

$$\alpha_E = \arccos \left(e^{-\frac{TR}{T_1}} \right) \quad (2.24)$$

Er wird im Allgemeinen als der Ernst-Winkel α_E bezeichnet [Erns87].

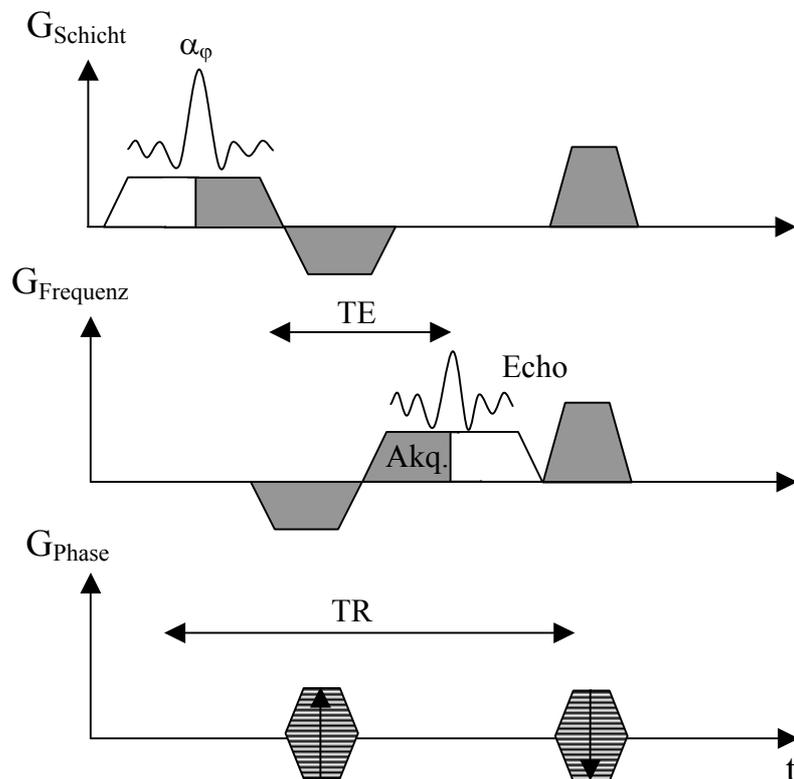


Abb. 2.8: Schematische Darstellung einer FLASH-Sequenz. Nach schichtselektiver Anregung mit dem Flipwinkel α wird ein Gradientenecho aufgenommen. Nach der Datenaufnahme wird die Transversalmagnetisierung durch starke Gradienten zerstört.

Im folgenden Abschnitt werden nun näher die Grundlagen der Hochfrequenzspulen, des Signal-Rausch-Verhältnisses und des Anpassnetzwerkes erläutert.

2.3 Hochfrequenzspulen

Hochfrequenzspulen (HF-Spulen) lassen sich in zwei Kategorien unterteilen: Zum einen in Sendespulen, die zur Erzeugung des B_1 -Feldes dienen und zum anderen in Empfangsspulen, die das Signal der angeregten Spins empfangen. HF-Spulen können als reine Sende-, Empfangsspulen oder als kombinierte Sende-Empfangsspule vorgesehen sein. Dient die HF-Spule als reine Empfangsspule, wird der Anregungsimpuls von einer anderen, meist ein größeres Gebiet erfassenden HF-Spule gesendet, dem Ganzkörperresonator. In dieser Arbeit wird die Ganzkörperspule zur Anregung genutzt, da diese im Gegensatz zu den Kleintierspulen aufgrund ihrer Größe eine höhere Homogenität aufweist.

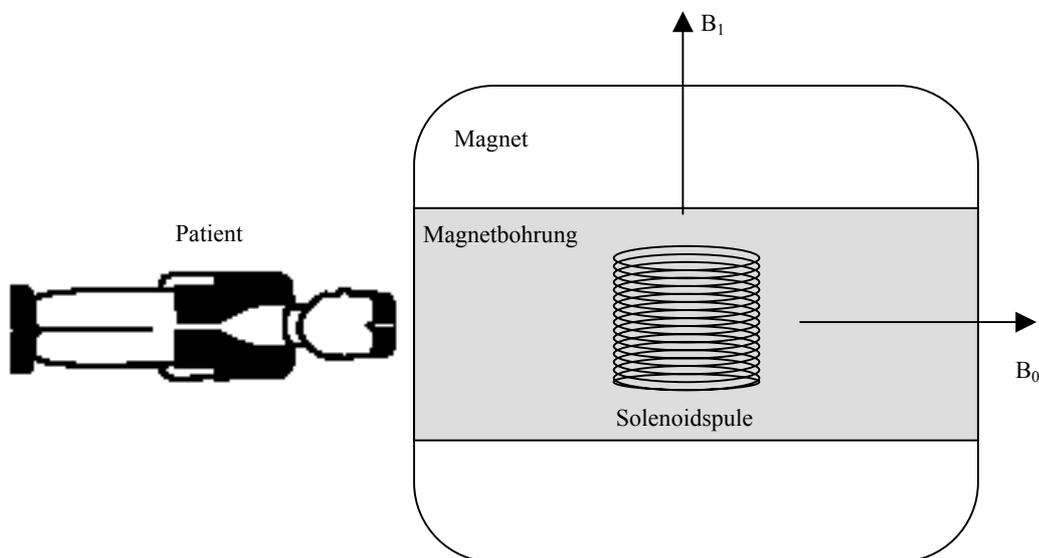


Abb. 2.9: Schematische Darstellung der Anordnung einer Solenoidspule im Grundmagnetfeld B_0 einer Ganzkörperspule mit Patient

2.3.1 Solenoidspule

Es gibt eine große Anzahl von Spulendesigns, die in der MRT genutzt werden. Die Solenoidspule (griech. *solenoid* = röhrenförmig) zeichnet sich im Gegensatz zu anderen Spulenformen durch eine hervorragende Homogenität des B_1 -Feldes und Empfindlichkeit aus [Mina01a], [Su02], [Xu03]. Eine hohe Homogenität gewährleistet, dass im gesamten Messobjekt derselbe Flipwinkel erzeugt wird. Trotz dieser Eigenschaften findet in der Patienten-MRT diese Spulenform kaum Anwendung. Dies erklärt sich dadurch, dass die Solenoidspule quer zur zylinderförmigen Bohrung des Hauptmagneten angeordnet werden muss, was die Zugänglichkeit im Magneten stark einschränkt. Die Anordnung der Solenoidspule resultiert aus der Orientierung des HF-Feldes, die senkrecht zum statischen Magnetfeld stehen muss (s. Abb. 2.9). Außerdem ist die Länge des Spulendrahtes begrenzt. Sie

sollte etwa ein achtel bis ein zehntel der Wellenlänge nicht überschreiten, da es sonst zu unterschiedlichen Stromverteilungen auf dem Leiter kommen kann. Diese können zu einer inhomogenen Feldverteilung sowie zu Auslöschungen der Felder der Spule führen. In dieser Arbeit wurden dennoch Solenoidspulen entwickelt, da Kleintiere aufgrund ihrer Größe quer im Magneten angeordnet werden können, ohne die seitliche Zugänglichkeit zu beschränken.

2.3.2 Birdcagespule

Die Birdcagespule (engl. *birdcage* = Vogelkäfig) weist im Gegensatz zur Solenoidspule zwar eine nicht so hervorragende Homogenität und Empfindlichkeit auf [Bock01], jedoch steht das Magnetfeld B_1 quer zur Spulenlängsachse, die sich folglich längs in den Ganzkörpertomographen legen lässt. Aufgrund dessen findet dieser Spulentyp in der Patienten-MRT häufig Verwendung wie die im Tomographen fest eingebaute Ganzkörper- oder Kopfspule (s. Abb. 2.10).

2.3.3 Sendespule

Die Qualität einer Sendespule wird u.a. über die Homogenität des erzeugten Hochfrequenzfeldes und die Zeit charakterisiert, die benötigt wird, um die Spins aus dem statischen Feld auszulenken. Die Zeit wird durch die HF-Magnetfeldstärke B_1 bestimmt. Der Flipwinkel α der Magnetisierung ist nach Gl. 2.9 gegeben durch $\alpha = \gamma B_1 t_{\text{HF}}$. Für einen Flipwinkel α ist die Pulsdauer t_{HF} , die gebraucht wird, um die gewünschte Rotation der Magnetisierung zu erzeugen, invers proportional zur Stärke des B_1 -Feldes:

$$t_{\text{HF}} \propto \frac{1}{B_1} \quad (2.25)$$

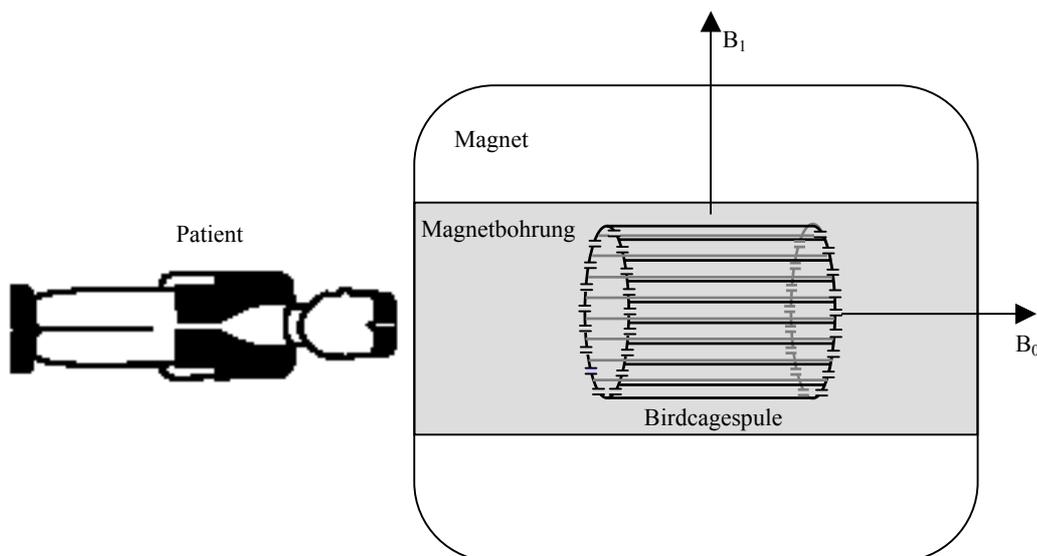


Abb. 2.10: Schematische Darstellung der Anordnung einer Birdcagespule im Grundmagnetfeld B_0 einer Ganzkörperspule mit Patient

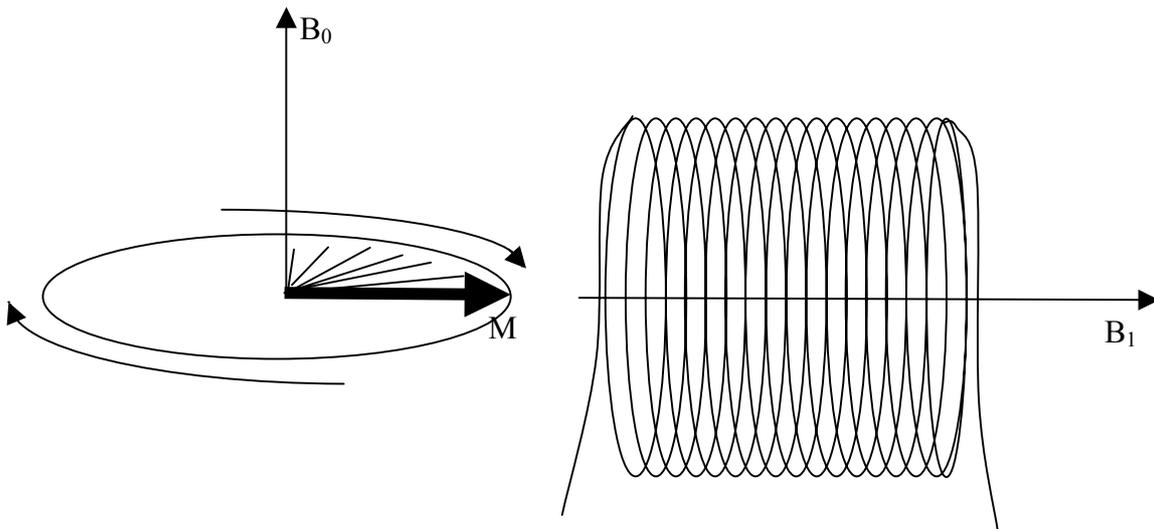


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der Detektion eines Kernresonanzsignals nach einem 90°-Anregungsimpuls im rotierenden Koordinatensystem.

Die HF-Magnetfeldstärke B_1 ist eine lineare Funktion des Stromes. Die Stärke dieses Feldes ist durch die Leistung P_{amp} der HF-Verstärker bestimmt:

$$P_{\text{amp}} = I^2 R_{\text{eff}} \quad (2.26)$$

Wobei I den Strom in der Spule und R_{eff} die Summe der Verlustwiderstände von Messobjekt und Spule beschreibt. Setzt man Gl. 2.25 in Gl. 2.26 ein, so erhält man:

$$t_{\text{HF}} \propto \sqrt{\frac{R_{\text{eff}}}{P_{\text{amp}}}} \quad (2.27)$$

Die Zeit t_{HF} , die benötigt wird, um die Spins auszulenken, ist proportional zum Verlustwiderstand R_{eff} und der Leistung P_{amp} der HF-Verstärker, d.h. je kleiner der Verlustwiderstand R_{eff} , desto kürzer die Zeit t_{HF} .

2.3.4 Empfangsspule

Eine optimale Empfangsspule zeichnet sich einerseits durch eine hohe Empfindlichkeit für das zu beobachtende MR-Signal und andererseits durch eine große Homogenität des B_1 -Feldes aus. Wird dem statischen Grundfeld B_0 ein elektromagnetisches Hochfrequenzfeld B_1 überlagert, so präzediert die Magnetisierung mit der Larmorfrequenz ω_{HF} um die x' -Achse (s. Abb. 2.11). Nach dem Induktionsgesetz von Faraday erzeugt ein zeitlich veränderliches Magnetfeld eine Induktionsspannung in einer mit dem Feld gekoppelten Spule. Diese Spannung lässt sich berechnen aus:

$$U_{\text{ind}} = -N \frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{A} = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.28)$$

Hierbei stellt N die Windungszahl der Spule dar, B beschreibt die durch die transversale Magnetisierung verursachte Induktionsflussdichte, dA ist ein Flächenelement der Spule und Φ beschreibt den magnetischen Fluß durch die Spule. Die induzierte Spannung U_{ind} stellt das zu messende MR-Signal dar und kann unter Einbeziehung des Messobjektes durch folgende Formel umgeformt werden:

$$U_{\text{ind}} = \sqrt{2} \cdot \omega_{\text{HF}} \cdot \Delta V \cdot M_{\text{xy}} \cdot |B_{\text{xy}}| \quad (2.29)$$

Hier ist ΔV das Volumen des Messobjektes und $|B_{\text{xy}}|$ das effektive transversale Magnetfeld. Die Stärke des Signals ist somit proportional zur transversalen Magnetisierung M_{xy} und zur Resonanzfrequenz ω_{HF} .

2.4 Signal-Rausch-Verhältnis

2.4.1 Das Reziprozitätsprinzip

Nach dem Reziprozitätsprinzip [Houl76] lassen sich die Effizienz der Spule beim Signalempfang und die Mechanismen der Rauschentstehung, auf die noch im weiteren Verlauf noch eingegangen wird, abschätzen.

Reziprozitätsprinzip:

In einer Spule wird durch einen rotierenden Magneten dann eine hohe Signalspannung induziert (Empfangsfall), wenn ein Strom durch diese Spule am Ort der Magnetisierung ein hohes Magnetfeld erzeugt (Sendefall), das wiederum proportional zur induzierten Signalspannung ist.

Im Allgemeinen ist die Effizienz einer Spule schwer zu ermitteln. Sie kann jedoch durch die einfache Messung des B_1 -Feldes, das eine Spule bei einer gegebenen Sendeleistung erzeugt, bestimmt werden. Die Messung des B_1 -Feldes geschieht, indem die so genannte Referenzspannung bestimmt wird, bei der für einen festgelegten HF-Puls von einer Millisekunde Dauer ein vorgegebener Flipwinkel von z.B. 90° erreicht wird, d.h. von zwei Spulen hat diejenige die höhere Empfindlichkeit E , die für den gleichen Flipwinkel und bei gleicher Pulsdauer die niedrigere Referenzspannung benötigt. Ein Maß für die Empfindlichkeit E von Spulen ist somit durch folgende Berechnung gegeben:

$$E \propto \frac{B_1}{\sqrt{P}} = \frac{B_1}{U_{\text{Ref}}} \quad (2.30)$$

Hier ist B_1 das von der Spule bei Sendeleistung P erzeugte Hochfrequenzfeld. Jede Art von Verlustmechanismus reduziert die Stärke dieses Feldes und beeinträchtigt damit die Empfindlichkeit E .

2.4.2 Verlustmechanismen

Die thermische Bewegung der Elektronen im Metall der HF-Spule oder die Brownsche Molekularbewegung im Messobjekt führen zu Rauschanteilen im Kernresonanzsignal [Mina01b]. Im Ersatzschaltbild der Hochfrequenzspule werden sie zusammengefasst in einem Widerstand R_{eff} , der in Serie zur Induktivität L der Spule geschaltet ist (s. Abb. 2.12). Nach Nyquist ist die thermische Rauschspannung dieses Widerstandes gegeben durch:

$$U_R = \sqrt{4k_B T R_{\text{eff}} \Delta\nu} \quad (2.31)$$

Hierbei beschreibt T die Temperatur des Widerstandes, $\Delta\nu$ die Breite des gemessenen Frequenzbandes und k_B die Boltzmann-Konstante. Wie aus Gl. 2.31 zu entnehmen ist, wird das Rauschen umso niedriger sein, je kleiner die Temperatur T und je kleiner der Gesamtwiderstand R_{eff} ist. Der Widerstand R_{eff} setzt sich aus vier verschiedenen Anteilen zusammen:

$$R_{\text{eff}} = R_{\text{Coil}} + R_O + R_E + R_S \quad (2.32)$$

Dabei stellt R_{Coil} den Materialwiderstand der Spule, R_O den effektiven Verlustwiderstand des Messobjektes, R_E den Verlustwiderstand durch dielektrische Verschiebungsströme und R_S den Strahlungswiderstand dar. Für eine HF-Spule aus Drahtmaterial hergestellt lässt sich der Materialwiderstand R_{Coil} der Spule wie folgt beschreiben [Mina01b]:

$$R_{\text{Coil}} = \frac{l_{\text{Draht}}}{\kappa_{\text{Coil}} \cdot \delta_{\text{Coil}} \cdot u_{\text{Draht}}} \quad (2.33)$$

$$\text{mit } \delta_{\text{Coil}} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu_r \omega \kappa_{\text{Coil}}}} \quad (2.34)$$

Hier ist l_{Draht} die Länge des Spulendrahtes, κ_{Coil} die Leitfähigkeit des Materials (z.B. Kupfer), u_{Draht} der Umfang des Spulendrahtes, μ_0 die Permeabilitätskonstante im Vakuum, μ_r die Permeabilitätskonstante im Material und δ_{Coil} die Eindringtiefe (*skin depth*) in das leitende Material. Die Eindringtiefe δ_{Coil} beschreibt das frequenzabhängige Eindringverhalten des Stromes auf einem Leiter. Diese beträgt bei Kupfer mit einer Leitfähigkeit $\kappa_{\text{Cu}} = 5,6 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ und mit $\mu_{\text{Cu}} \approx 1$ nach Gl. 2.34 $\delta_{\text{Cu}} = 8,48 \mu\text{m}$. Somit beträgt nach Gl. 2.33 der Spulenwiderstand $R_{\text{coil}} = 0,09 \Omega$ bei z.B. einer Länge $l_{\text{Draht}} = 1,40 \text{ m}$ und $u_{\text{Draht}} = 0,013 \text{ m}$.

Die Spulen und die Elektronik sind inzwischen derart verbessert worden, dass bei hohen Frequenzen der Messobjektwiderstand R_O den dominierenden Verlustmechanismus darstellt. Daher kann Gl. 2.32 zu $R_{\text{eff}} \approx R_O$ vereinfacht werden. Das durch die Spule erzeugte hochfrequente magnetische Feld induziert in leitfähigen Materialien verlustbehaftete Wirbelströme [Hurl96]. Im Messobjekt selbst sind diese prinzipiell nicht zu vermeiden, da ein magnetisches Feld detektiert werden soll. Allerdings sollte die Spule nur in demjenigen

Bereich des Messobjektes ein Feld generieren, aus dem auch das MR-Signal detektiert werden soll, d.h. in umliegenden leitenden Strukturen sollten keine Wirbelströme erzeugt werden.

Der Strahlungswiderstand R_S beschreibt die elektromagnetische Abstrahlung der Spule, die jedoch durch geeignete Abschirmungsmaßnahmen [Bock03] reduziert werden kann.

Der Ersatzwiderstand R_E beschreibt die Verluste durch dielektrische Verschiebungsströme. Die elektrischen Potentiale entlang der Empfangsspule erzeugen im umliegenden Raum elektrische Felder. Diese wiederum führen zu Strömen in leitfähigen Materialien und stellen somit einen Verlustmechanismus dar.

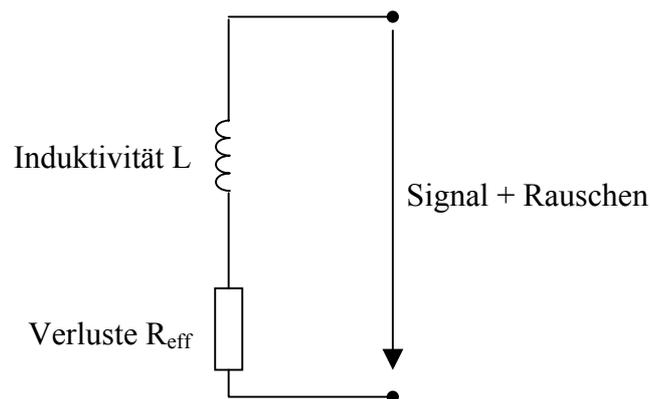


Abb. 2.12: Ersatzschaltbild einer Hochfrequenzspule mit einer Induktivität L und mit einem Gesamtwiderstand R_{eff}

2.4.3 Kopplung

Werden mehrere Spulen nebeneinander betrieben (HF-Spulenarray), so kommt es aufgrund der geometrischen Nähe der Spulen zu magnetischen und elektrischen Kopplungen sowohl des Signals als auch des Rauschens, was zu einer Verkleinerung des Signal-Rausch-Verhältnisses und zu Geisterbildern führen kann [Edel86]. Die Kopplung kann zum einen ortsabhängig sein, das bedeutet, dass die Stärke des eingekoppelten Signals vom Ort abhängig ist und sich im Bild von Pixel zu Pixel [Bock03a] verändert. Dies kann jedoch durch geeignete Abschirmungsmaßnahmen verhindert werden. Zum anderen kann sie, beispielsweise durch gemeinsame Kabelführungen, auch zu ortsunabhängigen Kopplungen führen. Diese können mittels eines Wichtungsfaktor zwischen den verschiedenen Kanälen für jeden Pixel bestimmt werden. In Abb. 2.13 sind zwei induktiv gekoppelte Schwingkreise dargestellt. Die Kopplung erfolgt durch Annäherung der beiden Spulen. Mit der Gegeninduktivität M beschreibt man den Effekt, dass ein Strom in Spule 1 eine Spannung in Spule 2 erzeugt [Chen89], [Houl02], [Grie03]. Diese kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$M^2 = k^2 L_1 L_2 \quad (2.35)$$

Wobei L_1 und L_2 die Einzelinduktivitäten der beiden separaten Spulen darstellen.

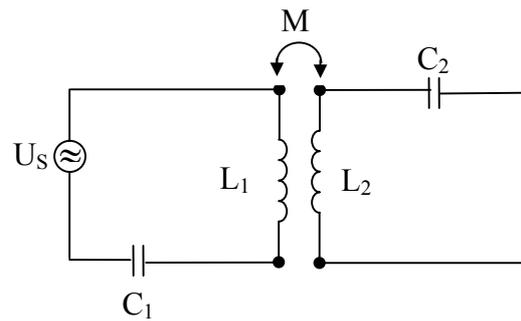


Abb. 2.13: Zwei induktiv gekoppelte Schwingkreise

Das mechanische Analogon zu gekoppelten Schwingkreisen sind gekoppelte Federpendel. Durch die Kopplung spaltet sich die Frequenz ω_0 des ungekoppelten Kreises in zwei Frequenzen ω_a und ω_b auf (s. Abb. 2.14). Setzt man in den gekoppelten Schwingkreisen $C_1 = C_2 = C$ und $L_1 = L_2 = L$, dann ergibt sich für die beiden Normalfrequenzen ω_a und ω_b folgende Gleichung [Zink86]:

$$\omega_a^2 = \frac{1}{(L + M) \cdot C} = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{1 + k}} \quad (2.36)$$

$$\omega_b^2 = \frac{1}{(L - M) \cdot C} = \frac{\omega_0^2}{\sqrt{1 - k}} \quad (2.37)$$

Dabei beschreibt k den Kopplungsgrad mit:

$$k = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{M}{L} \quad \text{mit} \quad \Delta\omega = |\omega_b - \omega_a| \quad (2.38)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (2.39)$$

Die Aufspaltung $\Delta\omega$ ist somit proportional zu k . Dabei werden die Kopplungen in drei verschiedene Grade unterteilt; in eine unterkritische, eine kritische und eine überkritische Kopplung. Bei der überkritischen Kopplung ($k = 0,02$) hat die Resonanzkurve zwischen ω_a und ω_b eine Einsattelung, bei der kritischen Kopplung ($k = 0,01$) erhält die Kurve im Maximum einen waagerechten Verlauf und bei unterkritischer Kopplung ($k < 0,01$) erhält man die Resonanzkurve wie bei einem Einzelkreis, jedoch ist die Transmission geringer [Fron85].

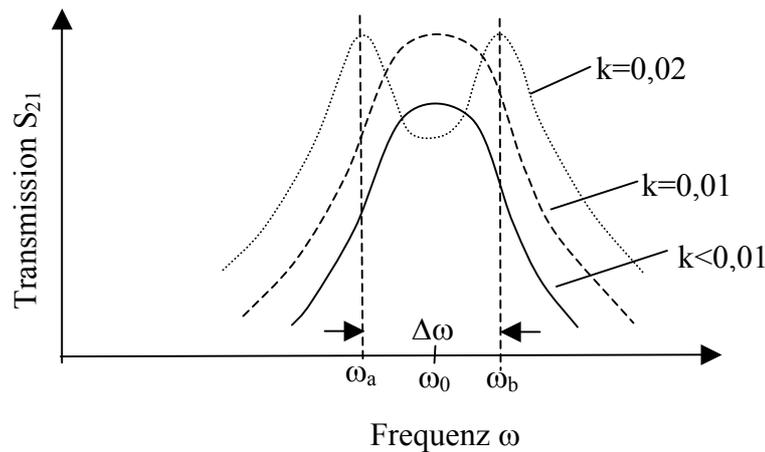


Abb. 2.14: Transmissionskurven zweier gekoppelter Schwingkreise für unterschiedliche Kopplungsgrade k in Abhängigkeit von der Frequenz ω .

2.4.4 Signal- und Rauschspannung

Das Verhältnis der Signal- zur Rauschspannung ist als Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) definiert und kann nach Gl. 2.29 und Gl. 2.31 wie folgt beschrieben werden [Wri97]:

$$SNR = \frac{U_S}{U_R} = \frac{\sqrt{2}\omega_{HF}\Delta VM_0|B_{xy}|}{\sqrt{4k_B T \Delta f R_{eff}}} \quad (2.40)$$

Nach Gl. 2.40 ist somit das Signal-Rausch-Verhältnis einer Spule um so höher, je kleiner der Verlustwiderstand R_{eff} ist und je höher die Magnetisierung M_0 und das erzeugte transversale Magnetfeld $|B_{xy}|$ sind.

2.4.5 Spulengüte und Füllfaktor

In der Praxis lässt sich der Gesamtwiderstand R_{eff} (s. Abb. 2.15) am einfachsten über die Messung der Spulengüte Q [Chen89] ermitteln, die durch die Beziehung

$$Q = \frac{\omega_{HF}L}{R_{eff}} \quad (2.41)$$

gegeben ist. Die Spulengüte Q ist ein Maß für die Qualität einer Spule, d.h. je höher die Güte Q , desto empfindlicher die Spule. Dennoch lässt sich über eine hohe Güte im Leerlauf, d.h. ohne Messobjekt, noch keine Aussage über die Qualität einer HF-Spule machen. Wichtiger ist der Güteabfall bei Beladung mit einem Messobjekt. Die Empfindlichkeit oder Sensitivität S einer Spule lässt sich durch Einbeziehung der unbelasteten und belasteten Güte bestimmen [Grie03]:

$$S = \sqrt{1 - \frac{Q_L}{Q_U}} \quad (2.42)$$

Dabei beschreibt Q_U die unbelastete und Q_L die belastete Güte. Unter Einbeziehung des Messobjektvolumens lässt sich der Spulenwiderstand R_{eff} [Morn95] beschreiben:

$$R_{\text{eff}} = \frac{\omega_0 \cdot \int_{V_O} B_i^2 dV}{2\mu_0 \eta Q_U} \quad (2.43)$$

Dabei stellt B_i das Feld je Stromeinheit und V_O das vom Messobjekt ausgefüllte Nutzvolumen der Spule dar, während für den Füllfaktor η folgt:

$$\eta = \frac{\int_{V_O} B_i^2 dV}{\int_{V_{\text{Coil}}} B_i^2 dV} \quad (2.44)$$

Der Füllfaktor stellt das gewichtete Verhältnis des Messobjektvolumens V_O zum Empfangsspulenvolumen V_{Coil} dar. Zusammenfassend kann eine optimale Spule über eine hohe Güte im Leerlauf, eine stark absinkende Güte bei Beladung, eine geringe Anregungsspannung und einem hohen Füllfaktor definiert werden.

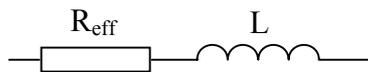


Abb. 2.15: Die Spule besitzt eine Induktivität L und den unvermeidbaren Verlustwiderstand R_{eff} , indem sämtliche Verlustwiderstände zusammengefasst werden.

2.4.6 Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses

Nachfolgend werden qualitative Ansätze beschrieben, das Signal-Rausch-Verhältnis durch Optimierung der Spulenparameter zu erhöhen.

2.4.6.1 Thermisches Rauschen

Bei konventionellen Spulengrößen kann das thermische Rauschen des Vorverstärkers und der Spule stets vernachlässigt werden, da der dominierende Verlustmechanismus durch das Rauschen im Messobjekt verursacht wird [Chen89]. Die Konzepte sehr tief gekühlter oder sogar supraleitenden Spulen wurden daher im Rahmen dieser Arbeit nicht verfolgt. Eine zweite Möglichkeit wäre, die Temperatur des Messobjektes zu verringern, was bei Messungen an lebenden Objekten jedoch nicht möglich ist. Stattdessen wird ein Ansatz zur Vergrößerung des SNR verfolgt, indem die Spulenparameter optimiert werden.

2.4.6.2 Reduzierung des Rauschens

Das Rauschen kann nach Gl. 2.32 durch Verminderung des Spulenwiderstandes R_{Coil} verringert werden. Dieser kann durch Wahl eines möglichst guten Leiters reduziert werden. Silber zeichnet sich durch eine hohe Leitfähigkeit ($\kappa_{\text{Ag}} = 6,25 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$) aus [Kuch99]

und ist somit ausgezeichnet zur Verringerung des Rauschens geeignet. Jedoch verursacht der große Unterschied der magnetischen Suszeptibilitäten χ , welche die Magnetisierbarkeit einer Substanz im magnetischen Feld beschreibt, von Silber und menschlichem Gewebe Artefakte [Sche96]. An der Grenzschicht zwischen Spulenmaterial und Gewebe rufen die Suszeptibilitätsunterschiede lokale Magnetfeldgradienten hervor, die zu Signalauslöschung und falschen Ortskodierungen [Morn95] führen können. Es hat sich daher als günstig erwiesen, das geringfügig schlechter leitende Kupfer ($\kappa_{\text{Cu}} = 5,6 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$) zu nutzen. Bei einer Spulendrahtlänge l_{Draht} von 1,40 m und einem Spulendrahtumfang u_{Draht} von 0,013 m ergibt sich nach Gl. 2.33 für Kupfer ein 1,1-fach höherer Spulenwiderstand R_{Coil} . Eine weitere Möglichkeit, den Rauschbeitrag der Spule zu senken, wird nach Gl. 2.33 durch Vergrößerung des Spulendrahtumfanges u_{Draht} erzielt.

2.4.6.3 Erhöhung der Windungszahl

Durch Erhöhung der Windungszahl N einer Spule lässt sich nach Gl. 2.28 die induzierte Spannung U_{ind} steigern. Damit verbunden ist die Erhöhung des Spulenrauschens über die Drahtlänge. Weiterhin wird die unbegrenzte Erhöhung der Windungsdichte durch die Verdrängung des Stromes bei nah anliegenden Leitern (*proximity effect*), die in der Regel den Widerstand erhöht [Chen89], beschränkt. Das Rauschen des Vorverstärkers kann als von N unabhängig betrachtet werden. Die Signalspannung wird N -fach verstärkt, so dass gilt:

$$U_{\text{Signal}} \sim N \quad (2.45)$$

Der Messobjektwiderstand R_{O} ist zum Quadrat der Windungszahl N proportional [Liff02]:

$$R_{\text{O}} \sim N^2 \quad (2.46)$$

Der Spulenwiderstand R_{Coil} steigt linear mit der Windungszahl N :

$$R_{\text{Coil}} \sim N \quad (2.47)$$

Die Erhöhung der Windungszahl N führt somit zu Erhöhung des Signals sowie des Rauschens.

2.4.6.4 Optimierung des Abstandes der Spule zum Messobjekt

Je weiter das Messobjekt von der Spule entfernt ist, desto geringer ist der Messobjektwiderstand R_{O} . Jedoch nehmen sowohl die Spulenempfindlichkeit als auch die elektrische Feldstärke mit zunehmendem Abstand von den Spulenwindungen ab. Wird der Spulenradius r verringert, so steigt der Füllfaktor η . Allerdings ist der Spulenradius durch das Gebiet limitiert, welches von der Spule erfasst werden soll.

2.4.6.5 Abschirmung

Um Kopplungen zwischen benachbarten Spulen zu verringern oder den Strahlungswiderstand R_{S} zu reduzieren, werden Abschirmungen verwendet. Abschirmungen führen zu einer Empfindlichkeitsverringern der Spulen nach außen und unterdrücken somit die

Wechselwirkungen mit dem umgebenden Gradientensystem oder anderen HF-Spulen. Allerdings ist zu beachten, dass die HF-Abschirmung das innere B_1 -Feld schwächt und die Spule somit unempfindlicher macht und zwar umso mehr, je geringer der Abstand zwischen Spule und Abschirmung ist. Zudem können auf großen Abschirmflächen Wirbelströme durch Gradientenfelder induziert werden, die das Bild verzerren können. Eine einfache Methode, um die Kopplung von benachbarten Spulen zu verringern ist die Vergrößerung des Abstandes von Spule 1 zu Spule 2. Jedoch wird dieser Abstand durch den verfügbaren Raum und durch das nutzbare Volumen des homogenen Magnetfeldes B_0 begrenzt.

2.5 Anpassung

Das sehr schwache Kernresonanzsignal, das in der Empfangsspule nur Spannungen von einigen Mikrovolt hervorruft, muss vor der weiteren Verarbeitung verstärkt werden. Dazu wird die komplexe Impedanz der Empfangsspule auf die i. A. reelle Impedanz der Verstärkerkette angepasst.

2.5.1 Impedanzanpassung

Das Anpassnetzwerk ist ein sehr wichtiger Teil der HF-Spule, da dieses das zu messende SNR stark beeinflussen kann. Das zur Erzeugung der Signalspannung unbedingt notwendige Element ist die Empfangsspule. Sie besitzt, angepasst an Größe und Form des Messobjekts, eine Induktivität L und den unvermeidbaren Verlustwiderstand R_{eff} , indem sämtliche Verlustwiderstände zusammengefasst sind. Aufgabe des Anpassnetzwerkes ist es, den Verlustwiderstand R_{eff} der Spule in der Größenordnung von einigen Ohm auf die Systemimpedanz (i. Allg. 50Ω) anzupassen, um eine optimale Signalübertragung und Signalverstärkung zu ermöglichen [Wrig00]. Da die Spuleninduktivität L und der Verlustwiderstand R_{eff} intrinsisch miteinander verbunden sind, dient die Induktivität L der Spule als unvermeidliches erstes Transformationselement. Die Frequenzabstimmung (*tuning*) einer Spule erfolgt meist durch einen variablen Parallelkondensator C_t . In jedem Wechselstromkreis wird der Blindwiderstand X null, wenn X_L und X_C einander gleich sind und sich somit aufheben, dann gilt als Resonanzbedingung:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.48)$$

Der Scheinwiderstand Z des Parallelkreises hat für eine bestimmte Frequenz f ein Maximum, der sich mittels eines Impedanzmessgerätes leicht bestimmen lässt. Bei der Impedanzanpassung (*matching*) wird die hohe reelle Impedanz des Parallelresonanzkreises auf die Impedanz der weiteren Leiterführung, in der HF-Technik meist ein Koaxialkabel, transformiert, um eine verlustlose Signalübertragung zu gewährleisten. Zur Transformation wird vorwiegend ein in Serie geschalteter Trimmkondensator C_m (s. Abb. 2.16) genutzt.

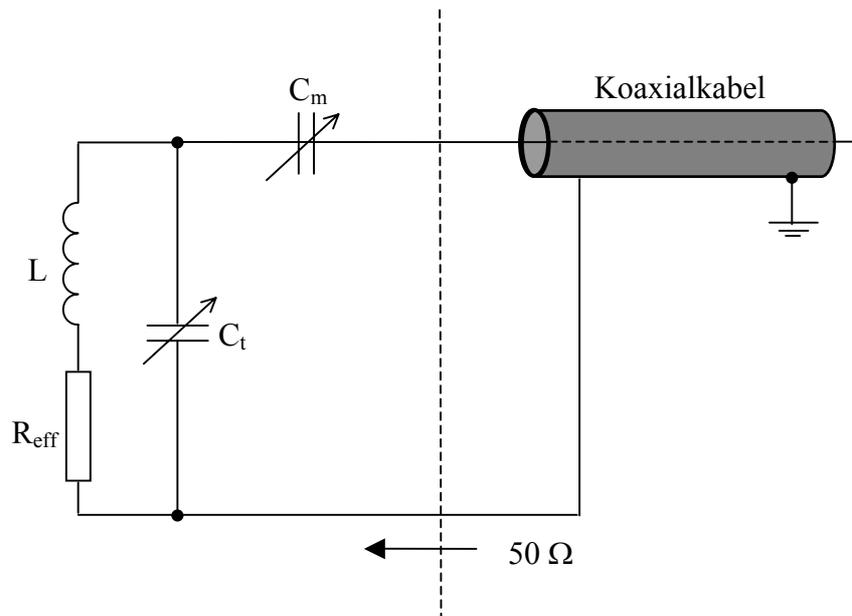


Abb. 2.16: Netzwerk zur Impedanzanpassung einer Probenspule mit einem Serienkondensator C_m und Parallelkondensator C_t

2.5.2 Funktionsweise der Leistungs- und Rauschanpassung

Nach der Impedanzanpassung folgt die Verstärkung des Signals durch einen Verstärker. Um das Signal des Probenkreises maximal zu verstärken, muss die im Allgemeinen komplexe Ausgangsimpedanz des Probenkreises auf die konjugierte Eingangsimpedanz des Verstärkers transformiert werden:

$$Z_a = Z_i \quad (2.49)$$

Der Fall der Leistungsanpassung ist dann gegeben, wenn sich durch die richtige Dimensionierung des Anpassnetzwerkes die Imaginärteile der Quell- u. Lastimpedanzen aufheben und die Realteile von Quelle und Last gleich groß sind (s. auch Abb. 2.17):

$$X_i + X_a = 0 \quad \text{und} \quad R_a = R_i \quad (2.50)$$

Jedoch ist von der Verstärkung des Signals auch das Rauschen betroffen, was bei kleinen Signalen, wie sie in der MRT vorzufinden sind, kritisch ist. Es hat sich daher erwiesen mit einer sogenannten Rauschanpassung zu arbeiten. Die Ausgangsimpedanz der Spule wird aus messtechnischen Gründen zunächst auf 50Ω transformiert. Anschließend wird auf die Impedanz transformiert, bei der der Transistor am geringsten rauscht, d.h. die Eingangstufe des Verstärkers wird mit einer Fehlanpassung betrieben [Frey84]. In diesem Fall ist die Rauschverstärkung oder die Rauschzahl des Transistors minimal. Die Ausgangsimpedanz des Transistors wird wiederum leistungsangepasst, da bei ausreichend hoher Verstärkung

die Gesamtverstärkung kaum noch Einfluss auf das Gesamt-SNR hat. Die Verringerung des SNR durch die gesamte Empfangskette wird durch die Rauschzahl F spezifiziert.

$$F = 10 \cdot \log \frac{S_1 / N_1}{S_2 / N_2} \quad (2.51)$$

Dabei beschreibt das Verhältnis S_2/N_2 das SNR nach der Empfangskette und S_1/N_1 den Anfangszustand des SNR im Probenkreis. Die Rauschzahl F beträgt typischerweise 0,5 dB (s. Anhang A). Das Signal-Rausch-Verhältnis hängt somit zusammenfassend von der Feldstärke des verwendeten Magneten, von der verwendeten Meßmethode, von der Qualität der Empfangskette und von den eingesetzten Hochfrequenzspulen ab.

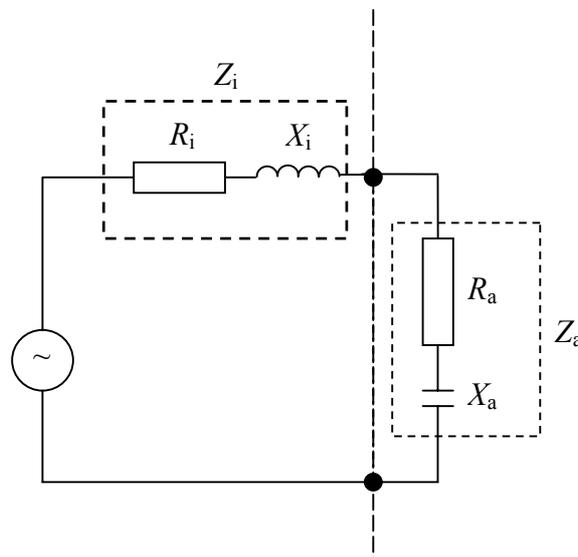


Abb. 2.17: Schematische Darstellung der Leistungsanpassung. Maximale Übertragung der Wirkleistung, wenn $|X_i| = |X_a|$ und $R_i = R_a$ gilt.

3 Material und Methoden

3.1 Anforderung und Ziele

In dieser Arbeit sollte ein Hochfrequenzspulenarray zur simultanen Bildgebung von mehreren Kleintieren in einem 1,5 T-Ganzkörpertomographen (s. Anhang B) entwickelt werden. Dieses System sollte es ermöglichen in kurzer Zeit hochqualitative Schnittbilder zu akquirieren. Außerdem soll durch geeignete Maßnahmen auf nachverarbeitende Signal-trennung in der Rekonstruktion verzichtet werden können.

Das SNR ist ein entscheidender Faktor bei MR-Messungen und fließt quadratisch in die Akquisitionszeit ein. Daher wurden verschiedene Konzepte zur Erhöhung des SNR ausge-arbeitet und realisiert. Die Konzepte umfassten die Optimierung des Füllfaktors, der Emp-findlichkeit und der Homogenität.

Um eine rauscharme Verstärkung des Signals zu gewährleisten, musste ein Anpassnetz-werk für jede Einzelspule im Array entwickelt werden. Außerdem wurde ein rauscharmer Vorverstärker benötigt, um das SNR nicht weiter zu verringern.

Die Anpassung einer Spule an das Messobjekt muss im Allgemeinen vor jedem neuen Messobjekt erfolgen, da sonst mit einem Signalverlust zu rechnen ist. In einem Array müsste dann jede Spule individuell auf das jeweilige Messobjekt abgestimmt werden. Da dies sehr zeitaufwendig ist, sollten die Spulen ohne Anpassung betrieben werden können, gleichzeitig aber hohen SNR-Verlust vermeiden.

Bei kleinen Spulenabständen, wie sie in einem Array vorzufinden sind, kommt es zu Kopplungen des magnetischen Flusses (induktive Kopplung), die zu Geisterbildern in den Schnittbildern führen. In der Literatur [Bock03a] wurde dieses Problem durch Nachver-arbeitung der Signale mit SENSE-Algorithmen [Prue99] gelöst. Ein Nachteil dieses Lösungswegs besteht darin, dass es zu Rekonstruktionsfehlern kommen kann. Zudem be-nötigen diese Methoden Modifikationen an den Bildrekonstruktionsalgorithmen, so dass das Array nicht an jedem MR-Tomographen eingesetzt werden kann. In dieser Arbeit soll daher die Kopplung mit Hilfe von Abschirmungen so weit unterdrückt werden, dass es für den Anwender möglich ist, jede Sequenz ohne Modifikation zu benutzen.

Das Spulenarray wird zukünftig zur Forschung an Kleintieren häufig genutzt werden, da-her ist eine einfache Anwendbarkeit unbedingt notwendig. Zu diesem Zweck sollte eine Spulenhalterung entwickelt werden, die die Kleintiere stabil lagert und in der richtigen Höhe positioniert.

In Tierstudien werden Kleintiere während der Messung häufig über die Atemluft narkoti-siert. Daher mussten für das Array Atemluftverteiler entwickelt werden, um eine simultane und gleichmäßige Narkotisierung mehrerer Tiere zu ermöglichen. Weiterhin waren Tierlie-gen notwendig, um eine einfache und genaue Positionierung des Tieres in der Mitte der Spule zu gewährleisten.

3.2 Sequenzparameter

Alle im Rahmen in dieser Arbeit durchgeführten Experimente an Phantomen und Tieren erfolgten mit einer 2D-FLASH- oder 3D-Turbospinecho-Pulssequenz. Die eingestellten Parameter sind in Tab. 3.1 dargestellt.

Parameter	2D-FLASH-Pulssequenz	3D-Turbospinecho-Pulssequenz
TR [ms]	100	3240
TE [ms]	3	81
FOV [mm ²]	200 × 100	710 × 960
Matrix [Pixel]	256 × 192	256 × 192
Bandbreite [Hz/Pixel]	500	80

Tab. 3.1: Sequenzparameter der 2D- FLASH- und 3D-Turbospinecho-Pulssequenz, die im Rahmen der Messungen verwendet wurden

3.3 Hochfrequenz-Kleintierspulen

In dieser Arbeit wurden Solenoid-Kleintierempfangsspulen entwickelt, die gleichzeitig in einem Ganzkörpertomographen eingesetzt werden können. Die Optimierung der Spulenparameter erfolgte an zunächst einzeln konzipierten Empfangsspulen. Nach der Evaluation der verschiedenen Einzelspulen wurde das beste Spulendesign zu einem Array aus zwei zuvor einzelnen Empfangsspulen zusammengesetzt.

3.3.1 Mechanischer Aufbau der Einzelspule

Für die Einzelspulen wurde das Solenoiddesign gewählt, da Solenoide sich durch eine hervorragende Empfindlichkeit und eine hohe Homogenität des B_1 -Feldes auszeichnen. Die geforderte Spulenordnung für Solenoidspulen quer zum B_0 -Feld im MR-Tomographen stellt bei Kleintierspulen kein Problem dar, da diese aufgrund ihrer geringen Länge immer noch gut seitlich zugänglich sind. Zudem sind Solenoidspulen im Vergleich zu Birdcage-spulen einfacher zu realisieren, da nicht mehrere Kondensatoren zur Resonanzabstimmung benötigt werden.

Die Einzelspulen bestehen aus einem Plexiglaswickelkörper mit einem Innendurchmesser von 26 mm, einem Außendurchmesser von 30 mm und einer Länge von 80 mm. Der Wickelkörper wurde mit einer Steigung von 9° mit Kupferfolie (3M, Breite = 0,5mm, Dicke = 35 μ m) beklebt (s. Abb. 3.1). Auf den Wickelkörperenden wurden Kupferplättchen platziert, an die die Spulenenden angelötet wurden. Die Mitte der Spulenwindung wurde aufgetrennt und ebenfalls auf Kupferplättchen gelötet. Die Auftrennung in der Spulenmitte erzeugt Symmetrie, da Unsymmetrien zu Strömen auf dem Mantel des Wellenleiters (Mantelwellenströme) führen können. Die Einzelspule wurde über eine kurze Koaxialleitung mit Kondensatoren zur Impedanzanpassung verbunden, die sich auf einer separaten Vorverstärkerplatine befinden. Parallel zur Einzelspule wurde ein Kondensator (10 pF,

ATC 100B Series, American Technical Ceramics) geschaltet, der mit einem Trimmkondensator auf der Vorverstärkerplatine zur Anpassung der Einzelspule auf 50Ω diente. Es wurde zusätzlich eine Einzelspule aus massivem rechteckigem Kupferdraht (Breite = 4,10 mm, Höhe = 2,37 mm) gewickelt, um zu untersuchen, ob die größere Oberfläche zu Verringerung des *skin effect* führt. Dabei wurden die Abmessungen des Wickelkörpers beibehalten (s. Abb. 3.1).

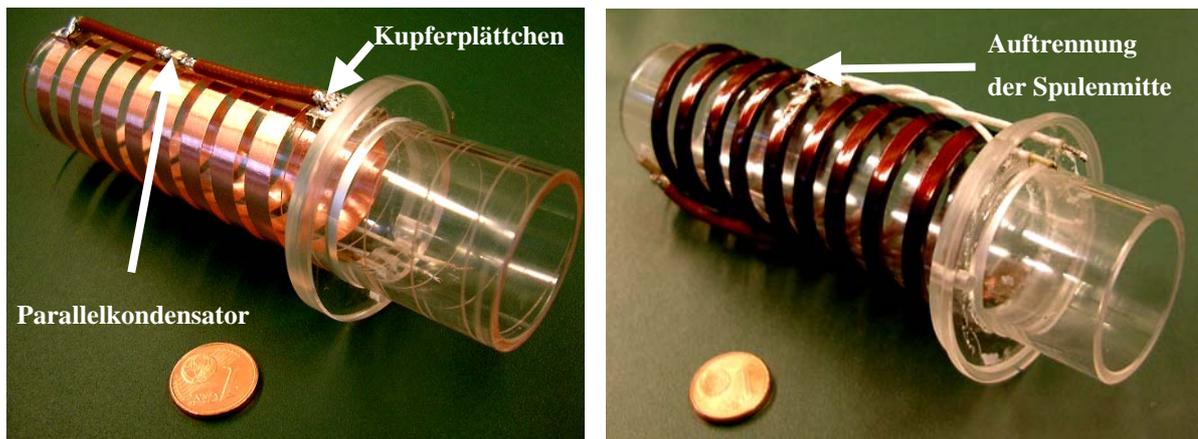


Abb. 3.1: Links: Einzelne Kleintierspule mit Kupferfolie und Parallelkondensator. Rechts: Konstruktion der Kleintierspule aus solidem Kupferdraht

3.3.2 Spulenhaltung

Zur Positionierung des Spulenarrays im Magnetfeld des Ganzkörperresonators sollte eine Halterung entwickelt werden. Dazu wurde ein Plexiglasgehäuse konstruiert und gefertigt (s. Abb. 3.2). Im vorderen Bereich des Gehäuses befinden sich Steckverbindungen für die Spulen, um bei Reparaturen die Einzelspulen einfach austauschen zu können und eine leichte Erweiterung des Arrays zu ermöglichen. Die Höhe der Steckvorrichtungen ist so gewählt, dass sich das Spulenarray im homogenen Magnetfeld des Ganzkörper-tomographen befindet. Im hinteren Bereich des Plexiglasgehäuses wurde das Kabel angebracht, das die Spulen mit dem Empfänger des Tomographen verbindet.

Überdies wurden Aufsätze für eine Narkoseeinheit entwickelt (s. Abb. 3.3), die eine simultane und gleichmäßige Verteilung der Atemluft im Inneren der beiden Spule gewährleisten. Um die Einführung der Kleintiere in die Spulen zu vereinfachen wurden Mausliegen erstellt.

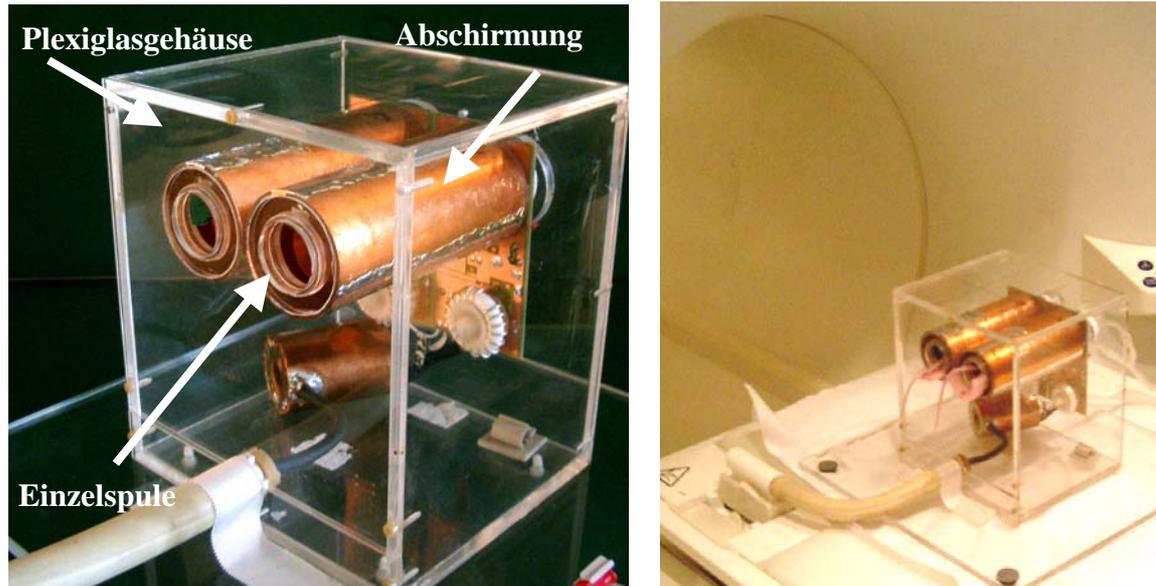


Abb. 3.2: Einzelspulen mit Abschirmung in der Spulenhaltung aus Plexiglas (links). Spulenarray mit Spulenhaltung im MR-Tomographen (rechts).

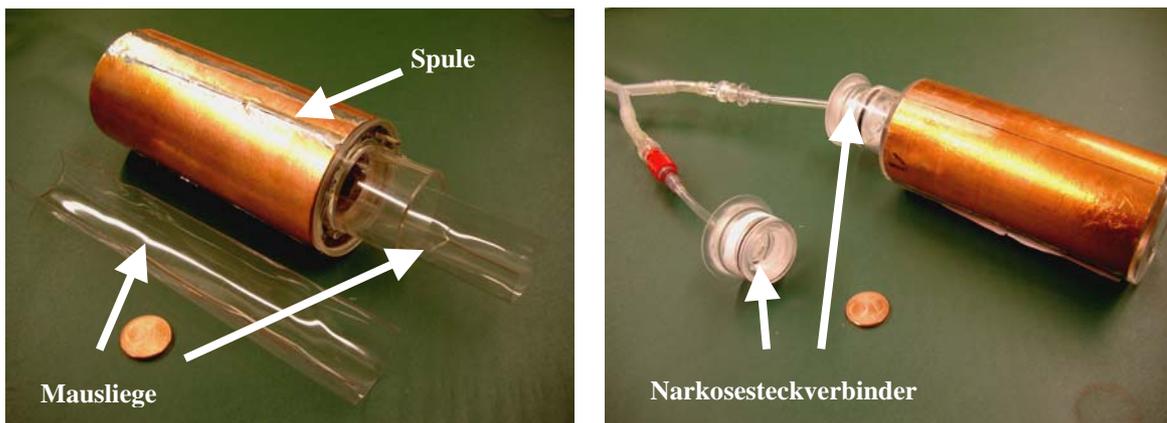


Abb. 3.3: Mausliege für Einzelspule (links). Rechts: Narkoseverteiler

3.3.3 Optimale Windungszahl

Um die optimale Windungszahl für die Einzelspulen zu bestimmen, wurden Einzelspulen mit Windungszahlen zwischen 3 und 11 hergestellt. Die Spulen hatten hierbei einen konstanten Durchmesser von $\varnothing = 30$ mm und eine Länge l von 130 mm. Die Länge wurde fest gewählt, da sie durch die Größe des Kleintieres (hier: Maus) bestimmt ist.

Die Impedanz der Einzelspule wurde mit einem Impedanzmessgerät (s. Anhang B) gemessen. Mit Hilfe dieser ließ sich nach Gl. 2.41 bzw. Gl. 2.42 die Güte bzw. die Sensitivität von Einzelspulen bestimmen. Eine analytische Berechnung dieser Größen in Abhängigkeit von der Windungszahl wurde in dieser Arbeit nicht durchgeführt, da diese sehr komplex und schwierig ist. Auch die Verluste in der Spule sind schwer zu modellieren, da die einzelnen Verlustterme nur durch semiempirische Gleichungen beschrieben werden können, deren Parameter schwer zugänglich sind.

3.3.4 Optimaler Abstand der Spule zum Messobjekt

Je größer die Distanz zwischen Messobjekt und Spule ist, desto geringer ist der Messobjektwiderstand R_0 . Jedoch nehmen sowohl die Spulenempfindlichkeit als auch die elektrische Feldstärke mit zunehmendem Abstand von den Spulenwindungen ab. Wird der Spulenradius r verringert, so steigt der Füllfaktor η . Allerdings ist der Spulenradius durch das Gebiet limitiert, welches von der Spule erfasst werden soll. Zusätzlich sollten die Spulenwindungen auch nicht zu nah an der Abschirmung anliegen, da dies zur Schwächung des B_1 -Feldes führen kann. Im Idealfall muss der Abstand der Spule zum Messobjekt und zur Abschirmung solange variiert werden, bis man das bestmögliche Signal-Rausch-Verhältnis im MR-Bild erhält. Jedoch ist in diesem Aufbau die Abstandsvariation limitiert, da das homogene Magnetfeld nur eine radiale Ausdehnung von 400 mm aufweist und in Zukunft das Array auf acht Einzelspulen (s. Abb. 3.4) erweitert werden soll. Das bedeutet, dass die Abschirmung einen Außendurchmesser von $(400/8) \text{ mm} = 48 \text{ mm}$ nicht überschreiten darf, während der Innendurchmesser von 26 mm aufgrund der Größe des Kleintieres nicht unterschritten werden kann. Für die Bestimmung des optimalen Abstandes wurde der Außendurchmesser der Abschirmung von 48 mm beibehalten und nur der Außendurchmesser der Spule variiert.

In dieser und in den weiterführenden Messungen werden nur Signale und nicht das SNR miteinander verglichen, da in dieser Arbeit das Rauschen im Verhältnis zum Signal sehr klein war. Das bedeutet, dass bei der Digitalisierung der Rauschsignale es zu großen Quantisierungsfehlern kommen kann. Es werden jedoch nur Signalamplituden miteinander verglichen, die auch den gleichen Vorverstärker verwenden, so dass eine gleiche Verstärkung der Signale gegeben ist. Die Ermittlung des Signals erfolgte im MR-Tomographen mit einer 2D - FLASH-Pulssequenz, indem über einen interessierenden Bereich im Messobjekt eine ROI (*region of interest*) gesetzt wurde, die automatisch über die Pixel den Mittelwert der Grauwertamplitude des Bildes bestimmte. Außerdem wird im Programm automatisch zu jedem bestimmten Signal die Standardabweichung SD angegeben. Zusätzlich wurde für die Bestimmung des optimalen Abstandes der Spule zum Messobjekt die Leerlaufgüte Q_U , die belastete Güte Q_L und daraus die Sensitivität S ermittelt.

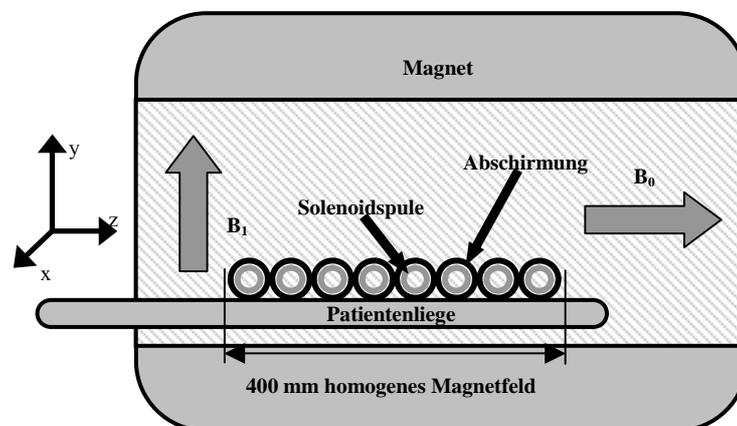


Abb. 3.4: Schematische Darstellung eines Acht-Spulenarrays mit Abschirmung im homogenen Magnetfeld einer Ganzkörperspule

3.3.5 Sensitivitätsprofil

Zur Berechnung des Sensitivitätsprofils der Einzelspule wurde das Feld der Spule als quasistationär betrachtet, so dass es näherungsweise durch das Biot-Savart-Gesetz beschrieben werden kann. Bei quasistationären Feldern wird die ungleichmäßige Stromverteilung auf dem Spulendraht sowie Verzerrungen des Feldes, die durch magnetische Felder bei nah anliegenden Windungen hervorgerufen werden, vernachlässigt. Bei einem Magnetfeld der Stärke 1,5 T beträgt die Resonanzfrequenz $\omega_{\text{HF}} = 63,685$ MHz. Die elektromagnetische Wellenlänge λ im Vakuum beträgt dann:

$$\lambda = \frac{c}{\omega_{\text{HF}}} = 4,7\text{m} \quad (3.1)$$

Hierbei beschreibt c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [Kuch99]. In dieser Arbeit wurden Spulen mit einer Länge von 0,74 m entwickelt, da diese kleiner als die in Gl. 3.1 errechnete Wellenlänge λ ist, kann der quasistatische Fall angenommen werden. Das Magnetfeld B kann durch das Biot-Savart-Gesetz beschrieben werden:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I(dl \times r)}{r^3} \quad (3.2)$$

Hierbei beschreibt dB den differentiellen Beitrag am Punkt $P(x,y,z)$ der magnetischen Flussdichte durch ein Linienelement dl (s. Abb. 3.5). Hierbei ist I der Strom, l beschreibt den Strompfad und r den Abstand zum Punkt $P(x,y,z)$. Mit Gl. 3.2 ist es möglich, das Magnetfeld B an jedem beliebigen Punkt im Raum durch Integration aller Beiträge $I \cdot dl$ entlang des Spulendrahtes zu bestimmen. Die Berechnung erfolgte für eine Einzelspule mit $N = 9$ Windungen, einer Länge l von 130 mm und einem Durchmesser d_{Spule} von 30 mm. Der spiralförmige Strompfad der in der x-z-Ebene liegenden Spule wurde mit der Laufvariablen θ parametrisiert [Mina01a]:

$$l(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -d_{\text{Spule}} \sin(\theta) \\ l_{\text{Spule}} \theta / N \cdot \pi \\ d_{\text{Spule}} \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \theta = [-N \cdot \pi; N \cdot \pi] \quad (3.3)$$

Die Ableitung dl erhält man durch Differentiation und den Abstandsvektor r durch Subtraktion:

$$dl(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -d_{\text{Spule}} \cos(\theta) \\ l_{\text{Spule}} / N \cdot \pi \\ -d_{\text{Spule}} \sin(\theta) \end{pmatrix} d\theta \quad (3.4)$$

$$r = \begin{pmatrix} x + d_{\text{Spule}} \sin(\theta) / 2 \\ y - l_{\text{Spule}} \theta / 2N \cdot \pi \\ z - d_{\text{Spule}} \cos(\theta) / 2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$|r|$ beschreibt den Betrag des Vektors r

$$|r| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + \frac{1}{4}d_{\text{Spule}}^2 + \frac{l_{\text{Spule}}^2 \theta^2}{4N^2 \pi^2} - d_{\text{Spule}} z \cdot \cos(\theta) + d_{\text{Spule}} x \cdot \sin(\theta) - \frac{l_{\text{Spule}} \theta \cdot y}{N \cdot \pi}} \quad (3.6)$$

Mit Hilfe von Gl. (3.4) und Gl. (3.5) wurde das Magnetfeld nach Gl. (3.2) numerisch berechnet. Hierzu wurde mit der Programmiersprache IDL (Version 5.4, Research Systems, Boulder, U.S.A.) ein Programm zur Berechnung des Sensitivitätsprofils der Einzelspule implementiert.

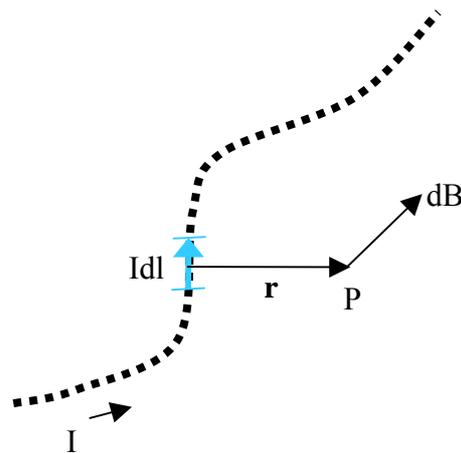


Abb. 3.5: Schematische Darstellung eines Strompfades Idl . Das erzeugte Magnetfeld steht am Punkt P senkrecht auf r und Idl . Mit Hilfe des Biot-Savart-Gesetzes lässt sich das Magnetfeld an jedem beliebigen Punkt $P(x,y,z)$ berechnen.

3.3.6 Sensitivitätsmessung

Die theoretische Berechnung der Feldverteilung wurde mit Messungen an einem klinischen 1,5 T MR-Tomographen (s. Anhang C) verglichen. Mit Hilfe des entwickelten Biot-Savart-Programmes wurde aus dem MR-Schnittbild längs der Spulenachse ein Grauwertprofil erstellt. Das gemessene und das berechnete Sensitivitätsprofil wurden dann miteinander verglichen. Die Amplituden wurden hierbei mit einem variablen Faktor skaliert, da MR-Signale nicht in normierten Einheiten gemessen werden.

3.4 Mechanischer Aufbau der Abschirmung

Störsignale haben einen entscheidenden Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis in MR-Schnittbildern. Um Störsignale zu vermeiden und Kopplungen mit benachbarten Spulen zu verringern, werden Abschirmungen eingesetzt. Die Abschirmdicke sollte ein Vielfaches der Skintiefe der verwendeten Wellenlänge betragen, um eine hohe Abschirmwirkung zu erzielen [Jin99]. Eine optimale Abschirmung führt zu keinen Signalverlusten, ist transparent für statische Magnetfelder und undurchsichtig für HF-Magnetfelder [Qu04], [Jin99]. Die gegenseitige Abschirmung von Empfangsspulen ist notwendig, um die Spulenempfindlichkeit nach außen zu verringern. Ein weiterer Effekt einer Abschirmung ist die Erhöhung der Referenzspannung. Dies ist sehr wichtig, da die Richtkoppler im verwendeten

MR-Gerät kleine Spannungen aus technischen Gründen nicht präzise messen können. Jedoch sollte die Referenzspannung möglichst unterhalb von 600 V liegen, da dieser Wert der Anregungsgrenze des MR-Tomographen entspricht.

Es wurden insgesamt zwei Abschirmungen entwickelt. Die Abschirmungen bestanden aus einem Plexiglasrohr mit einer Länge von 106 mm, einem Innendurchmesser von 44 mm und einem Außendurchmesser von 48 mm. Das Plexiglasrohr wurde bei der ersten Abschirmung mit einer durchgängigen Kupferfolie versehen (s. Abb. 3.6 links), wodurch eine hohe Abschirmwirkung erzielt wird. Um möglicherweise auftretende Wirbelströme zu reduzieren, die durch das Schalten von Magnetfeldgradienten entstehen, wurde die zweite Abschirmung mit einem Längsschlitz von etwa 1 mm Breite unterbrochen (s. Abb. 3.6 rechts). Zusätzlich soll der Schlitz verhindern, dass die Referenzspannung sich nicht zu weit erhöht. Die Verringerung der Kopplung von benachbarten Spulen sowie der Einfluss auf das SNR im Bild wurde mit einer 2D-FLASH-Pulssequenz an einem klinischen 1,5 T MR-Tomographen bestimmt.

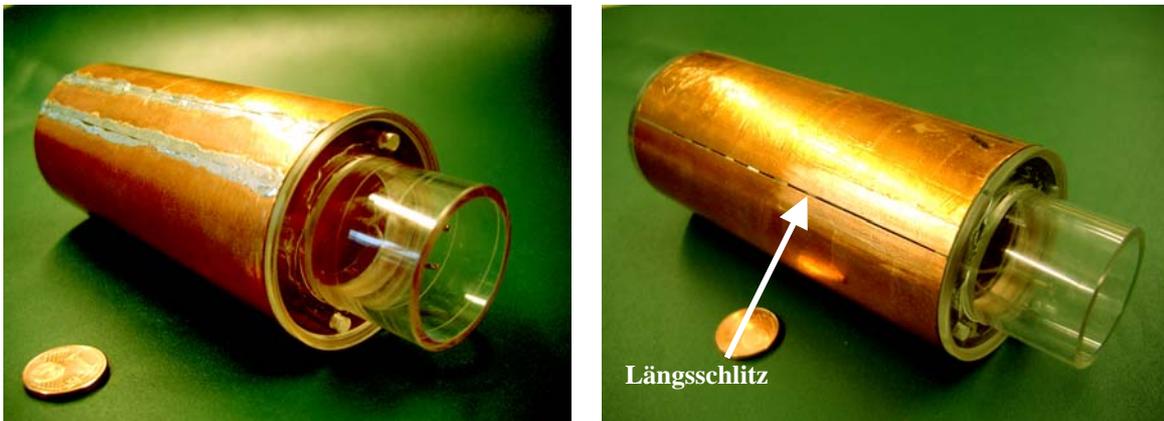


Abb. 3.6: Einzelspule mit aufgesteckter vollständiger Abschirmung (links) und mit aufgesteckter Einschlitz-Abschirmung (rechts). Der Schlitz dient der Wirbelstromverminderung.

3.5 Anpassnetzwerk

Um das detektierte Kernresonanzsignal möglichst rauscharm verstärken zu können ist ein Anpassnetzwerk erforderlich. Im nächsten Abschnitt werden die Entwicklung des Anpassnetzwerkes und die Methodik zur Anpassung näher erläutert.

3.5.1 Reflexion und Transmission

Zur Messung von Reflexionen und Transmission dient der Netzwerkanalysator (s. Anhang B). Jedes elektronische Bauteil kann in der Vierpoltheorie durch vier frequenzabhängige, komplexe Streuparameter S_{ab} beschrieben werden [Schi84] (s. Tab. 3.2 und Abb. 3.7). Von den vier Streuparametern sind der Eingangsreflexionskoeffizient S_{11} und der Transmissionskoeffizient S_{21} für die Ermittlung der Anpassung der Spule und der Verstärkung maßgebend. Um eine optimale Signalübertragung zu ermöglichen wird die Spule in der Regel auf die Systemimpedanz (i. Allg. 50 Ω) angepasst. Eine angepasste Spule zeigt dann bei der Arbeitsfrequenz minimale Reflexion und maximale Transmission. Zur Messung von

Reflexion und Transmission wurde ein Messphantom verwendet, das aus einer wässrigen Lösung von Gadolinium (1%) und NaCl (0,25%) bestand. In der Mitte des Phantoms befand sich eine kleine Spule (s. Abb. 3.8), die über die HF-Felder in die Einzelspule eingekoppelt werden konnte. Zur Messung der Streuparameter mit einem Netzwerkanalysator wurde ein Protokoll festgelegt (s. Anhang D).

Streuparameter	Name
S_{11}	Eingangsreflexion
S_{12}	Rücksteilheit
S_{21}	Transmission
S_{22}	Ausgangsreflexion

Tab. 3.2: Definition der Streuparameter

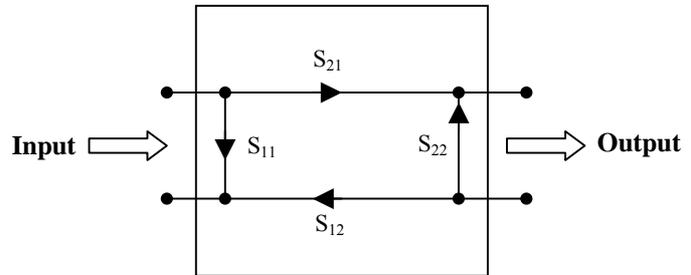


Abb. 3.7: Signalflussdiagramm

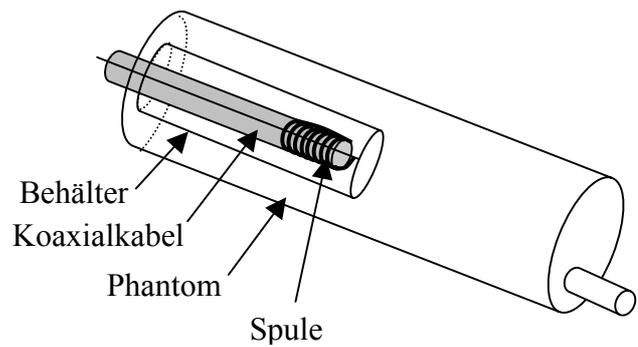
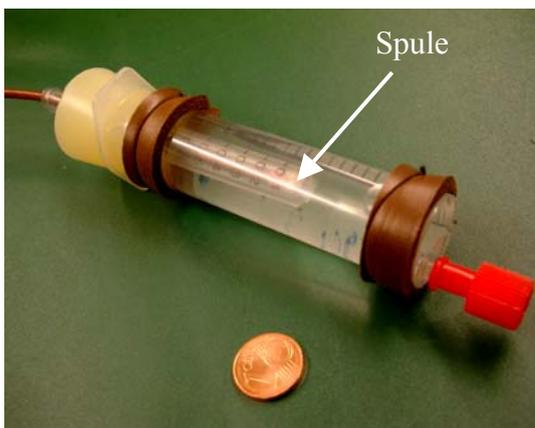


Abb.3.8: Phantom mit integrierter Spule zur Messung der Reflexion und Transmission (links). Schema-tische Darstellung der integrierten Spule im Phantom (rechts).

3.5.2 Leistungsanpassung

Mit Hilfe von Anpassnetzwerken wurden sowohl die Impedanz der Spule als auch die Ausgangsimpedanz des Vorverstärkers auf 50Ω transformiert, da der MR-Tomograph eine Systemimpedanz von 50Ω besitzt. Mit dem Schmitt-Diagramm (s. Anhang E) lässt sich das Netzwerk zur Leistungsanpassung (Abb. 3.9) graphisch bestimmen [Bögl86]. In Abb. 3.9 rechts ist exemplarisch ein Netzwerk einer Einzelspule mit einer Impedanz von $Z = 4,61 \Omega + j 58,75 \Omega$ bei 64 MHz dargestellt. Die Anpassung konnte mit einem Netzwerk aus einem Parallelkondensator (C_T) und einem Serienkondensator (C_M) realisiert (Abb. 3.9) werden. Widerstände werden zur Anpassung nicht verwendet, da diese Leistung absorbieren und somit zu Signalverlusten führen.

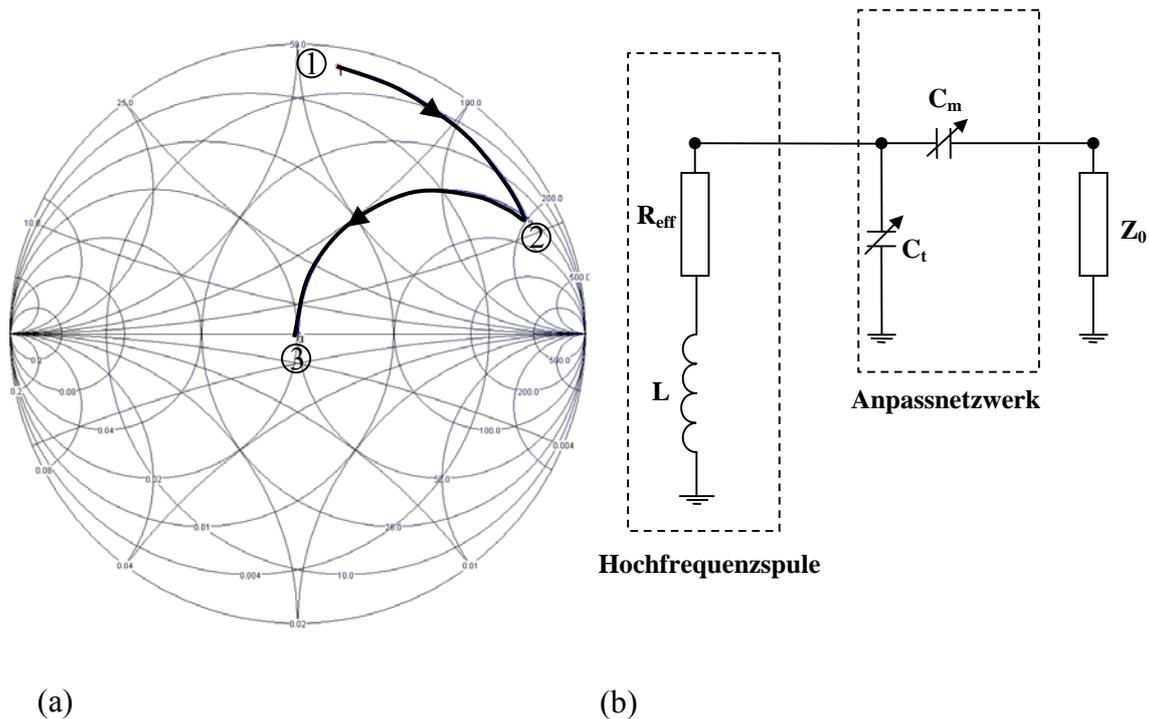


Abb. 3.9: Darstellung der Impedanztransformation im Schmitt-Diagramm nach Real- und Imaginärteil (a). Punkt 1 beschreibt die Impedanz der Spule L und des Verlustwiderstandes R_{eff} ohne Anpassung. Die Impedanz wurde dann mit einem Parallelkondensator C_t auf den Punkt 2 transformiert. Mit einem Serienkondensator C_m konnte die Impedanz nun auf 50Ω angepasst werden (Punkt 3). Schaltung zur Impedanzanpassung einer einzelnen Kleintierempfangsspule (b).

3.5.3 Rauschanpassung

Um den Transistor des Vorverstärkers rauschangepasst zu betreiben, wird die Impedanz der Spule weiter auf eine Impedanz transformiert, die von Transistor zu Transistor verschieden und meist nicht genau bekannt ist. Das Anpassnetzwerk zur Rauschanpassung (s. Abb. 3.10) bestand aus einem Trimmkondensator (Folientrimmer, Kapazität $3,5 - 20 \text{ pF}$, Philips, China) und einer Toroidspule (Innendurchmesser = $11,8 \text{ mm}$, Länge = 32 mm). Die Toroidspule wurde aus versilbertem Kupferdraht 9-mal um einen Teflonwickelkörper gewickelt. Die Ermittlung der Impedanz erfolgte durch einen Spektrumsanalysator mit Rauschgenerator (s. Anhang B). Das Messprotokoll der Rauschanpassung ist in Anhang D angefügt. Der Rauschgenerator wurde an Stelle der HF-Spule an das Anpassnetzwerk zur Rauschanpassung angeschlossen.

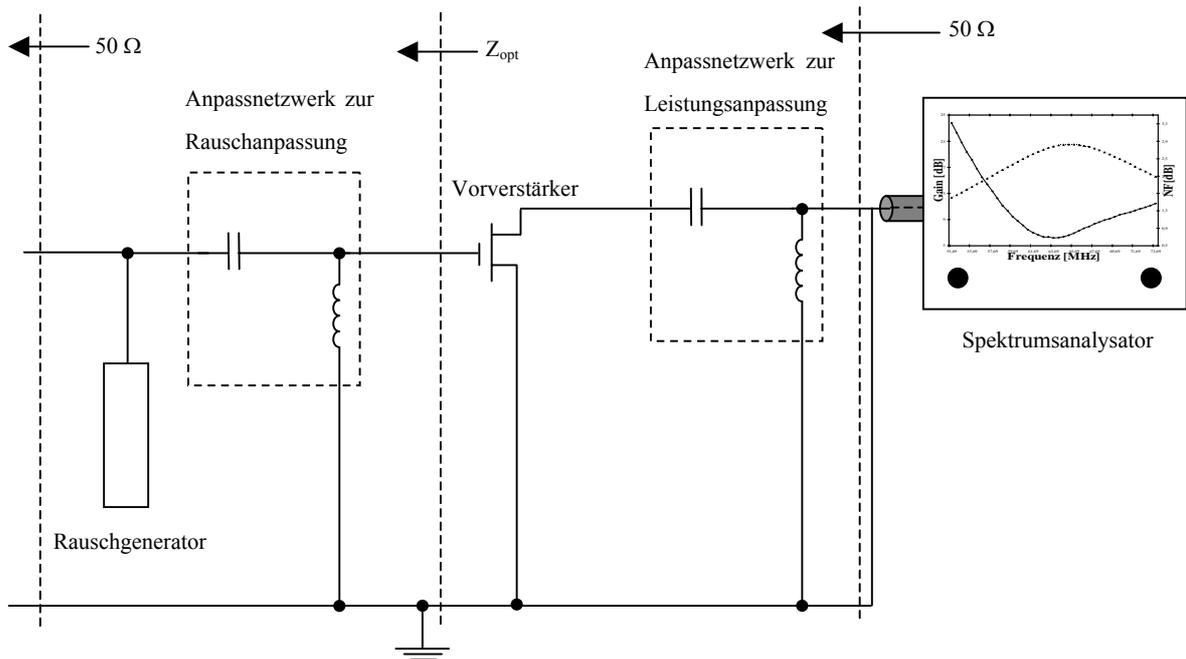


Abb. 3.10: Schematische Darstellung der Rauschanpassung mit Rauschgenerator. Z_{opt} beschreibt die Impedanz, bei der der Vorverstärker minimal rauscht. Nach dem Vorverstärker folgt die Impedanzanpassung auf 50Ω . Zur Messung der Rauschzahl wird als Rauschmessgerät ein Spektrumsanalysator eingesetzt.

3.5.4 Vorverstärkerschaltung

Das Schaltbild des Vorverstärkers einer Einzelspule ist in Abb. 3.11 dargestellt. Der Probenkreis besteht aus einem Parallelkondensator $C1$ und den beiden Spulenhälften $L1$ und $L2$. Die Auftrennung der Spule erfolgte aus Symmetriegründen. Die Kondensatoren $C2$, $C3$ und $C4$ dienen der Impedanzanpassung. Danach folgen PIN-Dioden ($D1$, $D2$), die im Sendefall durch einen Steuerstrom I vom Tomographen durchgeschaltet werden. Dies verursacht einen Kurzschluss vor dem Vorverstärker, der den Transistor vor zu hohen Eingangsspannungen, die im Sendefall auftreten können, schützt [Houl77], [Mell95]. Im Sendefall liegt somit die gesamte Spannung an der Spule an. Im Empfangsfall fließt kein Strom durch die PIN-Dioden und die volle Signalspannung wird dem Vorverstärker zugeführt. Die Rauschanpassung erfolgt durch $C5$ und $L3$. Danach folgen die Transformationselemente $C6$ und $L4$ zur Transformation der komplexen Ausgangsimpedanz des Transistors auf die reelle Systemimpedanz von 50Ω .

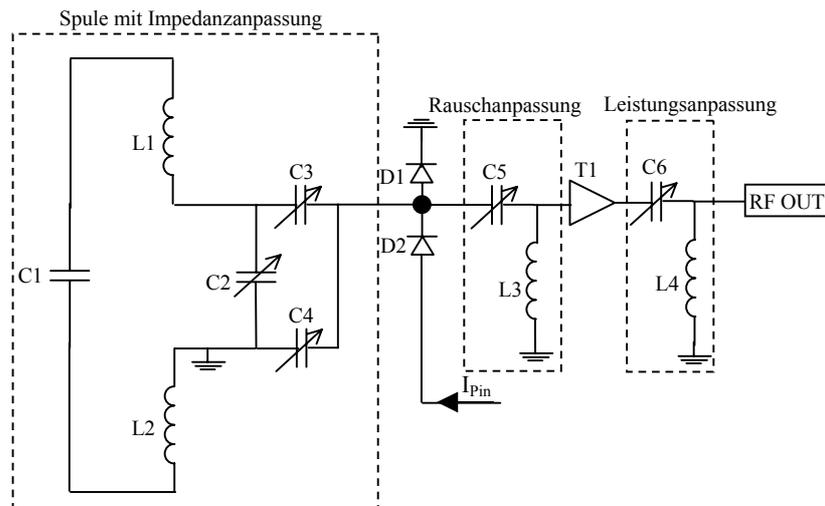


Abb. 3.11: Schaltkreis einer HF-Empfangsspule (L1,L2) mit Impedanzanpassung (C2, C3, C4). Dioden (D1, D2) dienen zum Schutz des Transistors (T1) vor zu hohen Spannungen im Sendefall. C5 und L3 dienen zur Rauschanpassung und C6 und L4 zur Leistungsanpassung des Transistors.

3.6 Mantelwellensperre

Auf leitenden Strukturen wie Abschirmungen von Koaxialkabeln können durch die anregende Ganzkörperspule des Tomographen Ströme induziert werden, die das Messobjekt gefährden oder Teile der Empfangseinrichtung beschädigen können [Liu00], [Unge80]. Durch Einbau von Mantelwellensperren kann dieser Strom vermindert werden. Da übliche Tiefpass-Mantelwellensperren in einem Kernspintomographen nicht einsetzbar sind (sie enthalten z.B. Ferritkerne), werden schmalbandige resonante Mantelwellensperren (Bandsperrern) benutzt.

Hierzu wurde das Koaxialkabel, das den Vorverstärker mit dem Stecker des MR-Tomographen verbindet um einen Teflonwickelkörper gewunden und mit einem Parallelkondensator bei 64 MHz in Resonanz gebracht (Abb. 3.12). Die resonante Mantelwellensperre stellt für Ströme auf dem Außenleiter der Koaxialleitung eine hohe Impedanz dar und dämpft den induzierten Strom. Messungen mit Hilfe des Netzwerkanalysators zeigten, dass Mantelwellenströme auf -25 dB gedämpft werden.



Abb. 3.12: Aufwicklung des Koaxialkabel, das den Vorverstärker mit dem MR-Tomographen verbindet (links) und mit einem Parallelkondensator auf Resonanz gebracht, um Ströme auf dem Außenleiter zu dämpfen (rechts).

3.7 Lastphantome

Phantomexperimente sind sehr gut geeignet, um die Homogenität, die Sensitivität sowie das Signal-Rausch-Verhältnis einer Einzelspule zu bestimmen. Verschiedene Spulengeometrien können miteinander verglichen werden, da ein Phantom ein homogenes Objekt darstellt und somit die Relaxationszeiten T_1 und T_2 an jedem Ort gleich sind. Um Phantome zu konstruieren, deren Lasteigenschaften denen einer Maus ähneln, musste zunächst die Impedanz der Spule bei Beladung mit lebenden Mäusen bestimmt werden. Dazu wurden Mäuse mit unterschiedlichem Gewicht (18 g, 22 g und 27 g) verwendet. Mit dem Netzwerkanalysator wurde die Impedanzveränderung der Spule bei Beladung mit den verschiedenen Mäusen gemessen. Anhand dieser Werte erfolgte die Entwicklung von drei Mauslastphantomen aus einer Kochsalzlösung, die die elektrischen Eigenschaften einer Maus simulierten. Um die T_1 -Zeit zu verringern und damit den Kontrast der Phantomschnittbilder zu erhöhen, wird das Kontrastmittel Gd-DTPA (Magnevist, Schering Berlin) zugegeben. Kontrastmittel bewirken lokale Änderungen des Magnetfeldes in der unmittelbaren Umgebung der Kontrastmittelmoleküle. Durch diesen Effekt wird die Wechselwirkung der Spins verstärkt und es kommt zur beschleunigten Relaxation [Reis97].

Das erste Mauslastphantom mit 16 ml Gesamtlösung (1% Gd-DTPA, 0,25% NaCl, 98,75% H_2O) repräsentierte eine Maus von 18 g, das zweite Mauslastphantom mit 22ml eine Maus von 22g und das dritte Mauslastphantom mit 26 ml eine Maus von 27 g.

3.8 Methode zur Bestimmung der Referenzspannung

Die Referenzspannung des Tomographen ist die Sendespannung, die benötigt wird, um für einen normierten HF-Puls die Magnetisierung um 180° aus der Gleichgewichtslage zu drehen. Sie wird durch eine Routine im Tomographen automatisch nach jeder Patientenumlagerung bestimmt, da das B_1 -Feld von der verwendeten Spule und Beladung abhängig ist. Die Justage (*transmitter adjustment*) wird mit einer Abfolge von HF-Pulsen und Signalauslesen (ACQ): $\alpha - \tau_1 - 2\alpha - \tau_1 - ACQ_1 - \tau_2 - \alpha - \tau_1 - ACQ_2$ vorgenommen. Hierbei wird für $\alpha = 90^\circ$ bei ACQ_1 ein Spin-Echo E_1 erzeugt und bei ACQ_2 ein stimuliertes Echo E_2 . Die Zeit τ_2 ist stets $> 2\tau_1$, um sicherzustellen, dass ausschließlich der stimulierte Echopfad zum zweiten Echo beiträgt. Die Echo-Amplituden berechnen sich nach [Perm89] zu:

$$E_1 = M_0 \sin^3 \alpha e^{-\frac{2\tau_1}{\tau_2}} \quad \text{und} \quad E_2 = M_0 \frac{1}{2} \sin(2\alpha) \sin^2 \alpha e^{-\frac{\tau_2}{\tau_1}} e^{-\frac{2\tau_1}{\tau_2}} \quad (3.7)$$

Aus dem Verhältnis der Echo-Amplituden lässt sich dann unter Vernachlässigung der Relaxation der tatsächlich applizierte Flipwinkel bestimmen:

$$\alpha = \arccos\left(\frac{E_2}{E_1}\right) \quad (3.8)$$

Die optimale Bedingung ist bei einem Flipwinkel $\alpha = 90^\circ$ erreicht. Bei Abweichungen vom realen Flipwinkel wird gemäß Gl. 2.9 iterativ die neue Spannung berechnet und die Messung erneut durchgeführt.

3.9 Mechanischer Aufbau des Sende-Empfangs-Tierresonator

Die entwickelten Einzelspulen wurden mit einem bereits im Einsatz stehenden Tierresonator verglichen. Der Tierresonator (Abb. 3.13) stellt eine einzelne Sende-Empfangsspule für Mäuse und Ratten dar. Die Spule hat einen Innendurchmesser von 8,5 cm, einen Außendurchmesser von 15 cm und eine Länge von 15 cm. Die Spule wurde aus versilberten Kupferrohr (Außendurchmesser des Rohres: 7,46 mm, Innendurchmesser des Rohres: 6,04 mm, Windungszahl: 6) gewickelt. Sie besitzt im Gegensatz zu den in dieser Arbeit entwickelten Spulen keine Abschirmung. Die Vorverstärkereinheit befindet sich in einer sogenannten Sende-Empfangsweiche (Abb. 3.13) rechts, die den Sende- und Empfangspfad des Signals voneinander entkoppelt. Für den Vergleich mit dem Tierresonator wurde eine Einzelspule als Sende-Empfangsspule (Abb. 3.13) betrieben. Hierbei wurde die Vorverstärkereinheit entfernt und die Spule an die Sende-Empfangsweiche direkt angeschlossen. Durch diese Anordnung konnten die Spulen unter gleichen Messbedingungen betrieben werden. Zusätzlich wurde eine Vergleichsmessung durchgeführt, bei der das Spulenarray im Empfangsbetrieb mit eigenem Vorverstärker betrieben wurde. Aufgrund der unterschiedlichen Verstärker der zwei Spulen wurde das SNR miteinander verglichen. Um bei diesem Vergleich große Quantisierungsfehler der Rauschsignale in der Digitalisierung zu vermeiden, wurde lediglich mit einem Flipwinkel von 1° angeregt. Dadurch wird das Amplitudenverhältnis der Signalspannung zu Rauschspannung verringert. Zusätzlich erfolgte eine Skalierung des SNR durch einem FFT-Faktor, so dass Quantisierungsfehler der Rauschsignale in der Digitalisierung reduziert werden. Für die Ermittlung des Signal-Rausch-Verhältnis wurde eine ROI innerhalb des Objekts ins Verhältnis mit einer ROI außerhalb gesetzt.



Abb. 3.13: Links: Bestehender Tierresonator des DKFZ, der aus einer Solenoid-Sende-Empfangsspule besteht. Mitte: Sende-Empfangsweiche des Tierresonators zur Trennung des Sendepfades vom Empfangspfad. Rechts: Einzelspule, die als Sende-Empfangsspule betrieben wurde. Auf der Platine befinden sich die Trimmkondensatoren zur Impedanzanpassung.

4 Messungen und Ergebnisse

Nachdem im vorherigen Kapitel der Aufbau des Spulenarrays und die Methoden der Messung beschrieben wurden, sollen im ersten Teil dieses Kapitels die Durchführung und die Ergebnisse der Optimierung der Einzelspulen präsentiert werden. Der zweite Teil dieses Kapitels beschreibt die Messungen am Phantom, mit denen die Homogenität, das Signal-Rausch-Verhältnis und die Kopplung der Einzelspulen untersucht wurden. Abschließend beschreibt der letzte Teil dieses Kapitels die Anwendung des Spulenarrays mit Kleintieren. Das Hauptziel dieser Messungen war, die Empfindlichkeit, die Homogenität und das SNR der Einzelspulen zu untersuchen. Zudem sollte die induktive Kopplung der Einzelspulen im Array soweit reduziert werden, dass auf spezielle Algorithmen zur Signaltrennung in der Rekonstruktion verzichtet werden kann.

4.1 Optimierung der Spulenparameter

In diesem Abschnitt werden die Messungen und Ergebnisse zur Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses von Einzelspulen präsentiert. Hierzu wurden die Spulenparameter Windungszahl und Abstand des Messobjektes zur Spulenwindung optimiert. Zusätzlich wurde das Sensitivitätsprofil einer Einzelspule berechnet und gemessen. Außerdem wurden die Homogenität und der Einfluss des *skin effect* bei verschiedenen Leiterquerschnitten bestimmt.

4.1.1 Windungszahl

Zur Optimierung der Empfindlichkeit der Einzelspule wurde die Spule mit einem Kondensator hoher Güte zu einem Parallelschwingkreis bei etwa 63 MHz ergänzt und die Impedanz Z in Abhängigkeit von der Windungszahl N gemessen. Dabei wurde die Länge l mit 80 mm und der Durchmesser d der Spule mit 30 mm konstant gehalten. Auch die Breite der Kupferfolie wurde nicht verändert, aus der die Spule gewickelt wurde. Aus der gemessenen Impedanz Z ließen sich dann die beladene Güte Q_L , unbeladene Güte Q_U und daraus folgend die Sensitivität S der Spule bestimmen (s. Abschn. 2.4.5).

Aus Abb. 4.1 ist zu entnehmen, dass die beladene Güte Q_L mit steigendem N sinkt, während die unbeladene Güte Q_U ihr Maximum bei vier Windungen N erreicht und dann aufgrund von Ohmschen Verlusten kontinuierlich abfällt. Zudem beobachtet man, dass sich mit steigendem N die zunächst weit auseinander liegenden Gütekurven einander annähern. Dies resultiert aus der linearen Proportionalität des Materialwiderstandes R_{Coil} der Spule zur Windungszahl N (s. Abschn. 2.4.6.3). Die Sensitivität S steigt an und erreicht ab etwa 7 Windungen mit 0,8 ein Plateau. Eine höhere Anzahl als 11 Windungen wurde nicht untersucht, da diese durch die Breite der Kupferfolie bei einer konstanten Spulenlänge nicht mehr möglich waren. Zudem wird erwartet, dass mit zunehmender Windungszahl N die Sensitivität S aufgrund von ohmschen und kapazitiven Verlusten wieder abnimmt, was

man jedoch bei $N \leq 11$ nicht beobachtete. Für die Realisierung des Spulenarrays wurden daher Einzelspulen mit neun Windungen verwendet.

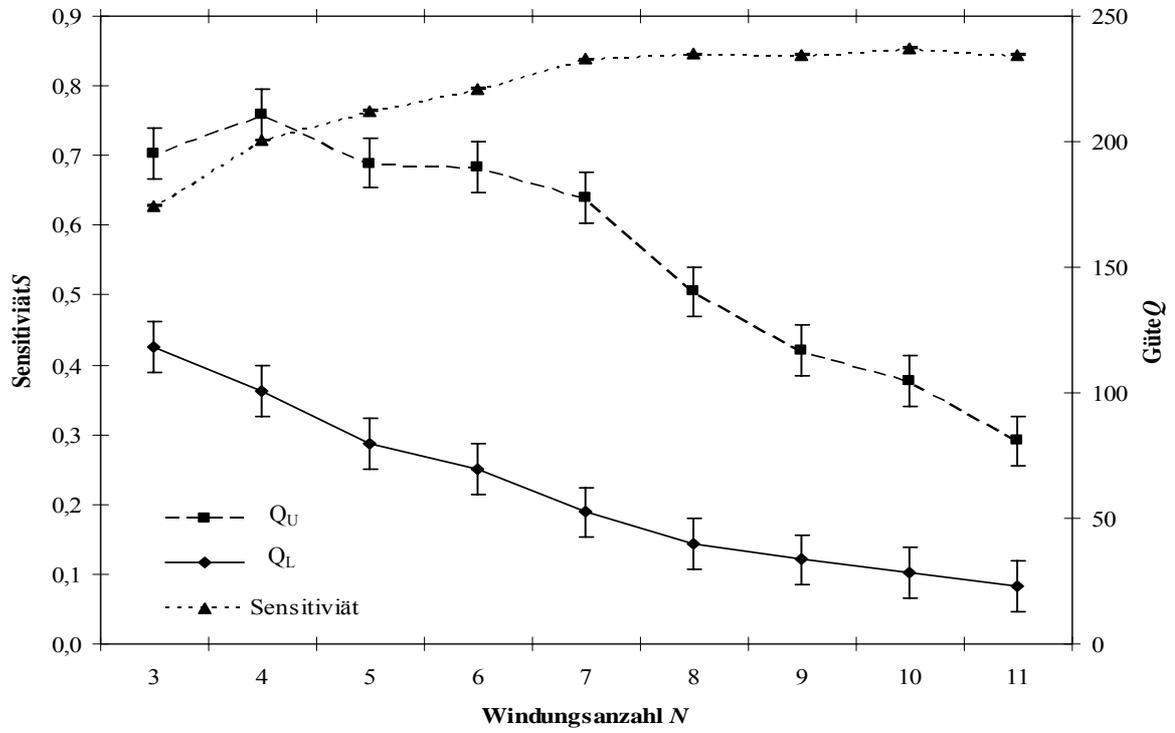


Abb. 4.1: Abhängigkeit der beladenen Güte Q_L , unbeladenen Güte Q_U und der Sensitivität S von der Windungszahl N .

4.1.2 Abstand zum Messobjekt

Der Abstand des Messobjektes zur Spulenwindung spielt in der MRT eine sehr große Rolle. Je weiter das Messobjekt von der Spule entfernt ist, desto geringer ist der Messobjektwiderstand R_O . Allerdings nehmen sowohl die Spulenempfindlichkeit als auch die elektrische Feldstärke mit zunehmendem Abstand von den Spulenwindungen ab. Wird der Spulenzradius r verringert, so steigt die Empfindlichkeit, jedoch steigen dadurch wiederum die dielektrischen Verluste in der Nähe der Spulenwindung.

Zur Maximierung des Signals wurde der optimale Abstand von Spulenwindung zum Messobjekt bestimmt. Es wurden Spulenaußendurchmesser von $d = 30$ mm und $d = 35$ mm untersucht. Durchmesser größer als $d = 35$ mm wurden nicht gewählt, da die Erweiterung des Spulenarrays auf acht Einzelspulen bereits vorgesehen ist und der Aufbau durch die Größe des homogenen Magnetfeldes begrenzt ist (s. Abschn. 3.3.4). Kleinere Außendurchmesser als $d = 30$ mm waren technisch nicht möglich, da mit einem Innendurchmesser von 26 mm die Wandstärke zu gering gewesen wäre. Eine weitere Verringerung des Innendurchmessers der Spule war aufgrund der Größe des Messobjektes ($d = 20$ mm) nicht möglich.

Spulenaußen- durchmesser d [mm]	Signal	$SD_{\text{sig}}[\%]$	Sensitivität S
30	759	1,4	0,92
35	660	1,9	0,83

Tab. 4.1: Ergebnisse der Signalmessung bei unterschiedlichen Spulenaußendurchmesser d . SD_{sig} beschreibt die Standardabweichung des detektierten Signals, welche über eine gesetzte ROI im Schnittbild automatisch neben dem SNR mit berechnet wird.

Für die Messung des Signals wurde ein zylindrisches Phantom (Mauslastphantom, 22ml) gewählt, das mit einem Außendurchmesser von $d = 25$ mm die Einzelspule nahezu ausfüllt. Die Signalermittlung erfolgte aus einem MR-Bild innerhalb einer manuell gesetzten ROI, aus dem im Programm automatisch der Mittelwert der Grauwertamplitude bestimmt wurde. Zudem wird im Programm automatisch zu jedem bestimmten Signal die Standardabweichung SD angegeben.

Vergleicht man die Signal-Werte für zwei Spulenaußendurchmesser, so beobachtet man, dass die Einzelspule mit $d = 30$ mm ein 15% höheres Signal aufweist als mit $d = 35$ mm (s. Tab. 4.1). Dies resultiert aus dem höheren Füllfaktor der Spule. Zusätzlich wurden die Sensitivitäten S (s. Abschn. 2.4.5) der zwei Außendurchmesser ermittelt. Hier wies die Einzelspule mit $d = 30$ mm eine 11% höhere Sensitivität auf als mit $d = 35$ mm. Aufgrund des 15% höheren Signals und der 11% höheren Sensitivität bei einem Außendurchmesser von $d = 30$ mm, wurde dieser für das Spulenarray ausgewählt.

4.1.3 Vergleich der Sensitivitätsprofile

Der theoretische Verlauf des Sensitivitätsprofils wurde nach Biot-Savart berechnet (s. Anhang C) und mit dem Gemessenen verglichen. In Abb. 4.2 wird exemplarisch das berechnete und gemessene Sensitivitätsprofil in willkürlicher Einheit entlang der x -Richtung gezeigt. Dabei wurde das Sensitivitätsprofil in der Mitte des Phantombildes bestimmt. Der Kurvenverlauf des experimentell bestimmten Signalverlaufes weist im Gegensatz zum theoretisch berechneten im Maximum ein Plateau auf, was vermutlich auf die Auftrennung der Spule in der Mitte zurückzuführen ist. Dadurch wird über eine Länge von 64 mm im Zentrum der Spule die Empfindlichkeit lediglich um 10% variiert. Jedoch nimmt der theoretische wie auch der berechnete Sensitivitätsverlauf am Ende um 50% ab. Die räumliche Ausdehnung des Sensitivitätsprofils wird mit der quasistatischen Berechnung nach Biot-Savart nicht exakt wiedergegeben. Dies resultiert vermutlich aus der Länge der Spule, die bereits ein $\lambda/6$ der verwendeten Wellenlänge beträgt und somit quasistatische Annahmen nicht mehr zulässt.

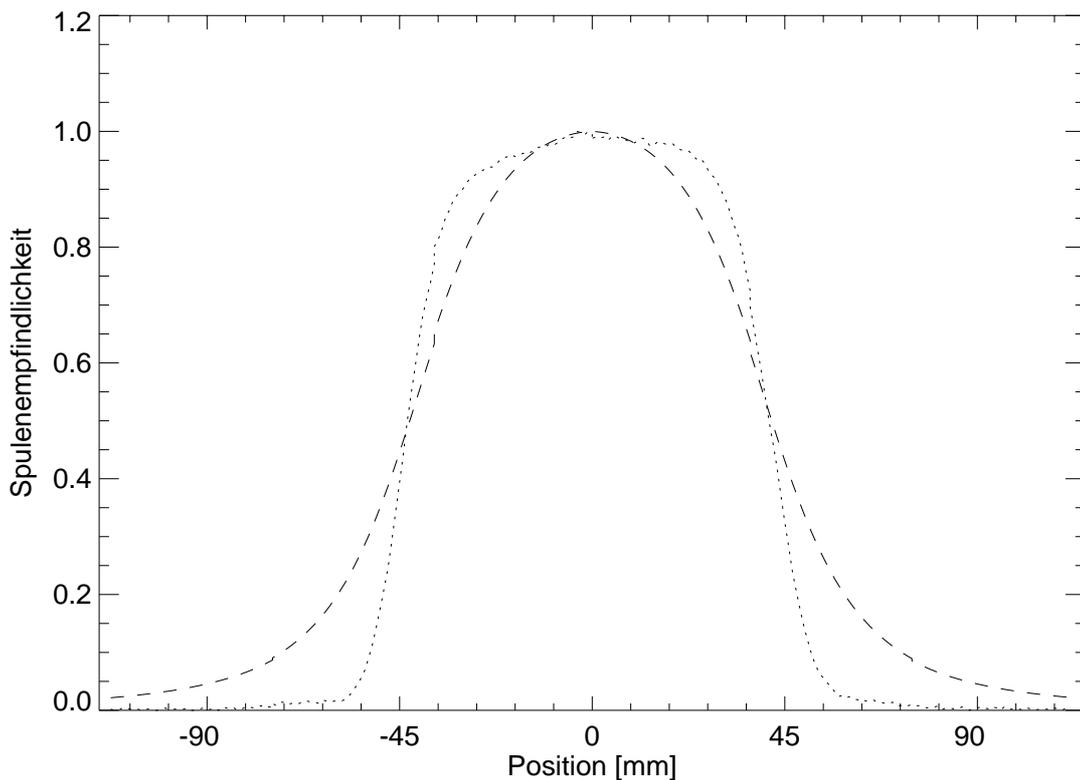


Abb. 4.2: Exemplarische Darstellung des Sensitivitätsprofils entlang der Spulenlängsachse. Dabei stellt das (-----) Profil das theoretisch berechnete Sensitivitätsprofil und das (.....) das gemessene Sensitivitätsprofil dar.

4.1.4 Homogenität

Variationen im B_1 -Feld erzeugen räumlich variierende Flipwinkel im Messobjekt und führen damit zu Bildkontrasten, die nicht vom Messobjekt abhängig sind, was für die diagnostische Beurteilung unerwünscht ist. Daher wurden in dieser Messreihe die Kupferdrahtspule und die Kupferfolienspule bezüglich ihrer Homogenität untersucht. Für die Bestimmung der B_1 -Feldverteilung wurde eine FLASH 2D-Pulssequenz verwendet. Es wurde das 100-fache der eigentlichen Referenzspannung als Anregungsspannung verwendet. Dadurch kommt es in den Schnittbildern zu einem 100-fach erhöhten Flipwinkel. In einer idealen Spule würde man ein homogenes Grauwertamplitudenbild erwarten. Bei vorhandenen Inhomogenitäten kommt es jedoch zu einer ungleichmäßigen Verteilung der Grauwertamplituden (s. Abb. 4.3). Durch diese Messung werden vorhandene Inhomogenitäten im Bild besser sichtbar, da die absoluten Differenzen zwischen verschiedenen Grauwertamplituden größer werden. Die schwarzen Bereiche stellen ein 100-faches der 180° Flipwinkel dar, wohingegen die hellsten Stellen im Bild einen Flipwinkel α von $100 \cdot 90^\circ$ darstellen.

Zudem wurde das Sensitivitätsprofil in der Mitte der beiden Spulen bestimmt (s. Abb. 4.3), um den Verlauf der Grauwertamplituden besser darzustellen. Im Sensitivitätsprofil ist zu erkennen, dass die Kupferdrahtspule nur lediglich über einen Bereich von 20 mm ein kon-

stantes Grauwertamplitudenbild aufweist, während bei der Kupferfolienspule über eine Breite von 30 mm ein homogener Bereich vorhanden ist. Zudem variiert die Sensitivität im mittleren Bereich der Kupferdrahtspule im Gegensatz zur Kupferfolienspule stärker.

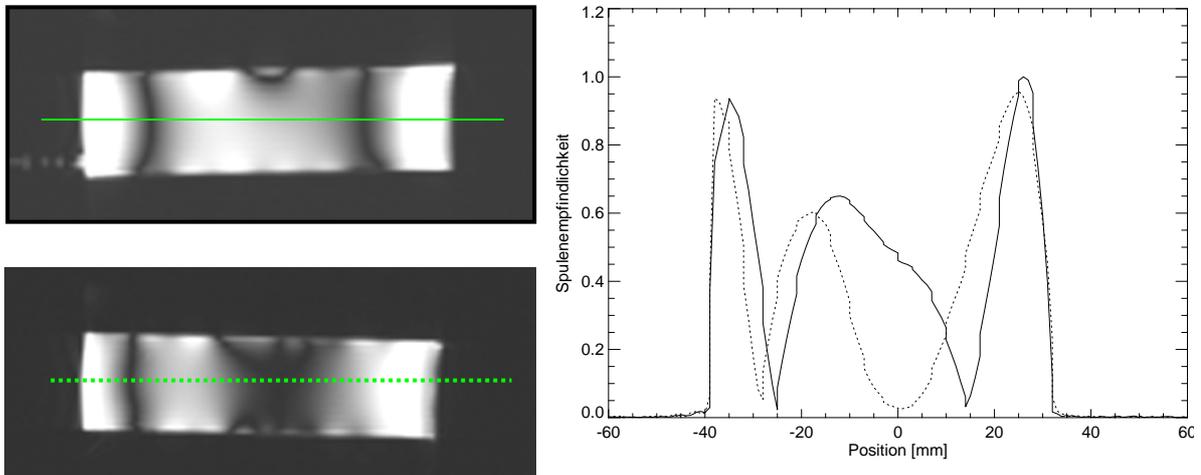


Abb. 4.3: Phantombilder wurden mit der Kupferfolienspule (links oben) und mit der Kupferdrahtspule (links unten) bei 100-facher Referenzspannung aufgenommen. Grüne Linie kennzeichnet die Lage des Sensitivitätsprofils. Rechts: Sensitivitätsprofil der Kupferdrahtspule (gestrichelt) und der Kupferfolienspule (durchgezogen).

4.1.5 Leiterquerschnitt

Da ein hochfrequenter Wechselstrom durch den *skin effect* nur eine begrenzte Eindringtiefe besitzt, kommt es bei geringem Leiterumfang durch die größere Stromdichte zur Erhöhung des Widerstandes (s. Abb. 4.4) [Houl81]. Dieser kann wiederum zu Signalverlusten führen. Die Stromdichte J wird wie folgt beschrieben:

$$J(r) = J_0 e^{-\frac{r}{\delta_{Cu}}} e^{-i\frac{r}{\delta_{Cu}}} \quad (4.1)$$

Dabei beschreibt r die Leiterdicke und δ die Eindringtiefe in das leitende Material. Bei der Kupferfolienspule beispielsweise wird die Stromdichte J bei einer Leiterdicke von $r = 35 \mu\text{m}$ und einer Eindringtiefe $\delta = 8,5 \mu\text{m}$ nur auf 1,6 % reduziert. Daher war der Verlustwiderstand nur vom Umfang des Leiters abhängig. Ziel dieser Messreihe war es, den Einfluss des Leiterumfanges auf das Signal zu untersuchen. Hierzu wurde die Kupferdrahtspule (Breite = 4,10 mm, Höhe = 2,37 mm) mit der Kupferfolienspule (Breite = 5mm, Dicke = 35 μm) verglichen.

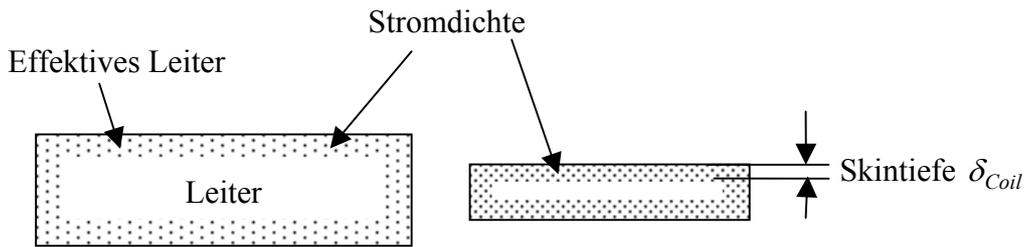


Abb. 4.4: Kupferdrahtspule mit geringer Stromdichte (links) und Kupferfolienpule mit hoher Stromdichte (rechts).

Vor jeder neuen Messung wurde über eine Routine im Tomographen die Referenzspannung bestimmt. Bei der Messung der Referenzspannung lassen sich bereits Unterschiede zwischen zwei Spulen feststellen, da nach Gl. 2.30 eine Spule, die für denselben Flipwinkel eine geringere Referenzspannung benötigt, auch eine höhere Empfindlichkeit aufweist. Die Kupferfolienpule wies eine Referenzspannung von 2,3 V und die Kupferdrahtspule eine von 2,0 V auf. Das Verhältnis der Referenzspannung der Kupferdrahtspule zur Kupferfolienpule beträgt somit:

$$\frac{U_{\text{RefFolie}}}{U_{\text{RefDraht}}} = \frac{2,3 \text{ V}}{2,0 \text{ V}}$$

D.h. dass in den Schnittbildern der Kupferdrahtspule nach Gl. 2.30 ein etwa 1,2-fach besseres Signal im Vergleich zu den Bildern der Kupferfolienpule zu erwarten ist. Um die Messung mit der Theorie zu vergleichen, erfolgten Akquisitionen von Schnittbildern mit einer 2D-FLASH-Pulssequenz. In Tab. 4.2 sind die Referenzspannung und das Signal der jeweiligen Spule aufgeführt. Dabei wies die Kupferdrahtspule im Vergleich zur Kupferfolienpule ein um etwa 1,1-fach besseres Signal auf, was im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Werten aus der Referenzspannung übereinstimmt.

Für die Realisierung eines Spulenarrays wurden trotz 14% niedrigerem Signal nur Kupferfolienpulen verwendet, da die Kupferdrahtspule eine inhomogenere Verteilung der Grauwertamplituden aufwies. Zudem ist die Realisierung der Spulen mit Kupferfolie im Gegensatz zum nicht klebbaren, harten Kupferdraht sehr viel einfacher.

Spulenart	U_{Ref} [V]	Signal	SD_{Sig} [%]
Kupferdrahtspule	2,0	271	2,7
Kupferfolie	2,3	238	3,3

Tab. 4.2: Ergebnisse der Signalmessung bei verschiedenen Leiterquerschnitten mit jeweiliger Standardabweichung SD_{Sig} des Signals. Außerdem wurden die Referenzspannungen der zwei Spulenquerschnitte bestimmt.

4.2 Abschirmung

Bei benachbarten Einzelspulen in Spulenarrays kann es zu Kopplungen des magnetischen Flusses kommen, die auch als induktive Kopplungen bezeichnet werden. Diese verursachen Geisterbilder und bei starker Kopplung sogar Resonanzverschiebungen. Um die Kopplung der Einzelspulen zu verringern, muss die Gegeninduktivität M (s. Gl. 2.35) reduziert werden. Aus diesem Grund wurden zylindrische Abschirmungen aus Kupfer (Durchmesser 48 mm) entwickelt, die die Empfindlichkeit der Einzelspulen nach außen verringern und somit auch die Gegeninduktivität M (s. Abb. 4.5). Bei zu geringem Abstand zwischen Abschirmung und Spule kann es jedoch zu Signalverlusten kommen, da Änderungen des Spulenstroms Wirbelströme in Abschirmungen hervorrufen, die zu Ohmschen Verlusten führen. Zudem wirken die Wirbelströme der Feldänderung entgegen (Lenzsche Regel) und verändern dadurch den Magnetfeldverlauf der Einzelspule [Morn95]. In den Phantommessungen wurde daher neben den Messungen zur Entkopplung auch das Signal der Einzelspulen untersucht. Es wurden zwei Arten von Abschirmungen entwickelt; eine vollständige Kupferabschirmung und eine Einschlitz-Abschirmung, die Wirbelströme durch die Unterbrechung der Strompfade unterbinden soll. Wirbelströme werden in leitfähigen Materialien durch das zeitlich ändernde Magnetfeld (Gradienten) erzeugt.

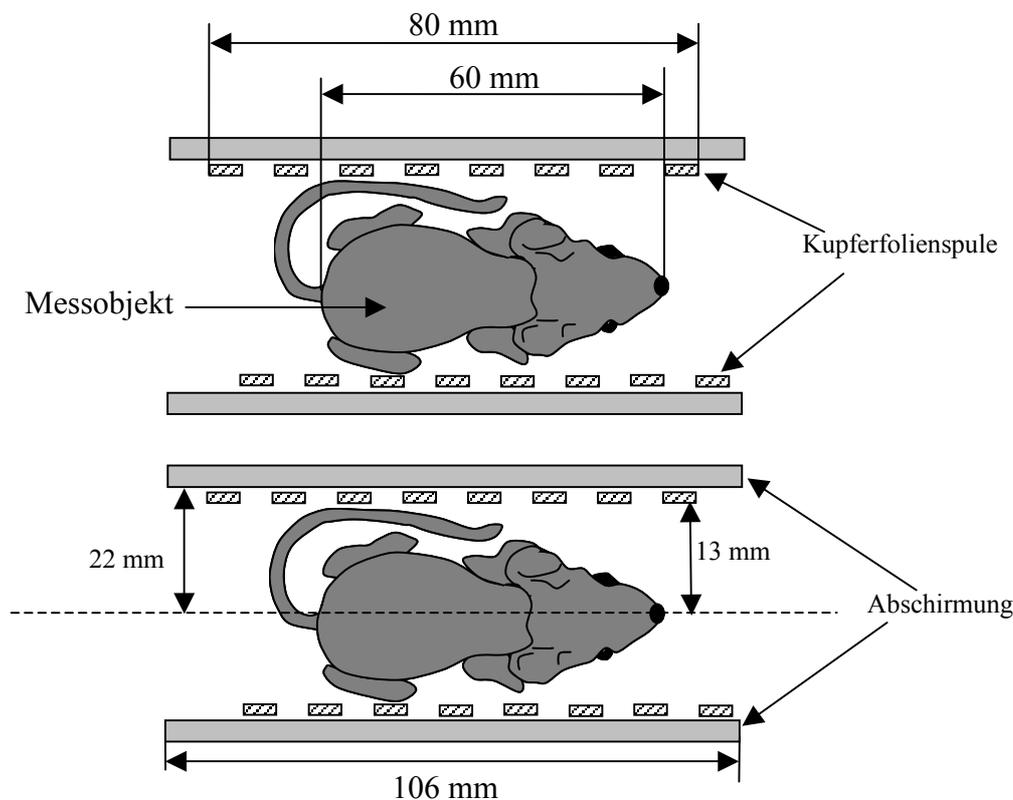


Abb. 4.5: Schematische Darstellung zweier Einzelspulen mit Abschirmung, die zu einem Spulenarray kombiniert wurden.

4.2.1 Kopplung benachbarter Spulen

Zur Messung der Kopplung benachbarter Einzelspulen wurde das Spulenarray mit dem Ganzkörperresonator des Tomographen angeregt und das Signalecho mit jeweils einer Einzelspule empfangen. Es wurde für die Messung ein 22ml-Mauslastphantom verwendet und mit Hilfe einer 2D-FLASH-Pulssequenz Schnittbilder aufgenommen. Als Kopplung wurde das Verhältnis des Signalmittelwerts des Geisterbildes in der jeweiligen anderen Einzelspule zum eigentlichen Signalmittelwert des Messobjekts innerhalb der eingeschalteten Einzelspule definiert. Dabei stellt der Wert 100% die totale Kopplung und 0% keine Kopplung dar.

Zwei ungeschirmte Einzelspulen zeigten 92% Kopplung (s. Tab. 4.3), was aus der induktiven Kopplung resultiert. Die Einschlitz-Abschirmung empfing 91% des Geisterbildes und zeigte somit keine Schirmfunktion. Bei vollständiger Abschirmung konnte der relative Anteil des Geisterbildes auf 2% reduziert werden, jedoch wurde eine Anregungsspannung von nahezu 600 V benötigt, so dass man mit diesen Einzelspulen immer am Spannungsmaximum des MR-Tomographen operiert und dadurch in der Wahl der Pulsdauer respektive des Flipwinkels eingeschränkt ist.

Abschirmungsart	Kopplung [%]	Signal einer Sende-Empfangsspule	SD _{SE} [%]	Signal einer Einzelspule im Array	SD _A [%]
Keine Abschirmung	92	759	2,3	654	1,2
Einschlitz-Abschirmung	91	623	2,1	699	1,3
Vollständige Abschirmung	2	532	2,4	719	1,8

Tab. 4.3: Ergebnisse der Signal- und Entkopplungsmessung bei verschiedenen Abschirmungen. SD_{SE} beschreibt die Standardabweichung der Sende-Empfangsspule und SD_A die Standardabweichung des Spulenarrays

4.2.2 Signaländerung bei Abschirmung

In Abhängigkeit von der verwendeten Abschirmung wurde das Signal ermittelt. Zur Messung des Signals wurde eine Einzelspule als Sende-Empfangsspule betrieben.

Dabei zeigte eine vollständige Abschirmung ein um 42% geringeres Signal gegenüber einer ungeschirmten Einzelspule und 17% weniger als eine Einschlitz-Abschirmung (s. Tab. 4.3). Dies lässt sich durch die Nähe der Abschirmung zur Spulenwicklung erklären, die zu Ohmschen Verlusten führen. Die Abhängigkeit der verwendeten Abschirmung auf das Signal wurde mit dem Spulenarray gemessen, um den Faktor der Kopplung nah beieinander liegender Spulen mit einzubeziehen. Tab. 4.3 zeigt das gemessene Signal mit dem Array in Abhängigkeit von der verwendeten Abschirmung.

Dabei wies eine ungeschirmte Spule 10% weniger Signal auf als eine vollständig abgeschirmte Spule und 7% weniger als eine Einschlitz-Abschirmung. In den Messungen mit dem Spulenarray beobachtete man, dass die unabgeschirmte Einzelspule 1 ein höheres Signal im Geisterbild detektierte, als das eigentliche Signal in der Einzelspule 1. Dieses Ergebnis resultiert vermutlich aus einer gekoppelten Schwingung der Resonanzkreise der benachbarten Spulen. Dieser Effekt wurde bereits in der Transmissionskurve der Einzelspulen beobachtet (s. Abb. 4.6). In Abb. 4.6 ist zu erkennen, dass die Transmissionskurve zwei lokale Maxima aufweist. Das erste Maximum liegt bei 62,49 MHz und das zweite bei 64,89 MHz. Aus diesen zwei Werten lässt sich nach Gl. 2.38 der Koppelfaktor ermitteln.

$$k = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{(64,89 - 62,49)\text{MHz}}{63,7\text{MHz}} = 0,04$$

Ein Koppelfaktor von 0,04 wird auch als überkritische Kopplung bezeichnet [Zink86]. Diese führt zu Resonanzverschiebungen und somit zu einem geringeren SNR.

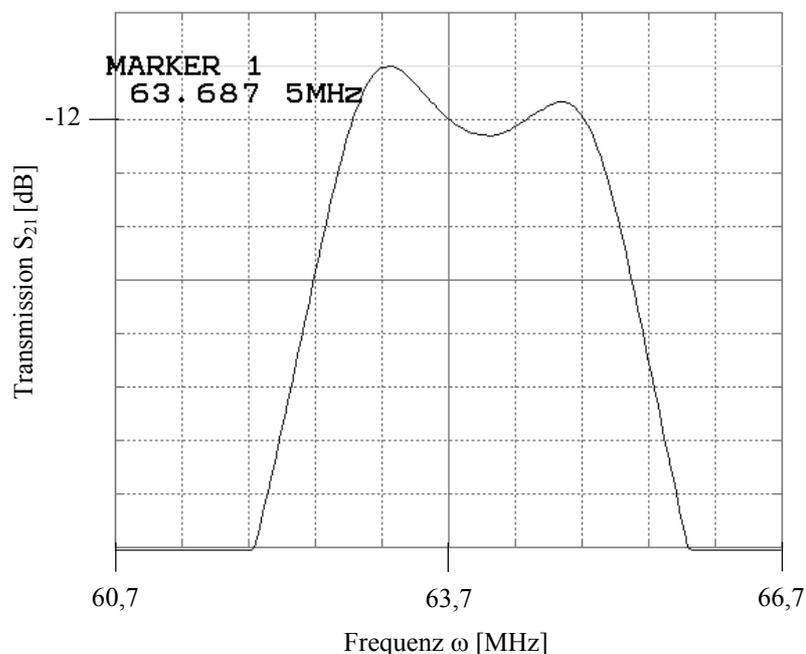


Abb. 4.6: Transmissionskurve zwischen zwei ungeschirmten Einzelspulen im Array

4.2.3 Optimierung der Abschirmung

Die Einzelspule mit vollständiger Abschirmung wies eine zu hohe Referenzspannung auf. Die hohe Referenzspannung resultiert aus der Abschirmung, die nicht nur die Empfindlichkeit der Einzelspule nach außen verringert, sondern auch die Sendeleistung abschirmt. Im Idealfall wäre eine Abschirmung im Sendefall aus- und im Empfangsmodus eingeschaltet. Dies ist in der Praxis jedoch nicht ohne Kompromisse möglich. Aus diesem Grund musste eine Abschirmung entwickelt werden, die eine geringere Referenzspannung benötigt und eine ausreichend hohe Entkopplung aufweist.

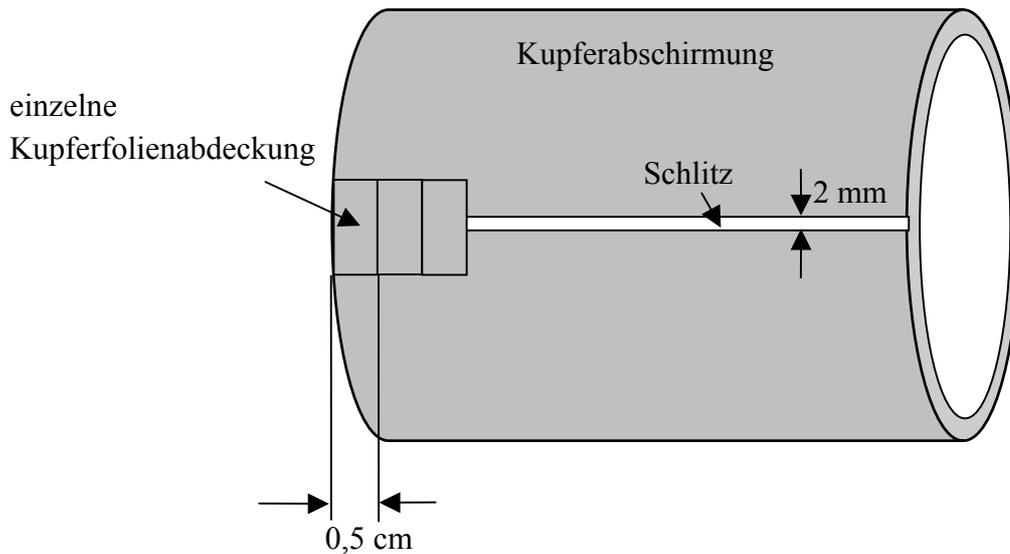


Abb. 4.7: Schematische Darstellung der zunehmenden Kupferabdeckung der Einschlitzausführung

Die Einschlitzausführung zeigte eine geringe Referenzspannung (s. Tab. 4.3), jedoch auch sehr geringe Entkopplung. Um die induktive Kopplung zu verringern, wurde die Länge des Schlitzes zunehmend mit Kupfer geschlossen (s. Abb. 4.7). Hierzu wurden simultan im MR-Tomographen Schnittbilder mit einer 2D-FLASH-Pulssequenz akquiriert und in Abhängigkeit von der Abdeckung des Schlitzes die Referenzspannung, die Entkopplung und das Signal ermittelt (s. Tab. 4.4). Dabei zeigte sich, dass mit steigender Abdeckung die beobachteten Referenzspannungen von 27 V (1 cm Abdeckung) auf 120 V (4,7 cm Abdeckung) anstiegen. Dies resultiert aus der stärkeren Abschirmung gegenüber HF-Magnetfeldern. Um nun das gleiche Magnetfeld in der Einzelspule erzeugen zu können, muss mehr Leistung respektive Referenzspannung erbracht werden. Hohe Entkopplung sowie hohes Signal zeigte sich bei einer Abdeckung des Schlitzes von nur 1 cm. Jedoch war bei diesem Bedeckungsgrad die Referenzspannung so niedrig, dass sie aus technischen Gründen vom MR-Tomographen nicht präzise gemessen werden konnte. Der Kompromiss zwischen Referenzspannung und akzeptabler Entkopplung wurde bei 5,1 cm Abdeckung bei Einzelspule 1 und 4,6 cm bei Einzelspule 2 gefunden. Die unterschiedlichen Längen der Abdeckungen resultieren aus der nicht exakt gleichen Breite des Schlitzes. Wie man aus Tab. 4.4 erkennt, verändert sich das Signal sowie die Entkopplung ab 75 V nicht wesentlich. Somit können Abschirmungen ab 4 cm Schlitzabdeckung für das Spulenarray verwendet werden.

Abdeckung [cm]	U_{Ref} [V]	Kopplung [%]	Signal	SD_{Sig} [%]
0,5	27,2	2,3	901	1,8
1,0	30,5	1,9	834	2,1
1,5	32,7	2,2	809	1,9
2,0	35,6	3,1	746	2,1
3,0	51,3	2,9	681	1,9
4,0	74,3	3,4	793	1,7
4,5	96,1	3,3	745	1,7
4,6	104,9	3,0	763	1,8

Tab. 4.4: Ergebnisse der Abdeckungsmessung der Einschlitzabschirmung. Hierbei wurden die Referenzspannung, die Entkopplung und das Signal in Abhängigkeit von der Abdeckungslänge der Einschlitz-Abschirmung aufgenommen

4.2.4 Koppelfaktor

Zielsetzung dieser Messreihe war die Ermittlung der Kopplungsart sowie die Bestimmung des Koppelfaktors, um eine Aussage bezüglich der Notwendigkeit der Nachverarbeitung zur Signaltrennung treffen zu können. Um die Signalkopplung des Spulenarrays zu messen, wurde mit dem Ganzkörperresonator des Tomographen angeregt und das Signalecho mit jeweils einer Einzelspule empfangen.

In Abb. 4.8 sind die akquirierten Schnittbilder der Spule 1 sowie der Spule 2 mit den modifizierten Abschirmungen dargestellt. Man erkennt in Abb. 4.8 die geringe Einkopplung der nächstliegenden Spule (linke Abb. 4.8 oben und rechte Abb. 4.8 unten). Um die ortsabhängige Kopplung von der ortsunabhängigen zu unterscheiden, wurden die Bilder jeweils durcheinander dividiert. Wie man in Abb. 4.9 erkennt, sind die Grauwertamplituden im Divisionsbild beider Spulen homogen. Somit kann man eine ortsabhängige Kopplung ausschließen, da diese zu Inhomogenitäten im Bild geführt hätte. Die Ermittlung des Koppelfaktors erfolgte über die Mittelung der Grauwertamplituden im Divisionsbild der jeweiligen Spule. Hierbei wurde bei der Einzelspule 1 ein Koppelfaktor von 30 und bei der Einzelspule 2 ein Koppelfaktor von etwa 28 bestimmt.

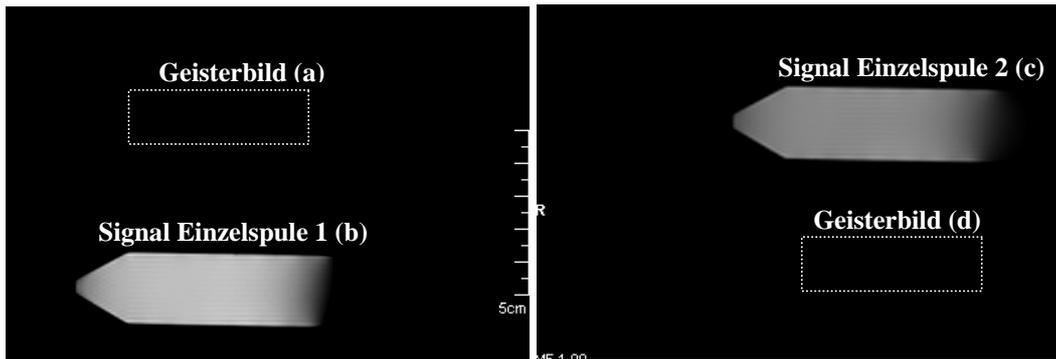


Abb. 4.8: Einzelschicht aus einem 2D-Datensatz von zwei Mauslastphantomen (27 ml), die simultan mit dem Spulenarray aufgenommen wurde. Gestrichelte Linie kennzeichnet die Einkopplung der benachbarten Spule.

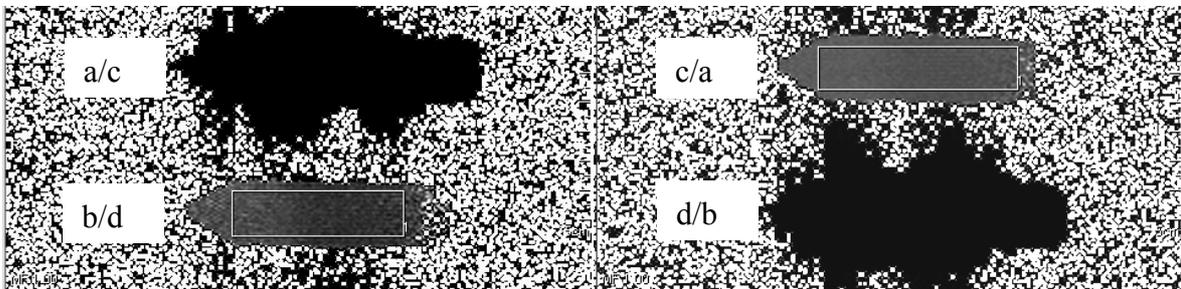


Abb. 4.9: Divisionsbilder beider Einzelspulen. Links neben den Divisionsbildern ist gekennzeichnet durch welches Bild dividiert wurde. Schwarze Bereiche (links oben, rechts unten) stellen die Division des Geisterbildes durch das eigentliche Signal dar. Graue Bereiche (links unten, rechts oben) stellen die Division des Signals durch das Geisterbild dar.

4.3 Anpassnetzwerk

4.3.1 Reflexion und Transmission

Das Anpassnetzwerk einer Spule hat einen entscheidenden Einfluss auf das SNR. Aus diesem Grund wurde mit einem Netzwerkanalysator die Transmission und Reflexion einer rauschangepassten Spule bestimmt. Eine angepasste Einzelspule wies bei der Resonanzfrequenz von 63,685 MHz eine Transmission von -29 dB (s. Anhang A) und eine Reflexion von -31 dB auf (Abb. 4.10). Um zu untersuchen, wie sich das SNR bei Einzelspulen ohne individuelle Impedanzanpassung an das jeweilige Messobjekt verändert, wurde das SNR in MR-Schnittbildern ermittelt. In dieser Messreihe wurden nicht Signale miteinander verglichen, da die Fehlanpassung zu einer unterschiedlichen Verstärkung des Signals führen kann.

Hierzu wurden zunächst die Einzelspulen im Array auf ein Mauslastphantom, das dem Gewicht einer Maus von 22 g entspricht, angepasst. Anschließend wurde ein 27 ml Mauslastphantom in die Einzelspulen positioniert, jedoch ohne erneut anzupassen. Mit einer 2D-FLASH-Pulssequenz wurden MR-Schnittbilder mit der unangepassten Spule akquiriert. Die Bestimmung des SNR erfolgte in den Schnittbildern wie in Abschn. 3.3.4 beschrieben.

Anschließend wurden die Einzelspulen auf das Phantom angepasst und nochmals das SNR in den Schnittbildern bestimmt (s. Tab. 4.5), um den Einfluss der Nichtanpassung auf das SNR zu ermitteln. Ohne Anpassung wurde bei der Einzelspule 1 ein um 26% und bei der Einzelspule 2 ein um 19% geringeres Signal gemessen als mit Anpassung. Der Unterschied des Signalverlustes resultiert aus den unterschiedlich erzeugten Flipwinkeln der Einzelspulen im Array bei Nichtanpassung.

Um hohe Signalverluste in den Bildern zu vermeiden, sollte jede Spule vor jeder Messung mit einem neuen Messobjekt auf die Impedanz $Z = 50 \Omega$ angepasst werden. Zudem benötigten die unangepassten Einzelspulen Referenzspannungen von bis zu 250 V, was dazu führen kann, dass nicht alle Flipwinkel realisierbar sind.

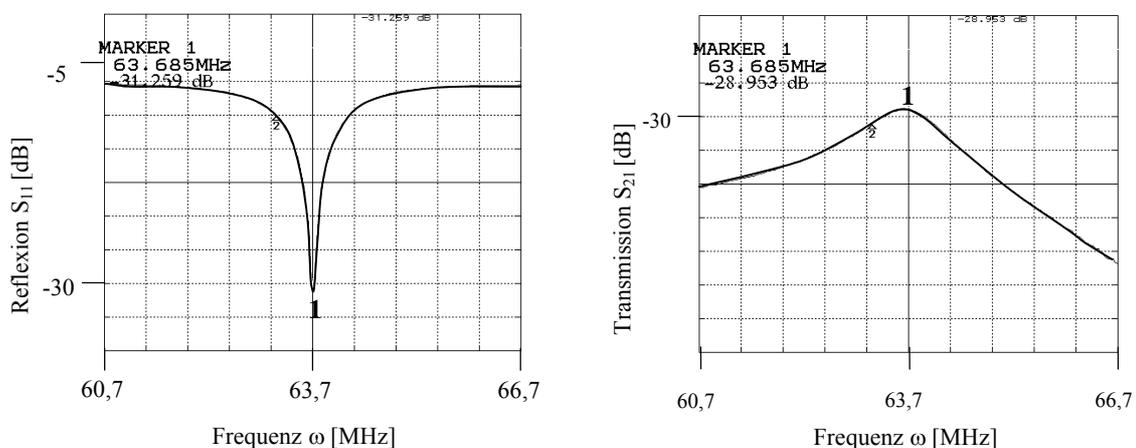


Abb. 4.10: Reflexion (links) und Transmission (rechts) einer rauschangepassten Kleintierspule. Bei der Resonanzfrequenz von 63,685 MHz wird das Signal um -31 dB reflektiert und die Transmission beträgt -29 dB.

Spule	U_{Ref} [V] mit Anpassung	SNR mit Anpassung	SD_{Anp} [%]	U_{Ref} [V] ohne Anpassung	SNR ohne Anpassung	SD_{OAnp} [%]
Einzelspule 1	74,9	9,18	1,6	228,1	6,77	1,5
Einzelspule 2	76,3	9,10	1,7	263,5	7,35	2,1

Tab. 4.5: Ergebnisse der SNR-Messung in Abhängigkeit von der Anpassung und Nicht-Anpassung der Einzelspulen im Array. SD_{Anp} beschreibt die Standardabweichung des SNR mit Anpassung und SD_{OAnp} die Standardabweichung des SNR ohne Anpassung

4.3.2 Rausch- und Leistungsanpassung

Zur Minimierung der Rauschzahl (s. Gl. 2.51) des Vorverstärkers und zur Maximierung des SNR erfolgte eine 50Ω -Anpassung der Einzelspule. Die Rausch- und Leistungskurve des Vorverstärkers wurde mit dem Spektrumsanalysator bei 63,685 MHz mit einer Frequenzbreite von 20 MHz aufgenommen. In Abb. 4.11 ist der Verlauf der Verstärkung und der Rauschzahl (s. Abschn. 2.5.2) des Vorverstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt. Bei der vom MR-Tomographen verwendeten Resonanzfrequenz von 63.685 MHz beträgt die Rauschzahl des Vorverstärkers 0.7 dB und weist eine Leistungsverstärkung von 20 dB auf. Man beobachtet eine Verschiebung des Minimums der Rauschkurve um 2.5 MHz zum Maximum der Verstärkungskurve. Wie bereits in Abschn. 2.5.2 beschrieben wird bei der Rauschanpassung der Vorverstärker mit einer Fehlanpassung betrieben, so dass dieser zwar minimal rauscht, jedoch nicht maximal verstärkt. Die Leistungsverstärkung von 20 dB ist jedoch ausreichend, da die Rauschanpassung an dieser Stelle eine größere Rolle spielt.

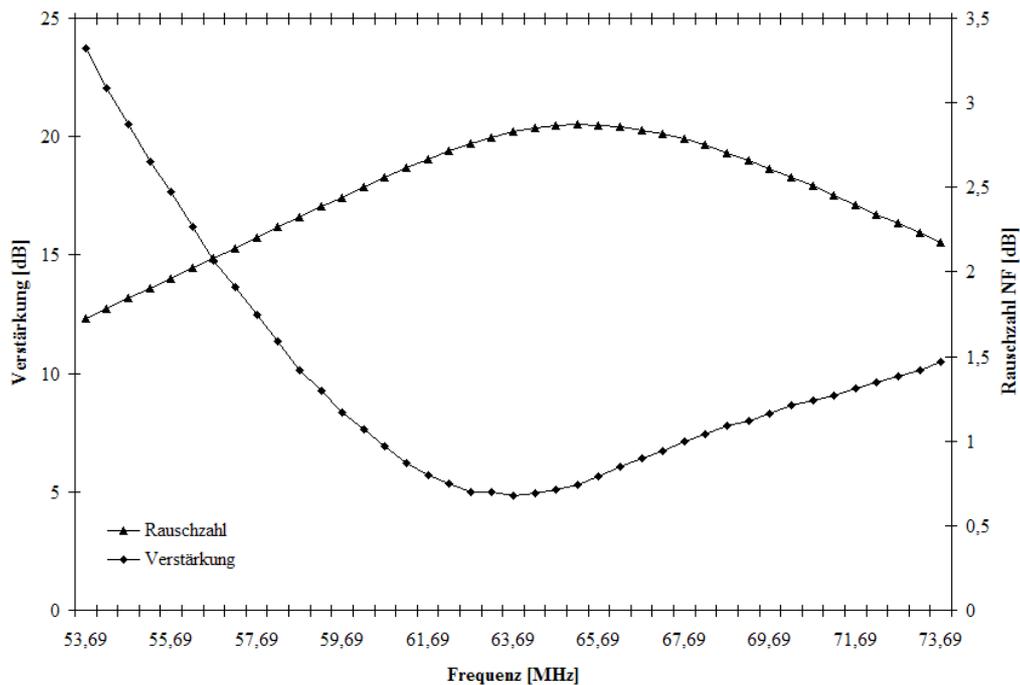


Abb. 4.11: Verlauf der Verstärkung und Rauschzahl des Transistors in Abhängigkeit von der Frequenz

4.4 Vergleich des Spulenarrays mit dem Tieresonator

Das Spulenarray wurde bezüglich des Signal-Rausch-Verhältnisses mit einem bereits im DKFZ vorhandenen Tieresonator verglichen. Für den SNR-Vergleich wurde lediglich mit einem Flipwinkel von 1° angeregt, um das Amplitudenverhältnis der Signal- zu Rauschspannung zu verringern und folglich Quantisierungsfehler in der Digitalisierung zu verringern. Für die Vergleichsmessung wurde eine 2D-FLASH-Pulssequenz verwendet.

Hierbei zeigte die Einzelspule im Array ein 2,7-fach besseres SNR gegenüber dem Tierresonator (s. Tab. 4.6). Bei gleich bleibendem SNR lässt sich die Messzeit im Vergleich zum Tierresonator um $2,7^2 = 7,3$ verringern. Zudem werden zwei Mäuse im Spulenarray simultan aufgenommen, so dass dieser Faktor bei der Untersuchung mehrerer Tiere verdoppelt werden kann und sich somit die gesamte Messzeit auf 1/15 reduziert.

Spulenart	SNR	SD _{Sig} [%]
Tierresonator	3,42	1,6
Einzelspule	9,26	1,6

Tab. 4.6: Ergebnisse der SNR-Vergleichsmessung des Spulenarrays mit dem Tierresonator.

4.5 Tierexperimente

In diesem Kapitel werden exemplarisch Schnittbilder aus einer experimentellen Tierstudie mit dem Spulenarray vorgestellt. Es wurden insgesamt 15 Mäuse (Gewicht 27- 30 g) untersucht. Die Durchführung der in dieser Arbeit enthaltenen Tierversuche erfolgte streng nach den einschlägigen Richtlinien der Tierschutzverordnung.

Vor Beginn der Messung mit dem Spulenarray wurden jeweils zwei Mäuse narkotisiert und auf den Mäuseliegen positioniert. Diese sind an der Spulenmitte markiert, so dass die Maus bereits vor Einführung in die Spule genau in die Mitte der Spule positioniert werden kann. Anschließend erfolgte die Anpassung der Einzelspulen im Array an die entsprechende Maus, um eine rauscharme Verstärkung zu gewährleisten. Zur Messung mit dem Array wurde dann zuletzt die Narkoseeinheit (Isofluran 3% bei Einleitung der Narkose, 1,5% bei Aufrechterhaltung der Narkose, 0,5 – 0,6 l/min Sauerstoff) an den Spulenöffnungen angeschlossen.

Die Mäuse besitzen jeweils einen Tumor am Bein. Um diesen gut darstellen zu können, wurde eine 3D-Turbospinecho-Pulssequenz verwendet. Es wurden pro 3D-Volumen 16 Einzelschichten, bei einer Schichtdicke von 1,0 mm und bei einer 256 x 192 Matrix aufgenommen. Die erreichte nominelle Auflösung lag bei $0,3 \times 0,3 \times 1,0 \text{ mm}^3$ mit einem FOV von $710 \times 960 \text{ mm}^2$. Wie in Abb. 4.12 zu erkennen ist, sind in den Einzelschichten keine induktiven Kopplungen beobachtbar.

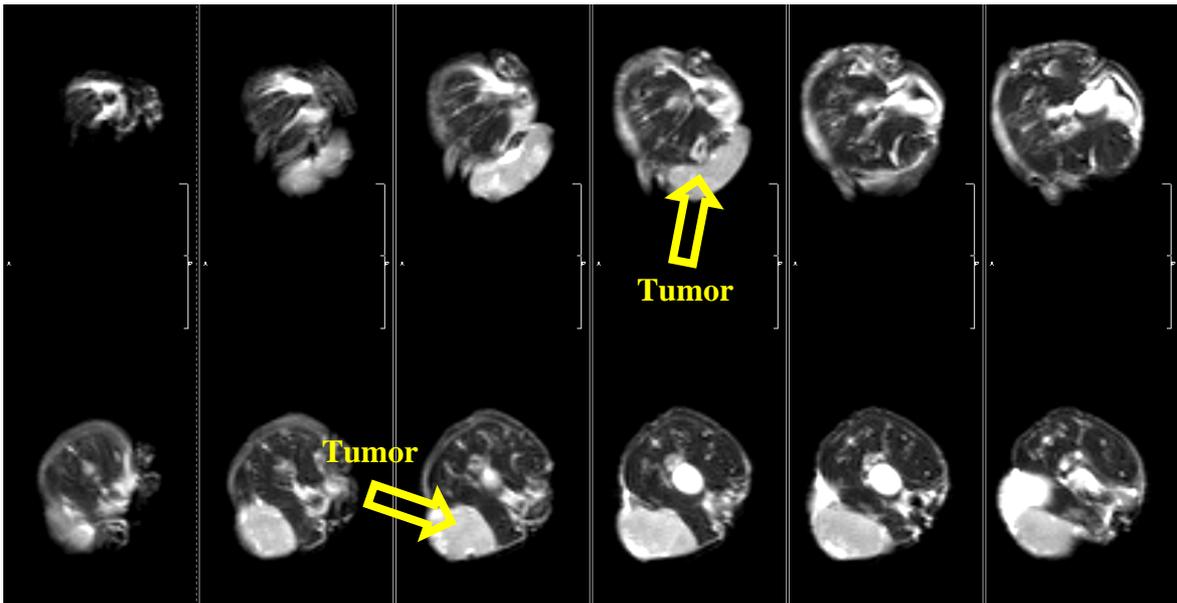


Abb. 4.12: Mehrere Einzelschichten aus einem 3D-FLASH-Datensatz von zwei Mäusen, die simultan mit dem Spulenarray aufgenommen wurden. Pfeile kennzeichnen Tumore am Bein der jeweiligen Maus.

5 Diskussion

In dieser Arbeit wurde ein Hochfrequenzspulenarray für die simultane MR-Bildgebung von Kleintieren entwickelt. Des Weiteren sind Konzepte zur Reduktion der Messzeit für die MR-Bildgebung an einem 1,5-Tesla-Ganzkörpertomographen ausgearbeitet und realisiert worden. Die in den vorhergehenden Kapiteln dargestellten Ergebnisse sollen im Folgenden diskutiert werden.

Windungszahl

Zur Bestimmung der optimalen Windungszahl N wurden die charakteristischen Parameter einer Spule - die Leerlaufgüte Q_U , die beladene Güte Q_L sowie die Sensitivität S - gemessen. In Abb. 4.1 ist deutlich zu erkennen, dass die beladene Güte Q_L mit steigender Windungszahl N sinkt. Das durch die Spule erzeugte, hochfrequente magnetische Feld induziert in leitfähigen Materialien Wirbelströme. Im Messobjekt selbst sind diese prinzipiell nicht zu vermeiden, da ein magnetisches Feld detektiert werden soll.

Die unbeladene Güte Q_U erreichte ihr Maximum bei vier Windungen und nahm dann kontinuierlich ab (s. Abb. 4.1). Das zunächst zu beobachtende Ansteigen der Gütekurve kann darauf zurückgeführt werden, dass die Verlustmechanismen bei kleinen Windungszahlen N sehr niedrig sind. Dennoch werden Spulen mit derart geringer Windungszahl in der MR-Bildgebung selten genutzt, da zum einen die Empfindlichkeit für das Messobjekt zu gering ist und somit ein niedriges SNR zu erwarten ist. Zum anderen kann die geringe Windungszahl zu Inhomogenitäten des Magnetfeldes führen. Die anschließende Abnahme der Leerlaufgüte resultiert nach Gl. 2.47 aus der Proportionalität der Ohmschen Verluste zur Windungszahl N . Weiterhin führt der Plexiglaswickelkörper zu Energiedissipationen, da die elektrischen Potentiale entlang der Empfangsspule im umliegenden Raum elektrische Felder erzeugen, die in leitfähigen Materialien verlustbehaftete Verschiebungsströme induzieren. Zudem resultiert aus der steigenden Windungsdichte ein erhöhter Nachbarschaftseffekt (*proximity effect*) der Windungen untereinander.

Die Abhängigkeit der Sensitivität S der Spule von der beladenen Güte Q_L und unbeladenen Güte Q_U wird durch die kontinuierlich steigende Kurve deutlich. Ab acht Windungen ist der Wert der Sensitivität $S = 0,8$ nahezu konstant. Für die Realisierung des HF-Spulenarrays wurden Spulen mit einer Windungszahl von $N = 9$ gewählt, da diese das Messobjekt sehr gut umschließen. Spulen mit einer Windungszahl von $N \geq 11$ wurden nicht untersucht, da diese Windungszahlen durch die Breite der Kupferfolie bei konstanter Spulenlänge nicht mehr hätten realisiert werden können. Zudem sollte die Länge des Spulendrahtes ein achtel bis ein zehntel der Wellenlänge aus Abstrahlungsgründen nicht überschreiten [Houl81]. In dieser Arbeit beträgt die Leiterlänge jedoch mit neun Windungen bereits ein sechstel der Wellenlänge. Diese kann durch Phasendifferenzen zwischen den Spulenenden zu weiteren Inhomogenitäten des HF-Feldes führen. In den Schnittbildern würde diese durch unterschiedlich erzeugte Flipwinkel im Messobjekt deutlich, was jedoch nicht beo-

bachtet wurde. Ein weiterer Nachteil bei höherer Windungszahl besteht in der Annäherung der Eigenresonanz der Spule zur Messfrequenz von 63,685 MHz aufgrund von zunehmenden parasitären Kapazitäten. Die Spule kann dann nur noch mit sehr kleinen Kapazitäten auf 50Ω angepasst werden. Windungszahlen von $N \leq 9$ wurden wegen abnehmender Empfindlichkeit für das Messobjekt nicht gewählt.

Somit bietet die Spule mit einer Windungszahl von neun bei gleich bleibender Spulenlänge den besten Kompromiss zwischen hoher Empfindlichkeit zum Messobjekt und geringen Verlustmechanismen.

Abstand der Spulenwindung zum Messobjekt

In dieser Messung wurde bei zwei Außendurchmessern der Einfluss auf das Signal untersucht. Für Spulenaußendurchmesser von $d = 30$ mm ergab sich ein 15% höheres Signal (s. Tab. 4.1) und eine 11% höhere Sensitivität S gegenüber $d = 35$ mm. Dies kann mit Gl. 2.44 und nach Chen et al. [Chen89] dadurch begründet werden: Mit zunehmender Nähe steigt der Füllfaktor, und demzufolge die Spulenempfindlichkeit an. Zwar führt ein größerer Abstand zu Verringerung von dielektrischen Verlusten, jedoch sind diese gegenüber dem Signalgewinn durch den größeren Füllfaktor sehr klein. Im Idealfall wird somit die Spule so klein wie möglich gewählt, da aufgrund des kleinen Spulenradius eine hohe Sensitivität S erreicht wird und die kurze Spulenleiterlänge das Spulenrauschen reduziert. Eine weitere Verringerung des Durchmessers oder der Länge der Spule wurde in dieser Arbeit nicht realisiert, da die Spulengeometrie durch die Größe des zu untersuchenden Messobjektes limitiert wird.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass dielektrische Verlustmechanismen außerhalb des Messobjekts vernachlässigt werden können, da der Hauptverlustmechanismus das Messobjekt selbst darstellt. Der Spulenaußendurchmesser von 30 mm stellte sich unter den gegebenen Randbedingungen als am besten geeignet heraus.

Sensitivitätsprofil

Der theoretische Verlauf des Sensitivitätsprofils wurde nach dem Gesetz von Biot-Savart berechnet und mit Messwerten verglichen.

Hierbei wies der experimentelle Sensitivitätsverlauf entlang der Spulenlängsachse im Gegensatz zum berechneten im Maximum einen waagerechten Verlauf auf (Abb. 4.2). Die große Spulenlänge führt zu Phasendifferenzen des Stromes. Zur Symmetrisierung wurde die Spule in der Mitte aufgetrennt, daher kommt es zu einer symmetrischen Verteilung des Stromes. Diese führt bei einer 10%igen Variation der Sensitivität zu einer homogenen Sensitivitätsverteilung über eine Spulenlänge von 64mm. Diese Sensitivitätslänge ist für Messungen an Mäusen ausreichend, da die Länge einer Maus etwa 60 mm beträgt. An den Spulenden nimmt jedoch der theoretische wie auch der gemessene Sensitivitätsverlauf gleichermaßen um 50% ab.

Die tatsächliche räumliche Ausdehnung des B_1 -Feldes wird nicht ganz korrekt wiedergegeben, so dass die quasistatische Berechnung nach Biot-Savart keine gute Näherung dar-

stellt. Zur genaueren Bestimmung des gemessenen Feldes sollte in zukünftigen theoretischen Berechnungen Phasendifferenzen des Stromes mit berücksichtigt werden.

Homogenität und Leiterquerschnitt

Um die Homogenität des Magnetfeldes einer Einzelspule mit verschiedenen Leiterquerschnitten zu bestimmen, wurden die Einzelspulen mit einem Vielfachen der Referenzspannung angeregt.

In Abb. 4.3 ist zu beobachten, dass die Kupferfolienspule in der Mitte über eine Länge von 30 mm ein homogenes Grauwertamplitudenbild aufweist. Am Rand sind im Gegensatz zur Spulenmitte sehr helle Bereiche vorzufinden, die einen Flipwinkel von $100 \cdot 90^\circ$ darstellen. Daraus lässt sich schließen, dass am Ende der Einzelspule das Sensitivitätsprofil abnimmt. Der Signalabfall am Rand resultiert aus der Spulengeometrie eines Solenoids, da nach der Theorie für eine endliche Spulenlänge die Sensitivität am Ende auf die Hälfte des Maximalwerts abnimmt. Die Kupferdrahtspule weist im Schnittbild rechts über einen Bereich von 20 mm einen homogenen Bereich auf (s. Abb. 4.3). Jedoch zeigen sich in der Mitte der Spule starke Inhomogenitäten (s. Abb. 4.3). Die Inhomogenitäten in der Mitte der Kupferdrahtspule könnten aus dem ungleichmäßigen Abstand zwischen den Windungen und zum Wickelkörper resultieren. Der *proximity effect* könnte ebenfalls zu Inhomogenitäten führen. Dieser Effekt verdrängt den Strom in die Mitte des Spulenleiters, wenn die Spulenwindungen sehr nah beieinander liegen.

Eine exakte Wicklung der Kupferdrahtspule war aufgrund der Drahtstärke sehr schwer zu realisieren. Die Kupferfolie dagegen ist selbstklebend und somit leicht und genau auf den Wickelkörper aufzubringen. Zudem wurde auf dem Plexiglaskörper eine Spirale mit 9° Steigung eingefräst, was eine sehr genaue Positionierung der Wicklung ermöglichte, so dass eine höhere Homogenität erzielt werden konnte. Die Homogenität des HF-Feldes spielt in der Anwendung an Kleintieren eine große Rolle, da Inhomogenitäten zu unterschiedlichen Flipwinkeln innerhalb des Messobjektes führen und dadurch diagnostische Aussagen erschwert werden. In der Tierstudie zur Regeneration einer Rückenmarksverletzung ist es beispielsweise notwendig eine Mauslänge von 60 mm homogen abzudecken. Feldinhomogenitäten könnten dazu führen, dass dieser Bereich nicht ausreichend abgedeckt wird.

Neben der Homogenitätsermittlung von zwei Spulenmaterialarten, erfolgte auch die Untersuchung des Einflusses des *skin effect*. Hochfrequenzströme besitzen eine begrenzte Eindringtiefe, dadurch kommt es bei kleinerem Leiterumfang zu einer Erhöhung der Stromdichte und des Widerstandes. Aus diesem Grund wurde das Signal als Funktion des Leiterumfanges an zwei Beispielen (Kupferfolie, Kupferdraht) untersucht. Die Kupferdrahtspule wies ein 1,2-fach besseres Signal auf als die Kupferfolienspule (s. Tab. 4.2). Das höhere Signal der Kupferdrahtspule gegenüber der Kupferfolie resultiert aus dem größeren Leiterumfang. Leiter mit höherem Querschnitt wurden nicht untersucht, da erwartet wird, dass insgesamt, der Hauptverlustmechanismus durch das Messobjekt dargestellt wird und somit kein größerer Signal-Faktor erzielt werden kann

Bei gleich bleibenden SNR reduziert sich die Messzeit bei einer Einzelspule aus Kupferdraht im Gegensatz zur Kupferfolie theoretisch um $1,2^2 = 1,4$. Aufgrund des geringen Zeitgewinns und der starken Inhomogenitäten der Kupferdrahtspule wurden für die Realisierung des Spulenarrays nur Einzelspulen aus Kupferfolie verwendet.

Entkopplung benachbarter Spulen

Die Ergebnisse der Entkopplungsmessung bei verschiedenen Abschirmungen zeigen, dass nicht abgeschirmte Einzelspulen Geisterbilder aus den benachbarten Spulen detektieren. Dies resultiert aus der induktiven Kopplung der Magnetfelder. Durch die vollständige Abschirmung konnte die Kopplung des Signals der Nachbarspule auf 2% reduziert werden, da die Abschirmung die Wechselwirkung mit den umgebenden HF-Spulen unterdrückt (s. Tab. 4.3). Jedoch erwies sich diese Abschirmungsart für die Anwendungen am Spulenarray als ungeeignet, da teilweise Anregungspulse von bis zu 600 V benötigt wurden. Die Einschlitz-Abschirmung zeigte nahezu keine Schirmwirkung und ist somit für den Einsatz im Array ungeeignet.

Abschirmung

In Abhängigkeit von der Ausführung der Abschirmung wurde das Signal ermittelt. Die Durchführung der Messung erfolgte für eine Einzelspule im Sende-Empfangsbetrieb und für ein Spulenarray.

Dabei ergab sich beim Betrieb als Sende-Empfangsspule bei vollständiger Abschirmung das niedrigste Signal. Dies ist auf Wirbelströme in der Abschirmung zurückzuführen, die der Feldänderung entgegenwirken (Lenzsche Regel) und demzufolge den Magnetfeldverlauf der Spule verändern. Außerdem führen Wirbelströme zu Ohmschen Verlusten, was die Verringerung des Signals bei vollständig abgeschirmten Einzelspulen erklärt. Zusätzlich führt der Abschirmungsträger aus Plexiglas zu dielektrischen Verlusten.

Das höchste Signal wurde ohne Abschirmung erreicht. Dies kann durch das Fehlen von magnetischen und dielektrischen Verlustmechanismen, die bei Vorhandensein einer Abschirmung entstehen, begründet werden. Die Einschlitz-Abschirmung zeigte nur eine geringfügige Signal-Abschwächung.

Eine optimale Abschirmung ist möglichst weit von der Spulenwicklung entfernt, da dadurch die Stromdichte auf der Abschirmung und der Verlustwiderstand verringert werden. Dies konnte in dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt werden, da das Spulenarray auf bis zu acht Einzelspulen erweitert werden soll und die Gesamtlänge des Arrays durch die Größe des homogenen B_0 -Feldes limitiert ist.

In der Messung mit dem Spulenarray wiesen die unabgeschirmten Spulen das geringste Signal auf, gefolgt von Spulen mit Einschlitz-Abschirmungen, während die Spulen mit vollständiger Abschirmung das höchste Signal zeigten (s. Tab. 4.3). Bei unabgeschirmten Einzelspulen im Array kommt es dagegen zu gekoppelten Schwingungen. Diese führen zu einer Resonanzverschiebung und daraus folgend zu einem geringeren Signal. Messungen am Netzwerkanalysator bestätigten diese Annahme, da in der Transmissionskurve überkritische Kopplungen zu beobachten waren (s. Abb. 4.6).

Außerdem wurde anhand der Messungen gezeigt, dass das Signal des Geisterbildes größer war als das Signal innerhalb der Einzelspule. Dieser Effekt lässt sich möglicherweise ebenfalls auf die Kopplung zurückführen, die zu einem Energieaustausch zwischen den Spulen führt. Bei Spulen mit Einschlitz-Abschirmungen hatte sich das Signal verringert. Dies kann zum einen aus der Kopplung resultieren und zum anderen durch von der Abschirmung verursachte magnetische und dielektrische Verluste.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die vollständige Abschirmung zwar zur Schwächung des B_1 -Feldes der Einzelspule führt, jedoch ist der Signalverlust einer unabgeschirmten Spule im Array aufgrund von induktiven Kopplungen sehr viel höher. Allerdings zeigte sich, dass aufgrund der sehr guten Abschirmung bei der anregenden Ganzkörperspule Referenzspannungen bis zu 600 V benötigt wurden und sich diese somit für das Spulenarray als ungeeignet erwiesen hatte.

Eine ideale Abschirmung ist im Sendefall nicht vorhanden, so dass mit geringer Referenzspannung angeregt werden kann und im Empfangsfall eingeschaltet, um eine hohe Entkopplung zu erzielen. Um diese Anforderung umzusetzen, könnte beispielsweise ein Steuerstrom über PIN-Dioden geleitet werden, die die Abschirmung im Sendefall öffnet und im Empfangsfall schließt. Voraussetzung dafür wäre allerdings eine extern geschaltete Stromquelle, da der MR-Tomograph im Empfangsfall keinen Strom liefert. Des Weiteren könnte der Strom im Empfangsfall zu zusätzlichem Rauschen führen. Daher erfolgte eine Modifikation der Einschlitz-Abschirmung, indem der Schlitz in kleinen Schritten mit Kupferfolie geschlossen wurde. Somit konnte ein Kompromiss zwischen Referenzspannung, Signal und Entkopplung gefunden werden.

Die Referenzspannung stieg kontinuierlich mit der Abdeckung des Schlitzes, was aus der stärkeren Abschirmung gegenüber dem HF-Magnetfeld resultiert (s. Tab. 4.4). Die Entkopplung dagegen veränderte sich nicht wesentlich. Einen Kompromiss zwischen nicht zu geringer Referenzspannung aufgrund von technischen Begrenzungen des MR-Tomographen und akzeptabler Entkopplung wurde bei einer Abdeckung von 5,1 cm bei Spule 1 und 4,6 cm bei Spule 2 gefunden. Die unterschiedlich langen Abdeckungen resultieren aus der ungleichmäßigen Breite des Schlitzes in der Abschirmung. Gleichlange Abdeckungen hätten zu unterschiedlichen Referenzspannungen und somit zu unterschiedlichen Flipwinkeln im Messobjekt geführt.

Die Konzipierung dieser Abschirmung ist sehr kompliziert, da nach jeder erneuten Abdeckung des Schlitzes eine Anpassung auf 50Ω vorgenommen werden muss. Außerdem muss die Referenzspannung für beide Einzelspulen bestimmt werden, um zu gewährleisten, dass beide die gleiche Referenzspannung benötigen. Bei einer Erweiterung des Arrays wird die Erstellung dieser Abschirmungsart noch schwieriger. Daher sollten zukünftig weitere Konzepte zur Entwicklung von Abschirmungen entwickelt werden, die eine hohe Abschirmwirkung erzielen, ohne dabei die Referenzspannung zu erhöhen. Gleichzeitig sollten diese einfach zu realisieren sein und gleiche Flipwinkel im jeweiligen Messobjekt erzeugen können.

Eine unabgeschirmte Spule, die eine Referenzspannung von 2V benötigt, erzeugt dasselbe Feld wie bei einer abgeschirmten Spule, die beispielsweise eine Anregungsspannung von

100 V benötigt. Dies erklärt sich daraus, dass im Fall der abgeschirmten Spule lediglich ein geringerer Teil der Energie in die Spule eindringt. Daher führen auch hohe Anregungsspannungen bei Messungen an Kleintieren zu keiner höheren HF-Energiedosis innerhalb der Einzelspulen im Array.

Somit ist es gelungen durch geeignete Modifikation eine Abschirmung zu realisieren, die die induktive Kopplung von benachbarten Spulen ausreichend reduziert und eine akzeptable Referenzspannung aufweist.

Signalkopplung

Bei der Untersuchung der Signalkopplung wurden Schnittbilder der jeweiligen Einzelspulen im Array durcheinander dividiert. Bei Einzelspule 1 wurde ein Koppelfaktor von 1/30 und bei Einzelspule 2 von 1/28 gemessen. Die Ermittlung des Koppelfaktors ist jedoch nur zulässig, wenn die Signale der Phantome gleich waren, da ein Koppelfaktor von 1/28 oder 1/30 bei einer geringen Signalamplitude in den Schnittbildern nicht mehr beobachtet werden könnte. Das bedeutet, dass der gemessene Koppelfaktor kleiner wäre und somit zu falschen Ergebnissen führen würde. Jedoch zeigten die aufgenommenen Schnittbilder der jeweiligen Spule ein nahezu identisches Signal. Reflexionsmessungen am Netzwerkanalysator zeigten ebenfalls, dass die Phantome nahezu identisch sind, dadurch können Signalunterschiede zwischen den Phantomen ausgeschlossen werden. Beide Divisionsbilder weisen zudem eine homogene Grauwertverteilung auf, was auf eine ortsunabhängige Kopplung schließen lässt (s. Abb. 4.9). Die ortsunabhängige Kopplung wird vermutlich durch die gemeinsame Kabelführung verursacht. Die elektrischen Leitungen wurden in dieser Arbeit nicht getrennt voneinander geführt, da demzufolge zwei Stecker zur Verbindung zum MR-Tomographen notwendig gewesen wären. Dies hätte die leichte und schnelle Handhabung mit dem Array beeinträchtigt.

Zusammenfassend ist es gelungen eine Abschirmung zu realisieren, die eine ausreichende Entkopplung aufweist, so dass meist auf eine nachverarbeitende Rekonstruktion von Schnittbildern verzichtet werden kann. Das Spulenarray kann damit ohne Modifikation der Bildrekonstruktionsalgorithmen an jedem beliebigen MR-Tomographen eingesetzt werden.

Anpassnetzwerk

Die Impedanzanpassung der Einzelspulen im Array erfolgte mit einem Anpassnetzwerk auf ein mittleres Mauslastphantom. Bei der Resonanzfrequenz von 63,685 MHz wurde für die Einzelspulen eine Reflexion von -31 dB und eine Transmission von -29 dB gemessen, so dass Schnittbilder mit hohem SNR akquiriert werden konnten (s. Abb. 4.10). Anschließend wurde ein 27 ml Mauslastphantom in die Spulen positioniert, ohne eine erneute Anpassung vorzunehmen. Die Einzelspule 1 im Array wies ein SNR-Verlust von 26% und die Einzelspule 2 von 12% auf (s. Tab. 4.5).

Der allgemeine SNR-Verlust resultiert aus der Änderung der Impedanz der Spule, was zu einer Verschlechterung der Rauschanpassung führt, so dass die Rauschzahl des Vorverstärkers steigt und das SNR sinkt. Zusätzlich führt das größere Phantom zu einem verringerten SNR, da die höhere Last der Spule in einer geringeren Güte der Spule resultiert.

Betrachtet man die unterschiedlich benötigten Referenzspannungen der beiden Spulen, so lässt dies vermuten, dass es bei der Einzelspule 1 im Sendefall zu einer größeren Verschiebung der Resonanzkurve als bei der Einzelspule 2 kommt. Das bedeutet, dass in Einzelspule 1 mit höherer Leistung eingestrahlt werden muss, um in Einzelspule 2 dieselbe Feldstärke zu erzeugen. Dies kann mit Differenzen der jeweiligen Abschirmungen, Spulen oder Phantome begründet werden.

Die allgemein erhöhte Resonanzverschiebung aufgrund der Nicht-Anpassung führte zu Referenzspannungen von bis zu 250 V. Dies könnte dazu führen, dass – analog zur Signalmessreihe bei der vollständigen Abschirmung – Anregungspulse von nahezu 600 V benötigt werden, die der Anregungsspannungsgrenze des MR-Tomographen entsprechen und somit nicht alle Flipwinkel realisierbar sind.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse, dass eine Impedanzanpassung der Spule auf 50Ω notwendig ist, um ein optimales SNR zu erhalten. Zudem verursacht die Nichtanpassung auf 50Ω unterschiedliche Flipwinkel in der jeweiligen Spule, was die Qualität der MR-Schnittbilder verringert.

Die hohe Impedanzveränderung bei unterschiedlichen Beladungen resultiert aus dem hohen Füllfaktor. Spulen mit geringem Füllfaktor zeigen bei unterschiedlicher Beladung geringe oder keine Veränderung in der 50Ω -Anpassung. Jedoch wiesen diese auch eine geringe Spulenempfindlichkeit auf und demzufolge wird ein geringeres SNR detektiert. In Tierstudien allerdings ist ein hohes SNR von großer Bedeutung. Daher wurden in dieser Arbeit Spulen mit hohem Füllfaktor realisiert und auf die Anforderung, Spulen ohne Anpassung betreiben zu können, verzichtet.

Spulenvergleich

Das optimierte Spulenarray wurde mit einem bereits vorhandenen Tierresonator hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses verglichen. Hierbei ergab sich ein 2,7-fach besseres SNR des HF-Spulenarrays gegenüber dem Tierresonator (s. Tab. 4.6). Das in dieser Arbeit realisierte HF-Spulenarray wurde speziell für Mäuse entwickelt und weist mit 26 mm Innendurchmesser nach Gl. 2.44 einen hervorragenden Füllfaktor auf, während der größere Sende-Empfangs-Tierresonator für Messungen an Ratten genutzt wird und mit einem Innendurchmesser von 85 mm einen deutlich kleineren Füllfaktor für Mäuse aufweist.

Bei gleich bleibenden SNR lässt sich die Messzeit bei einer Einzelspule im Array theoretisch um $2,7^2 = 7,3$ im Vergleich zum Tierresonator reduzieren. Da zwei Aufnahmen simultan akquiriert werden, verringert sich die Messzeit ca. um einen Faktor 15.

Nach Gl. 2.44 wurde zunächst ein 3 bis 3,5-fach höheres SNR erwartet. Der beobachtete Faktor 2,8 kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden:

1. Der Tierresonator ist aus versilbertem Kupferrohr gewickelt. Aufgrund der größeren Oberfläche ist die Stromdichte und demzufolge der Verlustwiderstand reduziert. Zusätzlich weist Silber im Gegensatz zu Kupfer eine etwas höhere Leitfähigkeit auf.

2. Bei größerem Abstand der Spulenwindung zum Messobjekt sind dielektrische Verluste durch die Nähe der Spulenwindung nur gering oder treten gar nicht auf.
3. Der Tierresonator besitzt im Gegensatz zu den hier entwickelten Einzelspulen keine Abschirmung, so dass keine Ohmschen Verluste durch induzierte Wirbelströme in der Abschirmung entstehen können.

Der Vergleich der verschiedenen Spulen zeigt, dass mit den Einzelspulen im Array der erwartete SNR-Gewinn aufgrund der unterschiedlichen Materialien geringer ist als erwartet; dennoch ist ein für Experimente an Mäusen ein ausreichend hohes SNR erzielt worden und die Messzeit konnte bei gleich bleibenden SNR um einen Faktor 15 reduziert werden.

Tierexperimente

Das Spulenarray wurde mit zwei gesunden, narkotisierten Mäusen getestet. Dazu wurden Bilder im Transversalschnitt bei einem FoV von $200 \times 100 \text{ mm}^2$ und einer Auflösung von $0,3 \text{ mm} \times 0,3 \text{ mm} \times 1,0 \text{ mm}$ mit dem Spulenarray aufgenommen. In den Schnittbildern sind keine Kopplungen zu beobachten, da das Signal des Kleintieres zu gering ist, so dass die Signalamplitude des eingekoppelten Signals der Größe der Rauschamplitude entspricht (s. Abb. 4.12). Aufgrund des in den Phantomexperimenten ermittelten Zeitfaktors ist es nun möglich Tierstudien in 1/15 der Zeit durchzuführen und somit deutlich schneller Resultate zu erzielen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In den letzten Jahren werden Kleintierstudien zunehmend mit der MRT durchgeführt, da hiermit nicht-invasiv Schnittbilder mit hervorragendem Weichteilkontrast in beliebiger Orientierung gewonnen werden können. So kann beispielsweise partiell auf die histologische Untersuchung in der Tumordiagnostik verzichtet werden, da Malignome allein anhand von MR-Bildern charakterisiert werden können. Um in Tierstudien zu statistisch signifikanten Aussagen über einen Therapieerfolg zu gelangen, muss eine Vielzahl von Tieren untersucht werden. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein Hochfrequenzspulensystem für die MR-Bildgebung von Mäusen zu entwickeln, in dem mehrere Tiere gleichzeitig untersucht werden können. Basierend auf diesem Spulensystem sollten Methoden zur Reduktion der Messzeit für die MR-Bildgebung an einem 1,5-Tesla-Ganzkörpertomographen ausgearbeitet und realisiert werden.

In dieser Arbeit wurde im Wesentlichen das SNR der Empfangsspulen optimiert. Die thermische Bewegung der Elektronen im Metall der Detektionsspule und die Brownsche Molekularbewegung im Messobjekt erzeugen gemeinsam eine Rauschspannung, die in Konkurrenz zum Kernresonanzsignal steht. Daher wurden hauptsächlich Ansätze zur Verringerung der Verlustmechanismen der Spulen verfolgt.

Ein Ansatz zur Verringerung der Verluste bestand in der Abstandsoptimierung zwischen Spulenwicklung und Messobjekt. Dabei zeigte der geringste Abstand aufgrund des damit verbundenen hohen Füllfaktors das günstigste SNR. Um eine möglichst hohe Sensitivität und demzufolge ein hohes Signal zu erzielen, wurde die notwendige Anzahl in Reihe geschalteter Windungen untersucht. Eine Einzelspule mit neun Windungen stellte sich hier als am besten geeignet heraus. Ein weiterer Ansatz zur Reduktion der Verlustmechanismen wurde durch die Erhöhung des Leiterquerschnitts verfolgt. Der größte Leiterquerschnitt zeigte hierbei das höchste Signal.

Dennoch wurden für die Realisierung der Einzelspulen Leiter mit kleinerem Querschnitt gewählt, da diese eine höhere Homogenität aufwiesen. Inhomogenitäten des HF-Feldes führen zu räumlich variierenden Flipwinkeln im Messobjekt, die sich als Bildartefakte manifestieren können.

Mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart wurde das Sensitivitätsprofil einer Einzelspule berechnet und mit dem im MR-Tomographen gemessenen verglichen. Der experimentell bestimmte Sensitivitätsverlauf wurde durch die Theorie qualitativ richtig beschrieben. Insbesondere die räumliche Ausdehnung des Feldes wurde korrekt wiedergegeben, so dass die quasistatische Berechnung nach Biot-Savart eine hinreichend gute Näherung darstellt.

Zusammenfassend ist es also gelungen durch die vorgenommenen Modifikationen, das angestrebte SNR und Spulen mit einem ausreichend homogenen Sensitivitätsprofil zu realisieren. Die Kopplungen der B_1 -Felder der Einzelspulen im Array wurden durch Abschirmungen so weit reduziert, dass im Gegensatz zu Bock et al. [2] auf eine spezielle Nachverarbeitung zur Signaltrennung verzichtet werden konnte. Dadurch ist es möglich, das Spu-

lenarray an jedem beliebigen MR-Tomographen mit einem Mehrkanalempfangssystem ohne Modifikation der Bildrekonstruktionsalgorithmen einzusetzen.

Der Vergleich des Zweier-Spulenarrays mit einem bestehenden Tierresonator zeigte, dass das Spulenarray ein 2,7-fach besseres SNR aufweist. Dies bedeutet, dass die Gesamtmesszeit bei gleich bleibender Qualität der Schnittbilder um den Faktor 15 reduziert werden kann. Somit können Tierstudien in deutlich kürzerer Zeit durchgeführt werden. Mit dem Spulenarray lassen sich somit schneller diagnostische Aussagen beispielsweise über die Wirksamkeit von Medikamenten zur Regenerierung von Rückenmarksverletzungen erzielen, so dass das Array dazu beitragen könnte, schneller Therapiemöglichkeiten in der Traumatologie für den Menschen zu entwickeln.

Der modulare Aufbau des Systems erlaubt es, das Array mit bis zu acht Einzelspulen zu betreiben, so dass die Messzeit theoretisch insgesamt um den Faktor 63 verringert werden könnte. Die in dieser Arbeit bereits durchgeführten Optimierungsverfahren der Spulenkonfigurationen sowie die Problemlösungen zur Entkopplung können auf die weiteren Einzelspulen transferiert werden.

Für ein Array aus ≤ 4 Einzelspulen ergeben sich zusätzliche Möglichkeiten zur Modifikation des Signal-Rausch-Verhältnisses und der Entkopplung. Der Abstand der benachbarten Einzelspulen sowie der Abstand der Abschirmung zur Spulenwindung könnte vergrößert werden, wodurch induktive Kopplungen reduziert werden könnten. Zusätzlich ist durch die Abstandsvergrößerung der Abschirmung eine Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu erwarten. Elektrische Kopplungen über Kabel könnten ebenfalls verhindert werden, da am MR-Gerät insgesamt vier Steckplätze vorhanden sind, so dass die Zuleitungen von vier Einzelspulen getrennt voneinander geführt werden könnten.

Literaturverzeichnis

- [Abra89] Abragam A.
Principles of Nuclear Magnetism.
Oxford Univ. Press, Oxford (1989)
- [Bloc46] Block F.
Nuclear Induction.
Phys. Rev., Vol. 70: 460 (1946)
- [Bock01] Bock N.A., Konyer N.B., Henkelmann R.M.
Multiple Mouse MRI
Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 9 (2001)
- [Bock03a] Bock N.A., Henkelmann M.
Concurrent MRI of Multiple Objects
US Patent 6,549,799 (2003)
- [Bock03b] Bock N.A., Konyer N.B., Henkelmann R.M.
Multiple-Mouse MRI
Magn. Reson. Med., Vol. 49: 158-167 (2003)
- [Bögl86] Bögl T.
GHz-Praxis
Franzis, München (1986)
- [Chen89] Chen C-N, Hoult DI
Biomedical Magnetic Resonance Technology
Medical Science Series (1989)
- [Demj04] Demjen D., Klusmann S., Kleber S., Zuliani C., Stieltjes B.
Neutralisation of CD95ligand promotes regeneration and functional recovery after spinal cord injury
nature medicine, Vol. 10: 389-395 (2004)
- [Edel86] Edelstein W.A., Hardy C.J., Mueller O.M:
Electronic Decoupling of Surface-Coil Receivers for NMR Imaging and Spectroscopy
J. Magn. Reson., Vol. 67: 156-151 (1986)

- [Erns87] Ernst R.R., Bodenhausen G., Wokaun A.
Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions
Clarendon Press, Oxford (1987)
- [Fall78] Faller A.
Der Körper des Menschen
Thieme, Deutscher Taschenbuchverlag, München (1978)
- [Frey84] Freyer U.
Die Fehlanpassung
Franzis, München (1984)
- [Fron85] Froncisz W., Jesmanowicz A., Hyde J.
Inductive (Flux Linkage) Coupling to Local Coils in Magnetic Resonance Imaging and Spectroscopy
J. Magn. Reson., Vol. 66: 135-143 (1986)
- [Grie03] Grieser M., Bellemann M.E.
Inductively coupled rf coils for examinations of small animals and objects in standard whole-body MR scanners
Med. Phys., Vol. 30 : 6 (2003)
- [Haas86] Haase, A., Frahm, J., Matthaei, D., Hänike, W., Merboldt, K.D.:
FLASH Imaging. Rapid NMR Imaging Using Low Flip-Angle Pulses
J. Magn. Reson., Vol. 67: 258 (1986)
- [Houl76] Hoult D.I., Richards R.E.
The signal to noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment
J. Magn. Reson., Vol. 24: 71-85 (1976)
- [Houl77] Hoult D.I., Richards R.E.
The NMR Receiver: A Description and Analysis of Design
Manuscript, University of Oxford (1977)
- [Houl81] Hoult D.I., Richards R.E.
Radio Frequency Coil Technology in NMR Scanning
Proc. Intl. Sym. Nuc Mag. Reson. Ima.: 33-39 (1976)
- [Houl02] Hoult D.I., Tomanek B.
Use of Mutually Inductive Coupling in Probe Design
Concepts Magn. Reson., Vol. 15: 262-285 (2002)

- [Hurl96] Hurlston S. E., Cofer G. P., Johnson G. A.
Optimized Radiofrequency Coils for Increased Signal-to-Noise-Ratio in Magnetic Resonance Microscopy
J. Magn. Reson., Vol. 8: 277-284 (1997)
- [Jin99] J. Jin
Electromagnetic Analysis and Design
CRC Press Boca Raton, London, New York, Washington D.C. (1999)
- [Kuch99] Kuchling H.
Taschenbuch der Physik
Fachbuchverlag Leipzig (1999)
- [Liff02] Liffers A.
Konzepte zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses für die hochauflösenden Magnetresonanztomographie mit kleinen Empfangsspulen
Bochum, Dissertation 2002
- [Liu00] Liu C., Farahani K., Lu D.S.K., Duckwiler G., Oppelt A.
Safety of MRI-Guided Endovascular Guidewire Applications
J. Magn. Reson. Imag. Vol. 12: 75-78 (2000)
- [Mell95] Mellor P. M., Checkley D.R.
Active coil isolation in NMR imaging and spectroscopy using PIN diodes and tuned transmission line: a practical approach
MAGMA Vol. 3: 35-40 (1995)
- [Mina01a] Minard K.R., Wind R.A.
Solenoidal Microcoil Design. Part I: Optimizing RF Homogeneity and Coil Dimensions
Concepts Magn. Reson., Vol. 13 (2): 128-142 (2001)
- [Mina01b] Minard K.R., Wind R.A.
Solenoidal Microcoil Design. Part II: Optimizing Winding Parameters for Maximum Signal-to-Noise Performance
Concepts Magn. Reson., Vol. 13 (3): 190-210 (2001)
- [Morn95] Morneburg H.
Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik. Bd. 3.
Publicis MCD Verlag, Erlangen, 1995

- [Perm89] Perman W.H., Bernstein M.A., Sandstrom K.
A method for correctly setting the rf flip angle
Magn. Reson. Med., Vol. 9: 16-24 (1989)
- [Prue99] Pruessmann K. P., Weiger M., Scheidegger M. B., Boesiger P.
SENSE: Sensitivity Encoding for FAST MRI
Magn. Reson. Med., Vol. 42: 952-962 (1999)
- [Qu04] Qu P., Wu B., Shen G. X.
A Shielding-based Decoupling Technique for Coil Array Design
Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 11 (2004)
- [Reis97] Reiser M., Semmler W.(Hrsg.):
Magnetresonanztomographie
Springer-Verlage, Berlin (1997)
- [Sche96] Schenck J.F.
The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging: MRI magnetic compatibility of the first and second kinds.
Med. Phys. 23 (1996), Vol. 6: 815–850
- [Slic90] Slichter CP.
Principles of Magnetic Resonance.
Springer, Heidelberg (1990)
- [Su02] Su S., Zou M. X., Murphy-Boesch J.
Solenoidal Array Coils
Magn. Reson. Med., Vol.4 7: 794-799 (2002)
- [Unge80] Unger H.-G.
Elektromagnetische Wellen auf Leitungen
Hüthig, Heidelberg (1980)
- [Wri97] Wright S.M., Wald L.L.
Theory and Application of Array Coils in MR
NMR Biomed., Vol. 10, 394-410 (1997)
- [Wrig00] Wright S. M.
Basic Concepts I: Components
Syllabus, Eighth Scientific Meeting ISMRM, Denver, Colorado, USA (2000)

- [Xu03] Xu S., Gade T.P.F., Matei C., Zakian K., Alfieri A. A., Hu X.
In Vivo Multiple-Mouse Imaging at 1.5 T
Magn. Reson. Med., Vol. 49:551-557 (2003)
- [Zink86] Zinke O., Brunswig H.
Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band 1
Springer-Verlag, Berlin (1986)

Anhänge

Anhang A: Berechnung Verstärkung in dB

Das Verstärkungsmaß oder Dämpfungsmaß wird wie folgt in dB umgerechnet:

$$dB = 10 \cdot \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \cdot \log \frac{U_2^2}{U_1^2} = 20 \cdot \log \frac{U_2}{U_1}$$

Dabei beschreibt P_2 bzw. U_2 die Ausgangsleistung bzw. Ausgangsspannung und P_1 bzw. U_1 die Eingangsleistung bzw. Eingangsspannung.

Exemplarisch folgen einige Verstärkungsmaße und Dämpfungsmaße in dB:

3 dB	≡	1,414 fache Spannung	-3 dB	≡	Dämpfung auf den Wert 0,707
6 dB	≡	2 fache Spannung	-6 dB	≡	Dämpfung auf den Wert 0,5
10 dB	≡	3,162 fache Spannung	-10 dB	≡	Dämpfung auf den Wert 0,316
20 dB	≡	10 fache Spannung	-20 dB	≡	Dämpfung auf den Wert 0,1

Anhang B: Geräte

MR-Tomograph

Alle die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden an einem klinischen 1,5 T MR-Tomographen (Siemens Magnetom Symphony, Erlangen) des Deutschen Krebsforschungszentrums (DKFZ) durchgeführt. Für die schnelle Bildgebung ist der Tomograph mit einem Gradientensystem (Quantum Gradienten) ausgestattet, das eine maximale Gradientenstärke von 30 mT/m ermöglicht.

Geräteübersicht

In Tab. B.1 sind die Geräte aufgelistet, die in dieser Arbeit zur Optimierung der Spulenparameter einer Einzelspule verwendet wurden.

Gerät	Typ	Hersteller
Netzwerkanalysator	<i>Advantest R 3765 CG</i>	<i>Rohde&Schwarz, Advantest, Japan</i>
Impedanzmessgerät	<i>4193 A</i>	<i>Hewlett Packard</i>
Spektrumsanalysator	<i>1093.4495.03</i>	<i>Rohde&Schwarz, Japan</i>
Rauschgenerator	<i>hp 346B</i>	<i>Hewlett Packard</i>

Tab. B.1: Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Geräte

Geräteeigenschaften

Netzwerkanalysator

Der Netzwerkanalysator verfügt über zwei sogenannte Messtore. Das heißt es können Prüfobjekte mit zwei Anschlüssen, oftmals auch als Zweitore oder Vierpole bezeichnet, in einem Arbeitsgang vermessen werden. Zur Detektion von Reflexionen und Transmission sind in die Testports Richtkoppler oder Brückenschaltungen integriert, mit denen vor- beziehungsweise rücklaufende Hochfrequenzwellen getrennt erfasst werden können.

Impedanzmessgerät

Das Impedanzmessgerät erlaubt die Impedanzmessung an Bauteilen und Schwingkreisen im Frequenzbereich von 0.4-110 MHz.

Spektrumsanalysator

Zur Messung der Rauschzahl wird als Rauschmessgerät ein Spektrumsanalysator eingesetzt. Eine integrierte Software errechnet bei einer definierten Frequenz oder über einen einstellbaren Frequenzbereich das Rauschmaß und die Verstärkung.

Rauschgenerator

Der Rauschgenerator stellt eine breitbandige, geeichte Rauschquelle dar, die vom Spektrumsanalysator ein- und ausgeschaltet wird.

Anhang C: IDL-Programm zum Biot-Savart-Gesetz

```

PRO BiotSavart
Berechnet=1
;
*****
*****
; * File:      BiotSavart.pro
; * Author:    Jain Mangalathu, dkfz Heidelberg
; * Des:      Optimierung der Solenoidspulen mittels Biot-Savart
; * l:       Länge der Spule [mm]
; * d:       Durchmesser der Spule [mm]
; * n:       Windungszahl
*****
*****
;* Parameter
*****
*****
Windung = 9
R      = 26.0      ;Radius [mm]
L      = 80.0      ;Länge [mm]
Schritte= 1000
N      = 256      ;Dimension der Resultatmatrix
FOV    = 200.0    ;Field of View [mm]
;
*****
*****
;*current path
*****
*****

a = DBLARR(3,Schritte)

lambda = FINDGEN(Schritte)/FLOAT(Schritte)

omega = 2*!Pi*Windung                ; Frequenz

a(0,*) = SIN(lambda(*)*omega)*R      ; Laufvariable x
a(1,*) = (lambda(*)-0.5)*L           ; Laufvariable y
a(2,*) = COS(lambda(*)*omega)*R      ; Laufvariable z

da = SHIFT(a,0,1)-a

; ersetze letzte Eintrag durch vorletzten
da(*,Schritte-1) = da(*,Schritte-2)

PLOT_3DBOX, a(0,*), a(1,*), a(2,*)

one = FLTARR(N)*0 + 1.0
dx  = FOV*(FINDGEN(N)/FLOAT(N)-0.5)

x = dx#one
y = one#dx
z = x*0

;Feldberechnung

Bx=0.0*dblarr(N,N)
By=0.0*dblarr(N,N)
Bz=0.0*dblarr(N,N)

absB=0.0*dblarr(N,N)

; die Berechnung

```

```

IF (Berechnet) THEN BEGIN
  RESTORE, FILENAME='BiotSavart.dat'

  s = SIZE(bx)
  N = s(1)

  absB=sqrt(Bx^2+By^2+0*Bz^2)           ; Betrag Magnetfeld

ENDIF ELSE BEGIN

  FOR i=0, Schritte-1 DO BEGIN

    rx = x - a(0,i)
    ry = y - a(1,i)
    rz = z - a(2,i)

    absr=(rx^2+ry^2+rz^2)^1.5

    ;x-Komponente des Magnetfeldes B
    Bx = Bx+(da(1,i)*rz-da(2,i)*ry)/absr

    ;y-Komponente des Magnetfeldes B
    By = By+(da(2,i)*rx-da(0,i)*rz)/absr

    ;z-Komponente des Magnetfeldes B
    Bz = Bz+(da(0,i)*ry-da(1,i)*rx)/absr

    ;Betrag des Magnetfeldes B
    absB=sqrt(Bx^2+By^2+0*Bz^2)

  END

  SAVE, Bx, By, Bz, FILENAME='BiotSavart.dat'

ENDELSE

;Sensitivitätsprofil
WINDOW,1, XSIZE=4*N, YSIZE=4*N, TITLE='XY-Plane'

o = BYTSCl(ALOG10(REBIN(absB(*,*),4*N,4*N)),MIN=-1.0,MAX=0.6)
TV, o
WINDOW,3, TITLE='Central Line'           ;

plot, absB(N/2,*)

;*****
Dim=IntArr(2)
Dim(0)=256
Dim(1)=256

; Skalierung der X-Achse (Mitte Spule = 0)
AXachse=fix((dindgen(Dim(0))-double(Dim(0))/2.0)/double(Dim(0))*double(FOV))
Line=DblArr(dim(1),2)

; DICOM Bild aufrufen
S=double(READ_DICOM_IMAGE('G:\Mangalathu\Eigene\RU-Test\Bild.dcm'))

X= INDGEN(Dim(0))

Skal=dblarr(2)

;Sensitivitätsprofil des gemessenen in Spulenmitte berechnen
Line(*,0)=shift(S(*,60),+3)

;Sensitivitätsprofil des berechneten in Spulenmitte berechnen
Line(*,1)=absB(128,*)

```

```
Skal(0)=Max(Line(*,0))           ; Skalierung der Y-Achse des gemessenen
Skal(1)=Max(Line(*,1))           ; Skalierung der Y-Achse des berechneten

Line(*,0)=Line(*,0)/Skal(0)
Line(*,1)=Line(*,1)/Skal(1)

Print,'Skal(0)',Skal(0)
Print,'Skal(1)',Skal(1)
Window, 24
plot,Line(*,0)
oplot,Line(*,1)

OK=PS_Plot(AXachse,Line)
END

;*****
function PS_Plot,AXachse,Array
;*****

A=size(Array)
Dim=IntArr(2)
Dim(*)=A(1:2)
ErsatzAchse=AXachse*200.0/256.0

mydevice = !D.NAME

SET_PLOT, 'PS'
; Select the PostScript driver:

DEVICE,/ENCAPSULATED,FILENAME='G:\Mangalathu\Eigene\RU-Test\Sulensensitivität.ps'

PLOT,ErsatzAchse,Array(*,0),xstyle= 1, X RANGE=[-128, 128],Y RANGE=[0, 1.2],$
  L INESTYLE = 1, CHARSIZE=1,$
  XTITLE = 'Position [mm]', YTITLE='Spulenempfindlichkeit' ,$
  FONT = 0

OPLOT, AXachse,Array(*,1), L INESTYLE = 2

DEVICE,/CLOSE
SET_PLOT, mydevice

return,1

END
;*****
*****
```

Anhang D: Messprotokolle

<i>Bezeichnung</i>	<i>Parameter</i>
<i>Messfrequenz [MHz]</i>	63,6847
<i>Messfenster [MHz]</i>	20
<i>Anregungspegel [dBm]</i>	-10
<i>Filterbandbreite [kHz]</i>	10
<i>Messpunkte</i>	200

Tab. D.1: Messprotokoll zur Messung der Streuparameter

<i>Bezeichnung</i>	<i>Parameter</i>
<i>Messfrequenz [MHz]</i>	63,685
<i>Messfenster [MHz]</i>	20
<i>Messpunkte[kHz]</i>	500
<i>Kalibrierung</i>	50 Ω - Rauschgenerator

Tab. D.2: Messprotokoll zur Messung der Rauschanpassung

Anhang E: Schmitt-Diagramm

Komplexe Impedanzen werden in einem kartesischem Koordinatensystem nach rechts aufgetragen, da der Ohmsche Anteil $\text{Re}(Z)$ nie negativ sein kann. Die Blindkomponenten, auch Imaginärteil $\text{Im}(Z)$ genannt, kann sowohl positive (induktive) als auch negative (kapazitive) Werte annehmen. Da man sich bei Transistorimpedanzen in einem Wertebereich von wenigen Ohm bis zu einigen hundert Ohm bewegt, ist es zweckmäßig statt eine lineare eine logarithmierte Achseneinteilung zu verwenden. Da sich aber Parallelschaltungen von Blindwiderständen in einem rechtwinkligen kartesischen Koordinatensystem schlecht darstellen lassen, scheinen die senkrechten Achsen, auf denen der Imaginärteil angetragen wird, kreisförmig nach rechts gebogen, bis sie sich im „Unendlichen“ auf der reellen Achse schneiden (s. Abb. A.1). Dieses durch eine konforme Abbildung neu erhaltene Koordinatensystem wird auch als Schmitt-Diagramm (*Smith-Chart*, Phillip H. Smith, Bell Laboratories 1941) bezeichnet. Mit diesem Diagramm ist es nun möglich, alle Impedanztransformationen, unabhängig davon, ob es sich dabei um Serien- oder Parallelschaltungen handelt, als Bewegungen auf Kreisen darzustellen. In der Hochfrequenztechnik wird das Schmitt-Diagramm verwendet, um komplexe Impedanzen darzustellen.

Da Verstärker und Messgeräte oft eine Systemimpedanz von 50Ω haben, wird im Schmitt-Diagramm eine Normierung auf $Z_0=50 \Omega$ durchgeführt. Abb. A.1 zeigt das Schmittdiagramm.

Impedanztransformationen

Eine Impedanz Z wird durch das Hinzufügen passiver Elemente auf eine andere Impedanz transformiert. In dieser Arbeit wurden zur Impedanztransformation auf 50Ω kapazitive Blindwiderstände $X_C=1/i\omega C$, die parallel oder in Serie zu Z geschaltet wurden, verwendet.

Transformation serieller und paralleler Elemente

Gegeben sei eine Impedanz $Z = 4,6 \Omega + i \cdot 58,8 \Omega$ bei einer Frequenz von 64 MHz (s. Abb. A.2). Ein Parallelkondensator $C_P = 29,9\text{pF}$ transformiert Z entlang des Kreises $\text{Re}(1/Z) = (0,013 - i 0,017) \Omega$ auf $Z' = 50,5 \Omega + i \cdot 188,8 \Omega$ nach rechts. Ein Kondensator in Serie $C_S = 13,2 \text{pF}$ transformiert Z auf $Z' = 50,5 + i \cdot 0 \Omega$ entlang des Kreises $\text{Re}(Z) = 50,5 \Omega$ gegen den Uhrzeigersinn.

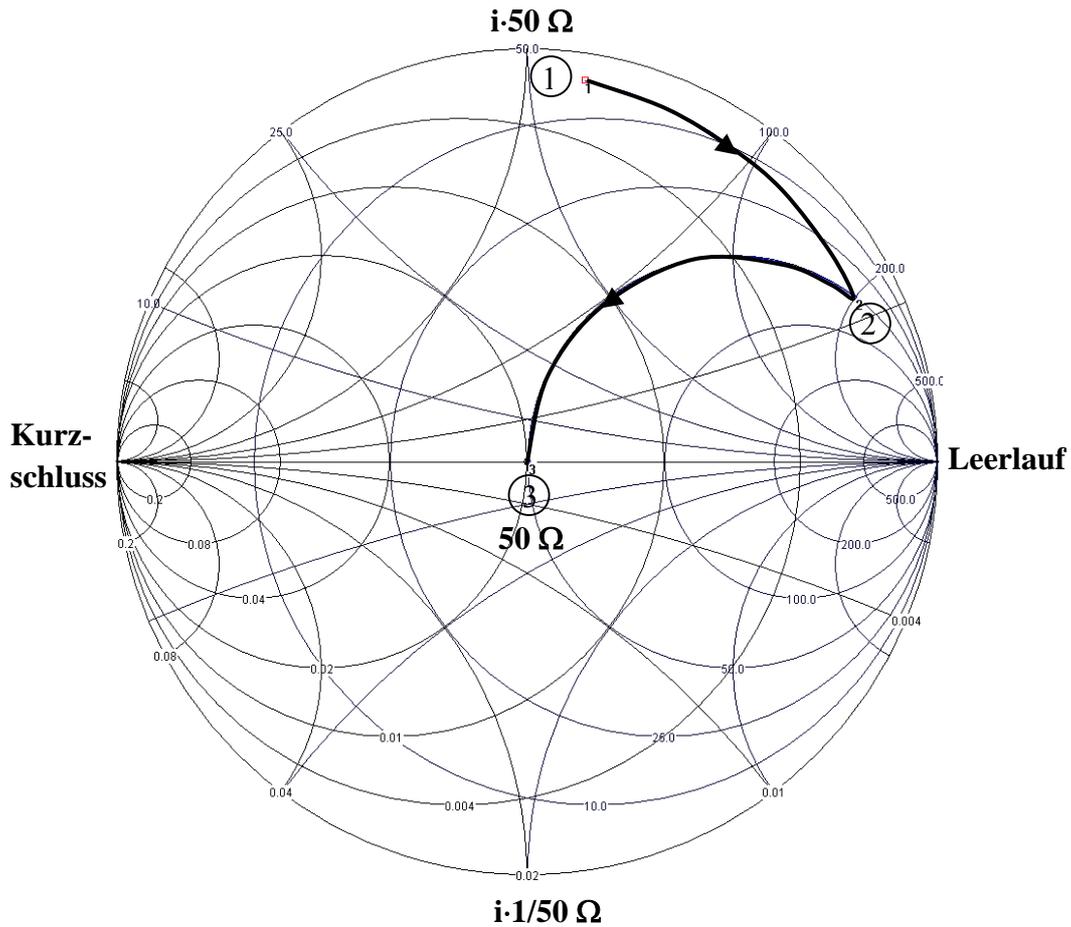


Abb. E.1: Darstellung der Impedanztransformation im Schmitt-Diagramm. Punkt 1 beschreibt die Impedanz der Spule L und des Verlustwiderstands R_{eff} ohne Anpassung. Die Impedanz wurde dann mit einem Serienkondensator C_P auf den Punkt 2 transformiert. Mit einem Parallelkondensator C_S konnte die Impedanz nun auf 50 Ohm angepasst werden

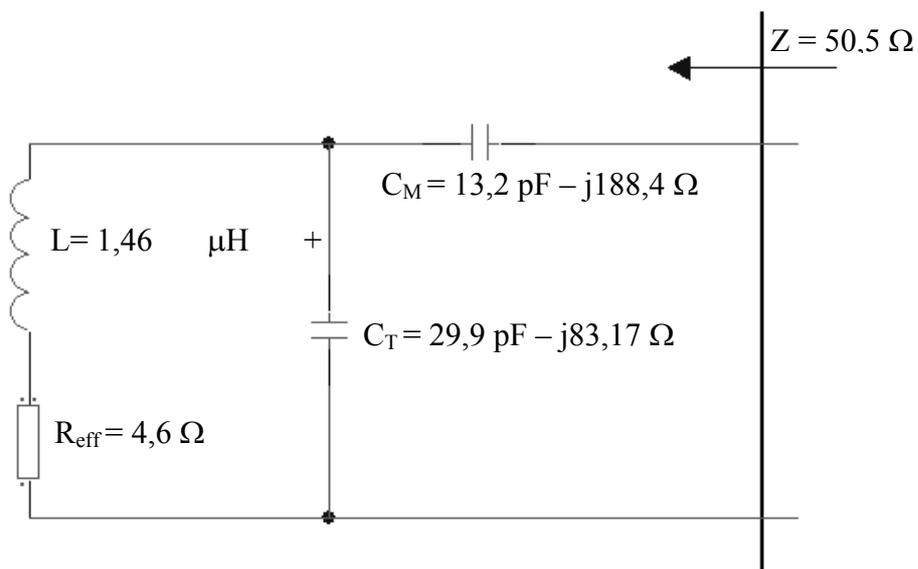


Abb. E.2: Schaltung zur Anpassung einer Einzelspule auf 50Ω

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Wörtliche oder sinngemäße Zitate wurden als solche gekennzeichnet.

Giessen, den

gez.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. R. Umathum und Herrn Dr. M. Bock für die sehr gute Betreuung und für die vielen Anregungen während meiner gesamten Diplomarbeit.

Gleichermaßen möchte ich Herrn Prof. Dr. K. Zink von der Fachhochschule Gießen-Friedberg für die Unterstützung und das Interesse an meiner Arbeit danken.

Des Weiteren danke ich allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe: B. Dillenberger, H. Zimmermann, S. Müller und N. Nurpeissov für die kreative und sehr angenehme Arbeitsatmosphäre. B. Dillenberger danke ich insbesondere für die ständige Hilfsbereitschaft und ihr Engagement an meiner Arbeit. Weiterhin gilt mein Dank S. Müller und H. Zimmermann für das Korrekturlesen meiner Arbeit und so manche kritische Anmerkung.

Ich möchte mich bei Herrn Dr. B. Stieltjes für die Durchführung von tierexperimentellen Studien mit dem in dieser Arbeit entwickelten Spulenarray bedanken. Gleichermaßen bedanke ich mich bei S. Klusmann, der die Tiere vorbereitet und betreut hat.

Ich danke dem Werkstatt-Team um Herrn Rühle für die vielen und schnellen Fertigungen in dieser Arbeit.

Ganz besonders danke ich meinem Freund Benny für das sehr kritische Korrekturlesen meiner Arbeit, aber vor allem für die moralische Unterstützung während dieser Arbeit.

Mein größter Dank gilt meiner Familie und insbesondere meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Studienzeit fortwährend unterstützte.